

## Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- Le Conservatoire numérique communément appelé le Cnum constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre ([www.eclydre.fr](http://www.eclydre.fr)).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - http://cnum.cnam.fr](http://cnum.cnam.fr))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

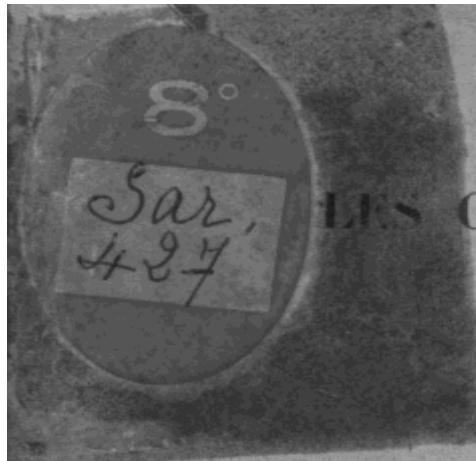
4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment possible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

## NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

Auteur(s)	Ferrié, Gustave Auguste (1868-1932)
Titre	Les ondes électriques et la télégraphie sans fil
Adresse	Paris ; Nancy : Berger-Levrault et Cie, éditeurs, 1899
Collation	1 vol. (94 p.) : ill. ; 22 cm
Nombre d'images	104
Cote	CNAM-BIB 8 Sar 427
Sujet(s)	Ondes électriques Télégraphie sans fil
Thématique(s)	Technologies de l'information et de la communication
Typologie	Ouvrage
Note	Extrait de la "Revue du génie militaire"
Langue	Français
Date de mise en ligne	21/01/2021
Date de génération du PDF	20/01/2021
Permalien	<a href="http://cnum.cnam.fr/redir?8SAR427">http://cnum.cnam.fr/redir?8SAR427</a>



LES ONDES ÉLECTRIQUES

ET LA

# TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

PAR

J. BOULANGER

CHEF DE BATAILLON DU GÉNIE

G. FERRIÉ

CAPITAINE DU GÉNIE



BERGER-LEVRAULT ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

PARIS

5, rue des Beaux-Arts

NANCY

18, rue des Glacis

1899



LES ONDES ÉLECTRIQUES  
ET  
LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

NANCY, IMPRIMERIE BERGER-LEVRAULT ET Cie

8 Mai 1927

## LES ONDES ÉLECTRIQUES

ET LA

# TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

*Cdt Jabin* PAR  
J. BOULANGER

CHEF DE BATAILLON DU GÉNIE

*Cdt Ottawa-Auguste*  
G. FERRIÉ

CAPITAINE DU GÉNIE



BERGER-LEVRAULT ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

PARIS

5, rue des Beaux-Arts

NANCY

18, rue des Glacis

1899

---

Extrait de la *Revue du Génie militaire*

---

LES ONDES ÉLECTRIQUES

ET

LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

---

CHAPITRE I<sup>er</sup>

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES COURANTS ALTERNATIFS

Dans les applications industrielles, le courant électrique est ordinairement produit par des machines dites *dynamos*, qui le fournissent sous deux formes différentes : le courant *continu*, dont le sens est constant, et le courant *alternatif*, dont le sens est renversé périodiquement.

Au point de vue chronologique, les machines à courants alternatifs ont précédé les machines à courants continus ; mais il n'en a pas été de même pour les applications, et l'on a d'abord employé à peu près exclusivement les courants continus. Aujourd'hui les courants alternatifs sont également utilisés et jouissent même d'une certaine faveur, due surtout à leur facilité de transformation. En réalité, les deux systèmes ont leurs avantages et leurs inconvénients, et les applications sont assez variées pour justifier la préférence que l'on accorde, suivant les cas, à l'un ou à l'autre.

La théorie des courants continus, qui a pour point de départ la loi de Ohm, permet de définir et par suite de mesurer d'une façon précise toutes les grandeurs électriques. Pour les courants alternatifs, la question n'est plus

aussi simple. Certaines grandeurs, comme la force électromotrice et l'intensité dont la valeur varie sans cesse, ont alors un caractère fugitif qui nécessite de nouvelles définitions.

En outre, les variations de l'intensité obligent à tenir compte en permanence des phénomènes d'induction. On est ainsi conduit à établir de nouvelles formules pour exprimer les propriétés spéciales aux courants alternatifs. Ce sont ces propriétés que nous nous proposons de résumer dans ce qui suit.

*Équations du courant.* — Considérons un circuit de résistance  $R$  renfermant une force électromotrice dont la valeur est  $e$  à l'instant  $t$ , et soit  $i$  l'intensité du courant au même instant. On sait qu'une variation  $di$  de l'intensité pendant le temps  $dt$  donne naissance à une force électromotrice d'induction  $-L \frac{di}{dt}$ ,  $L$  étant le coefficient de self-induction du circuit. Il en résulte que si l'on veut appliquer la loi de Ohm au circuit à l'instant  $t$ , on doit considérer ce circuit comme étant le siège d'une force électromotrice égale à  $e - L \frac{di}{dt}$ , ce qui donne

$$e - L \frac{di}{dt} = Ri,$$

ou

$$e = Ri + L \frac{di}{dt}. \quad (1)$$

Lorsque la force électromotrice  $e$  est constante, le régime permanent s'établit au bout d'un temps très court et la variation  $di$  devenant nulle, on a alors

$$e = Ri.$$

C'est la forme ordinaire de la loi de Ohm, qui permet de déterminer facilement la valeur de l'intensité en fonction de  $e$  et  $R$ .

Mais si  $e$  est variable, il en est de même de l'intensité, et

la valeur de  $i$  à l'instant  $t$  doit être déduite de l'équation (1), dans laquelle on donnera à  $e$  la valeur correspondant au même instant. Il est donc indispensable de connaître tout d'abord la loi de variation de la force électromotrice.

C'est seulement lorsque cette loi est suffisamment simple que la solution de l'équation différentielle (1) devient possible. Un cas particulièrement intéressant à considérer est celui où la force électromotrice variable  $e$  passe périodiquement par les mêmes valeurs.

Pour traiter le problème dans toute sa généralité, il faudrait exprimer  $e$  au moyen de la série de Fourier. On sait en effet qu'une fonction périodique quelconque  $f(t)$  peut être représentée par la série :

$$f(t) = A + A_1 \sin m(t - t_1) + A_2 \sin 2m(t - t_2) + \dots$$

dans laquelle  $A$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3 \dots t_1$ ,  $t_2 \dots$  sont des constantes numériques et  $m$  le quotient de  $2\pi$  par la durée  $T$  d'une période complète, de sorte que

$$m = \frac{2\pi}{T}.$$

Bien que la solution soit possible dans ce cas, on simplifie habituellement les calculs en réduisant la série à ses deux premiers termes. On peut en outre choisir pour l'origine des temps un instant où  $e = 0$ , de sorte que cela revient à admettre que la loi de variation de la force électromotrice est représentée par la formule

$$e = E_0 \sin mt, \quad (2)$$

$E_0$  étant alors la force électromotrice maxima.

Il est bien évident qu'au point de vue mathématique, rien n'autorise *a priori* cette simplification, faite uniquement en vue d'abréger les calculs. Mais elle se trouve justifiée *a posteriori* par les résultats de l'expérience, qui montrent que l'approximation ainsi réalisée est suffisante pour la pratique. C'est d'ailleurs à cette simplification que l'on doit la découverte des principales propriétés des courants alternatifs.

La loi sinusoïdale étant admise pour la force électromotrice, rien n'empêche de l'admettre également pour l'intensité et la période aura évidemment la même durée pour les deux fonctions. Mais comme l'intensité ne s'annule pas forcément en même temps que la force électromotrice, on écrira

$$i = A \sin m(t - \alpha), \quad (3)$$

$A$  étant l'intensité maxima et  $\alpha$  le temps au bout duquel  $i = 0$ .

En d'autres termes, si l'on porte en abscisses les valeurs des temps et en ordonnées celles de la force électromotrice, cette dernière sera représentée par une sinusoïde telle que  $Oab$ , passant par l'origine (fig. 1). En prenant

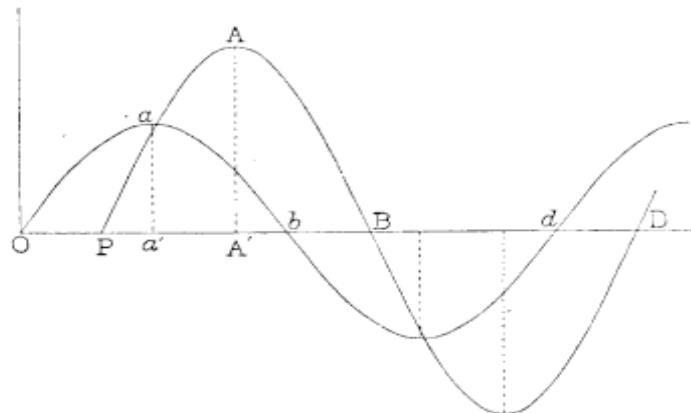


Fig. 1.

comme ordonnées les valeurs de l'intensité, on obtient une deuxième courbe  $PAB$ . On a alors

$$\alpha a' = E_0, \quad AA' = A$$

$$Od = PD = T = \frac{2\pi}{m}$$

$$OP = \alpha.$$

La solution de l'équation (1) revient alors à calculer  $A$  et  $\alpha$  en tenant compte de (2).

Si l'on remplace  $e$  et  $i$  par leurs valeurs dans l'équation (1), il vient

$$E_0 \sin mt = RA \sin m(t - \alpha) + LA m \cos m(t - \alpha).$$

Pour  $t=0$ , on a :

$$0 = -RA \sin m\alpha + LAm \cos m\alpha,$$

d'où

$$\operatorname{tg} m\alpha = \frac{mL}{R}. \quad (4)$$

Pour  $t=\alpha$ , on a :

$$E_0 \sin m\alpha = mL A.$$

Or, la valeur de  $\operatorname{tg} m\alpha$  donne

$$\sin m\alpha = \frac{mL}{\sqrt{R^2 + m^2L^2}},$$

donc

$$A = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + m^2L^2}}. \quad (5)$$

L'examen de la formule (4) montre que la valeur de  $\operatorname{tg} m\alpha$  est positive, c'est-à-dire que l'angle  $m\alpha$  est compris entre 0 et  $\frac{\pi}{2}$ . Par suite  $\alpha$  est compris entre 0 et  $\frac{\pi}{2m} = \frac{T}{4}$ .

Il existe donc en général une *différence de phase* entre la courbe des intensités et celle des forces électromotrices. La première est en retard sur la seconde d'une durée  $\alpha = OP$ , et l'on vient de voir que ce retard ne peut dépasser un quart de période, c'est-à-dire que le point P est toujours compris entre O et  $a'$ .

Dans la pratique,  $\alpha$  n'atteint jamais la valeur  $\frac{T}{4}$ , car cette valeur limite correspondait à  $L = \infty$  ou à  $R = 0$ . De même la valeur de  $\alpha$  s'annulerait pour  $L = 0$  ou  $R = \infty$ , c'est-à-dire pour un circuit dépourvu de self-induction ou pour un circuit ouvert. Les deux courbes ont alors la même origine. En dehors de ces deux cas particuliers, la self-induction a pour effet de déplacer la courbe des intensités par rapport à celle des forces électromotrices.

Quant à la formule (5), on voit qu'elle établit entre la force électromotrice maxima et l'intensité maxima une relation analogue à la formule de Ohm, la résistance se

trouvant remplacée par le radical  $\sqrt{R^2 + m^2 L^2}$ . Pour cette raison on donne à ce radical le nom de *résistance apparente*; on l'appelle aussi *l'impédance* du circuit.

*Évaluation du travail.* — Si l'on multiplie par  $i dt$  tous les termes de l'équation (1), on a

$$eidt = R i^2 dt + L idi. \quad (6)$$

Sous cette forme, le premier membre représente le travail fourni par la source pendant le temps  $dt$ . Ce travail comprend alors deux parties: l'une  $R i^2 dt$  qui correspond à l'effet Joule et se retrouve sous forme de chaleur dans le circuit; l'autre  $L idi$  qui représente le travail employé à vaincre la self-induction.

La force électromotrice étant représentée par la relation (2), proposons-nous d'évaluer le travail correspondant à une demi-période.

Le travail fourni par la source pendant le temps  $\frac{T}{2}$  est  $\int_0^{\frac{T}{2}} eidt$ . L'intégration se fait facilement en utilisant une propriété des fonctions périodiques. Considérons en effet les valeurs de la fonction  $ei$  à deux époques distantes d'un quart de période, c'est-à-dire aux instants  $t$  et  $t + \frac{T}{4}$ ; à l'instant  $t$ , on a :

$$ei = E_0 A \sin mt \sin m(t - \alpha).$$

Soient  $e'$ ,  $i'$  la force électromotrice et l'intensité à l'instant  $t + \frac{T}{4}$ . La valeur du produit  $e'i'$  s'obtiendra en remplaçant dans celle de  $ei$ ,  $t$  par  $t + \frac{T}{4}$  ou  $mt$  par  $mt + \frac{\pi}{2}$ , ce qui revient à changer les sinus en cosinus. On a donc

$$e'i' = E_0 A \cos mt \cos m(t - \alpha),$$

d'où

$$ei + e'i' = E_0 A \cos m\alpha.$$

Cette somme étant indépendante de  $t$ , il suffit de la multiplier par  $\frac{T}{4}$  pour avoir l'intégrale entre 0 et  $\frac{T}{2}$ , ce qui donne

$$\int_0^{\frac{T}{2}} e i dt = E_0 A \frac{T}{4} \cos mx,$$

ou en remplaçant  $\cos mx$  par sa valeur déduite de (4)

$$\int_0^{\frac{T}{2}} e i dt = RA^2 \frac{T}{4}.$$

On calculera de même le travail dû à l'effet Joule pendant le même temps. Ce travail est

$$\int_0^{\frac{T}{2}} R i^2 dt = R \int_0^{\frac{T}{2}} i^2 dt.$$

En calculant comme précédemment les valeurs de  $i^2$  et  $i'^2$  aux instants  $t$  et  $t + \frac{T}{4}$ , on a :

$$\begin{aligned} i^2 &= A^2 \sin^2 m(t - \alpha), \\ i'^2 &= A^2 \cos^2 m(t - \alpha), \end{aligned}$$

d'où

$$i^2 + i'^2 = A^2,$$

ce qui donne pour le travail cherché

$$\int_0^{\frac{T}{2}} R i^2 dt = RA^2 \frac{T}{4}.$$

Ce travail étant égal à celui qui est fourni par la source pendant une demi-période, il en résulte que pendant le même temps le travail relatif à la self-induction est nul<sup>1</sup>. On en conclut que le travail dépensé pendant la période

1. On peut d'ailleurs vérifier directement que  $\int_0^{\frac{T}{2}} L i dt = 0$ .

croissante du courant est restitué pendant la période décroissante.

Cette remarque est très importante, car elle montre qu'au point de vue de la conservation des appareils, les courants alternatifs sont moins dangereux que les courants continus.

Considérons en effet ce qui se passe lorsqu'on établit un courant continu dans un circuit. Au moment où l'on ferme le circuit, l'intensité part de 0 et croît jusqu'à ce qu'elle ait atteint sa valeur normale  $I = \frac{e}{R}$ . Pendant la durée de cette période variable, ordinairement très courte, la source doit fournir un travail supplémentaire destiné à vaincre la self-induction. Ce travail qui correspond à l'extra-courant de fermeture est égal à :

$$\int_0^I Lidi = \frac{LI^2}{2}.$$

Tant que le régime permanent est maintenu, ce travail reste emmagasiné à l'état potentiel et reparaît dans l'extra-courant d'ouverture, au moment où l'on interrompt le circuit.

Or, dans les machines électriques, qui comprennent des bobines enroulées sur des noyaux de fer, le coefficient  $L$  a une valeur très élevée ; si l'intensité  $I$  est elle-même considérable, on conçoit qu'en ouvrant sans précautions le circuit d'une machine à courant continu en activité, on fait apparaître brusquement une quantité d'énergie  $\frac{LI^2}{2}$  qui peut être assez grande pour compromettre la sécurité des appareils.

On voit au contraire que cet inconvénient n'est pas à redouter avec les machines à courants alternatifs, puisque, dans ce cas, le travail dû à la self-induction est restitué à chaque demi-période.

*Influence de la self-induction.* — Cette dernière propriété des courants alternatifs conduit à une autre conséquence également importante.

Dans une application industrielle, le travail qui correspond à l'effet Joule est le seul qui soit susceptible d'être utilisé. Supposons qu'à un moment donné ce travail devienne supérieur au besoin ; s'il est fourni sous la forme de courant continu, on n'a pas d'autre moyen pour le diminuer que d'augmenter la résistance du circuit. La source continue alors à fournir la même quantité de travail, dont une partie est dépensée en pure perte dans la résistance additionnelle.

Avec les courants alternatifs, au contraire, on peut appliquer une solution plus économique qui consiste à augmenter non pas la résistance, mais la self-induction du circuit. On diminue ainsi le travail correspondant à l'effet Joule, mais quelle que soit la valeur de  $L$ , ce travail reste égal, pour chaque demi-période, à celui qui est fourni par la source. Celle-ci se règle donc d'elle-même, de manière à ne fournir que le travail réellement utilisé.

*Travail moyen.* — Le travail correspondant à une demi-période étant égal à  $RA^2 \frac{T}{4}$ , si l'on divise cette expression

par  $\frac{T}{2}$ , le quotient  $\frac{RA^2}{2}$  représente le travail moyen rapporté à l'unité de temps. Désignons-le par  $T_m$  ; en remplaçant A par sa valeur (5), on aura

$$T_m = \frac{R}{2} \frac{E_0^2}{R^2 + m^2 L^2} = \frac{E_0^2}{2 \left( R + \frac{m^2 L^2}{R} \right)}$$

Si l'on fait varier la résistance R du circuit, le travail  $T_m$  varie également, mais si l'on remarque que le produit de R par  $\frac{m^2 L^2}{R}$  est indépendant de R, on voit que  $T_m$  passe

par un maximum pour

$$R = \frac{m^2 L^2}{R}$$

ou

$$R = m L.$$

On a alors

$$\operatorname{tg} mx = 1,$$

ou

$$\alpha = \frac{T}{8}.$$

On devra donc chercher à se rapprocher le plus possible de cette condition. Dans ce cas, le point P (fig. 1) se trouve au milieu de Oa'.

*Intensité et force électromotrice efficaces.* — Au point de vue théorique, les considérations qui précèdent permettent à la rigueur de déterminer complètement les conditions de fonctionnement d'un courant alternatif. Mais cela suppose en même temps que l'on peut mesurer les différentes grandeurs qui entrent dans les formules. Or, parmi ces grandeurs, plusieurs, comme l'intensité maxima, la durée d'une période, etc., sont assez difficiles à évaluer directement. On a été conduit ainsi, dans la pratique, à faire intervenir de nouvelles grandeurs faciles à mesurer, et permettant de comparer, au point de vue de l'effet utile, soit les courants alternatifs entre eux, soit les courants alternatifs avec les courants continus.

Nous avons vu que le travail moyen produit par un courant alternatif pendant l'unité de temps est égal à  $\frac{RA^2}{2}$ .

On appelle *intensité efficace* de ce courant l'intensité I du courant continu qui produirait la même quantité de travail pendant le même temps, dans le même circuit. On a alors :

$$RI^2 = \frac{RA^2}{2},$$

d'où

$$I = \frac{A}{\sqrt{2}}.$$

D'autre part, nous avons trouvé plus haut, pour le travail correspondant à l'effet Joule pendant une demi-période :

$$\int_0^{\frac{T}{2}} R i^2 dt = RA^2 \frac{T}{4}.$$

On en déduit :

$$I^2 = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} i^2 dt.$$

C'est-à-dire que le carré de l'intensité efficace est égal à la moyenne des carrés de l'intensité réelle.

Cette remarque permet de mesurer directement l'intensité efficace, au moyen de l'électrodynamomètre. On sait que dans cet instrument, fondé sur la formule d'Ampère, l'action exercée sur la bobine mobile est proportionnelle au produit des intensités des courants qui traversent les deux bobines. Par conséquent si l'on fait passer à la fois dans les deux bobines un même courant d'intensité  $i$ , l'action est proportionnelle à  $i^2$ , c'est-à-dire indépendante du sens du courant. Il en résulte que si les variations de l'intensité sont suffisamment rapides, la bobine prend une déviation permanente qui peut servir à mesurer la valeur moyenne de  $i^2$ , c'est-à-dire, dans le cas d'un courant alternatif, la valeur de l'intensité efficace.

Il ne faut pas d'ailleurs confondre l'intensité efficace avec l'intensité moyenne  $I'$ , qui serait

$$I' = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} idt = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} A \sin m(t - \alpha) dt.$$

On simplifie le calcul en considérant l'intégrale entre  $\alpha$

et  $\alpha + \frac{T}{2}$ , ce qui donne

$$I' = \frac{2}{T} \int_{\alpha}^{\alpha + \frac{T}{2}} A \sin m(t - \alpha) dt = \frac{2A}{\pi}$$

Le rapport de l'intensité efficace à l'intensité moyenne est donc

$$\frac{I'}{I} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1,11.$$

Quant à la force électromotrice, elle est définie par la relation (2), qui suppose connue la force électromotrice maxima  $E_o$ . Or, on peut obtenir directement une valeur  $E$ , telle que  $E^2$  représente la moyenne des carrés de la force électromotrice réelle. En effet, si l'on établit entre les bornes d'un électromètre une différence de potentiel égale à  $e$ , l'action exercée sur l'aiguille mobile est proportionnelle à  $e^2$  et indépendante du sens de  $e$ . Si la force électromotrice est alternative, la déviation est alors proportionnelle à la moyenne des valeurs de  $e^2$ .

Par analogie avec ce qui avait été fait pour l'intensité, on a appelé  $E$  la force électromotrice efficace. On a donc comme ci-dessus

$$E = \frac{E_o}{\sqrt{2}},$$

On voit que

$$\frac{E}{I} = \frac{E_o}{A},$$

ce qui donne

$$E = I \sqrt{R^2 + m^2 L^2}.$$

C'est-à-dire que l'on pourra appliquer la loi de Ohm aux courants alternatifs, à la condition de considérer : la force électromotrice efficace, l'intensité efficace et la résistance apparente ou impédance.

*Action d'un condensateur.* — Pour qu'un courant continu

puisse traverser un circuit, il est nécessaire que ce circuit soit conducteur en tous ses points. Il n'en est pas de même pour les courants alternatifs qui, dans certains cas, peuvent subsister dans un circuit, bien que celui-ci ne soit pas entièrement métallique. C'est ce qui arrive notamment lorsque le circuit contient un condensateur.

Considérons un condensateur  $M$  (fig. 2), dont les arma-

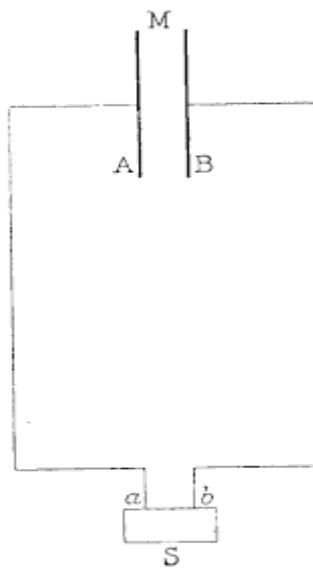


Fig. 2.

tures AB sont reliées par un circuit renfermant une source électrique S dont la force électromotrice  $e$  est définie par la relation (2).

Lorsque  $e$  varie de 0 à  $E$ , il en est de même de la différence de potentiel entre les armatures. Une certaine quantité d'électricité passe sur chaque armature, et les circuits  $aA$ ,  $bB$  sont parcourus par des courants d'un certain sens. Mais après avoir atteint son maximum,  $e$  décroît de  $E$  à 0. Il arrive donc un moment où le condensateur se décharge et où les portions de circuit  $aA$ ,  $bB$  sont parcourues par des courants inverses des précédents. Les mêmes phénomènes se reproduisant à chaque période, on voit que

finalement, malgré la solution de continuité créée par le diélectrique du condensateur, l'ensemble du circuit sera le siège de courants alternatifs de période égale à  $T$  et dont l'intensité pourra être représentée par (3).

Quant aux valeurs de  $e$  et  $i$  au même instant, elles ne seront plus reliées par l'équation (1), qui devra être modifiée de manière à tenir compte de la présence du condensateur.

Soit  $V$  la différence de potentiel entre les armatures à l'instant considéré. Le condensateur tendant à chaque instant à se décharger en sens inverse du courant de charge, il en résulte que  $V$  peut être considérée comme une force électromotrice agissant en sens inverse de  $e$ , de telle sorte qu'en réalité, la force électromotrice résultante est  $e - V$ . L'équation (1) devient alors

$$e - V = Ri + L \frac{di}{dt}. \quad (7)$$

Soit maintenant  $C$  la capacité du condensateur, pendant le temps  $dt$ , la charge varie de  $idt$ . Donc, d'après la définition de la capacité, on a

$$dV = \frac{1}{C} idt.$$

On en déduit

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} i,$$

$$\frac{d^2V}{dt^2} = \frac{1}{C} \frac{di}{dt}.$$

Or, la fonction  $V$  peut aussi être considérée comme une fonction sinusoïdale de période  $T$ . On sait que dans ce cas<sup>1</sup>, la dérivée seconde est égale à  $-m^2 V$ . On aura donc

$$-m^2 V = \frac{1}{C} \frac{di}{dt}$$

1. En effet, si l'on pose  $V = B \sin m(t - \beta)$ , on a :

$$\frac{dV}{dt} = mB \cos m(t - \beta)$$

$$\frac{d^2V}{dt^2} = -m^2 B \sin m(t - \beta) = -m^2 V.$$

ou

$$V = -\frac{1}{Cm^2} \frac{di}{dt}$$

Remplaçant V par cette valeur dans (7), il vient

$$e = Ri + \left( L - \frac{1}{Cm^2} \right) \frac{di}{dt}$$

Si l'on compare cette équation à (1), on voit qu'elle n'en diffère que par la valeur du coefficient de  $\frac{di}{dt}$ . Les choses se passent donc comme si le coefficient de self-induction du circuit était devenu égal à  $L - \frac{1}{Cm^2}$ .

Il en résulte qu'en faisant varier la capacité C du condensateur, on pourra donner à ce coefficient telle valeur qu'on voudra.

Cette propriété a été utilisée dans plusieurs applications. On voit en particulier que si l'on donne à C une valeur telle que

$$L = \frac{1}{Cm^2},$$

la self-induction est annulée. L'équation (7) se réduit à  $e = Ri$ , c'est-à-dire que dans ce cas la relation qui existe entre e et i est la même que s'il s'agissait d'un courant continu.

*Champ tournant.* — L'adoption de la loi sinusoïdale n'a pas eu seulement pour effet de simplifier les formules ; elle a eu un autre résultat assez inattendu. C'est qu'elle a conduit à découvrir des propriétés nouvelles, qui eussent probablement passé inaperçues avec des formules plus compliquées.

Si l'on compare les relations (2) et (3) qui donnent e et i en fonction de t avec celles qui, d'après les idées de Fresnel, expriment la propagation d'un rayon lumineux polarisé dans un plan, on voit qu'elles ont la même forme dans les deux cas. Par conséquent les déductions mathé-

matiques faites de ces formules seront vraies dans un cas comme dans l'autre, bien que se rapportant à des phénomènes différents.

C'est ainsi que si l'on superpose, dans un conducteur, deux courants alternatifs de même période, on obtiendra des interférences, et, suivant la différence de phase des deux courants, l'effet résultant pourra être moindre que l'effet obtenu avec un seul d'entre eux. Cette remarque déduite des interférences de la lumière permet d'expliquer une foule d'expériences en apparence paradoxales, que l'on peut réaliser avec les courants alternatifs.

Une des découvertes les plus curieuses qui ont été faites dans cet ordre d'idées est celle du champ tournant due à Ferraris (1888).

On sait que si l'on superpose deux rayons lumineux identiques, polarisés dans des plans rectangulaires et ayant entre eux une différence de phase de un quart de

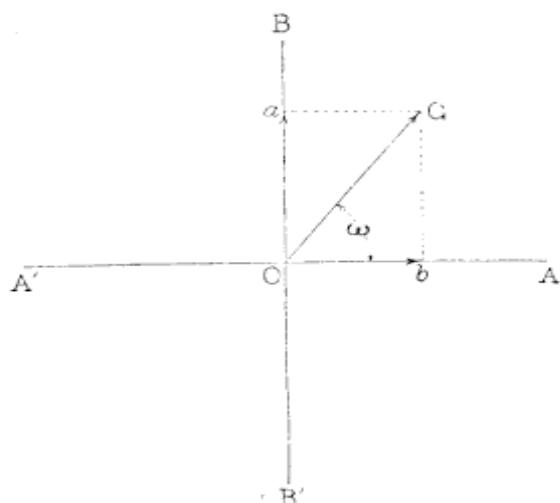


Fig. 3.

période, le rayon résultant est polarisé circulairement. Pour appliquer cette conséquence mathématique des formules aux courants alternatifs, considérons deux circuits semblables enroulés sur des cadres rectangulaires ayant

même centre O et dont les plans se coupent à angle droit (fig. 3).

Soient AA', BB' les traces de ces plans sur celui de la figure. Nous supposerons ces circuits parcourus par deux courants alternatifs identiques, mais ayant entre eux une différence de phase de un quart de période, c'est-à-dire que si l'intensité dans AA' est représentée par

$$i = A \sin mt,$$

l'intensité  $i'$  du courant qui passe dans BB' s'obtiendra en remplaçant dans la valeur de  $i$ ,  $t$  par  $t + \frac{T}{4}$ , ce qui donne

$$i' = A \cos mt.$$

Or, le courant  $i$  donne naissance à un champ magnétique dont l'intensité au point O est normale au plan du circuit AA'. Le champ étant d'ailleurs lui-même alternatif, on pourra le représenter par une droite dirigée suivant OB dont la longueur variera suivant la loi

$$Oa = a \sin m(t - \varphi),$$

$\varphi$  représentant la différence de phase entre l'intensité du champ et celle du courant et  $a$  étant la valeur maxima de  $Oa$ .

De même le courant  $i'$  donne naissance à un champ magnétique alternatif dont l'intensité au point O pourra être représentée par une droite dirigée suivant OA. Les deux courants  $i$ ,  $i'$ , étant identiques, la valeur maxima de  $Ob$  sera encore  $a$  et la différence de phase entre le courant  $i'$  et le champ magnétique qu'il produit sera égale à  $\varphi$ . On aura donc

$$Ob = a \cos m(t - \varphi).$$

Pour avoir, à un instant donné  $t$ , la valeur du champ magnétique résultant au point O, il suffit de composer les deux intensités  $Oa$  et  $Ob$  prises à cet instant ; la résultante est alors  $Oc$ , dont le carré est égal à  $\overline{Oa}^2 + \overline{Ob}^2$ , c'est-à-dire à  $a^2$ .

L'intensité du champ magnétique produit par l'ensemble

des deux courants est donc constante et égale à  $a$ . Quant à sa direction, elle varie avec le temps. Soit  $\omega$  l'angle de OC avec OA, on a

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{b}{ab} = \operatorname{tg} m(t - \varphi),$$

ou

$$\omega = mt - m\varphi.$$

L'angle  $\omega$  varie donc proportionnellement au temps, c'est-à-dire que la résultante Oc est animée d'un mouvement de rotation uniforme autour du point O. Pendant la durée d'une période T, l'angle  $\omega$  augmente de  $2\pi$ , c'est-à-dire que l'intensité du champ fait un tour par période.

La rotation du champ a été mise en évidence par Ferraris en plaçant à l'intérieur des deux cadres un circuit fermé mobile ou simplement une masse métallique. Ce circuit est alors le siège de courants induits dus au déplacement du champ magnétique ; il se met par suite à tourner *dans le même sens* que le champ, en vertu de la loi de Lenz. C'est en somme l'expérience du disque d'Arago renversée.

Le principe du champ tournant a été appliqué industriellement dans la construction des moteurs électriques.

*Courants polyphasés.* — Dans l'expérience de Ferraris, le champ tournant est obtenu au moyen de deux courants ayant entre eux une différence de phase égale à  $\frac{T}{4}$ . D'une manière générale on peut réaliser un champ tournant au moyen d'un nombre quelconque de courants.

Imaginons  $n$  conducteurs rectilignes disposés suivant les génératrices d'un cylindre, ces génératrices étant équidistantes, de telle sorte que l'intervalle angulaire qui les sépare soit égal à  $\frac{2\pi}{n}$ . Si ces  $n$  conducteurs sont parcourus par des courants alternatifs identiques, mais ayant entre

eux des différences de phases égales à  $\frac{T}{n}$ , on obtiendra encore un champ tournant, et il est facile de se rendre compte que l'intensité de ce champ est d'autant plus grande que  $n$  est plus grand.

Les courants alternatifs ainsi réalisés sont appelés courants *polyphasés*. Lorsque  $n$  est égal à 3, les courants sont dits *triphasés*.

Le cas particulier de l'expérience de Ferraris correspond en réalité à  $n = 4$ , car on peut considérer les côtés verticaux des cadres comme étant séparés et parcourus respectivement par des courants dont les intensités seraient

$$\begin{aligned}i_1 &= A \sin mt, \\i_2 &= A \sin m\left(t - \frac{T}{4}\right) = A \cos mt, \\i_3 &= A \sin m\left(t - \frac{2T}{4}\right) = -A \sin mt, \\i_4 &= A \sin m\left(t - \frac{3T}{4}\right) = -A \cos mt.\end{aligned}$$

Malgré leur complication apparente, les courants polyphasés présentent certains avantages sur les courants alternatifs ordinaires. En premier lieu, les moteurs électriques basés sur l'emploi du champ tournant ne contiennent pas d'organes destinés à établir les communications électriques entre les parties fixes et les parties mobiles (balais, collecteurs, etc.), ce qui rend les appareils plus robustes au point de vue mécanique. Mais le plus souvent, lorsqu'on a recours aux courants polyphasés, c'est en vue de mettre à profit une propriété spéciale à ces courants, qui est la suivante.

Si l'on considère  $n$  courants polyphasés, c'est-à-dire tels qu'entre l'un d'eux et le suivant la différence de phase soit égale à  $\frac{T}{n}$ , la somme des  $n$  intensités de ces courants prises au même instant est constamment nulle.

Les intensités des courants à l'instant  $t$  peuvent être représentées par les  $n$  équations

$$\begin{aligned} i_1 &= A \sin m \left( t + \frac{T}{n} \right), \\ i_2 &= A \sin m \left( t + \frac{2T}{n} \right), \\ i_3 &= A \sin m \left( t + \frac{3T}{n} \right), \\ &\dots \\ i_n &= A \sin m \left( t + \frac{nT}{n} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Il faut donc, pour démontrer la proposition ci-dessus, vérifier que la somme des  $n$  sinus qui entrent dans ces équations est constamment égale à 0, quel que soit  $t$ .

Cette vérification peut se faire en appliquant les formules de la trigonométrie. On peut se rendre compte immédiatement du résultat par une remarque empruntée à la mécanique rationnelle.

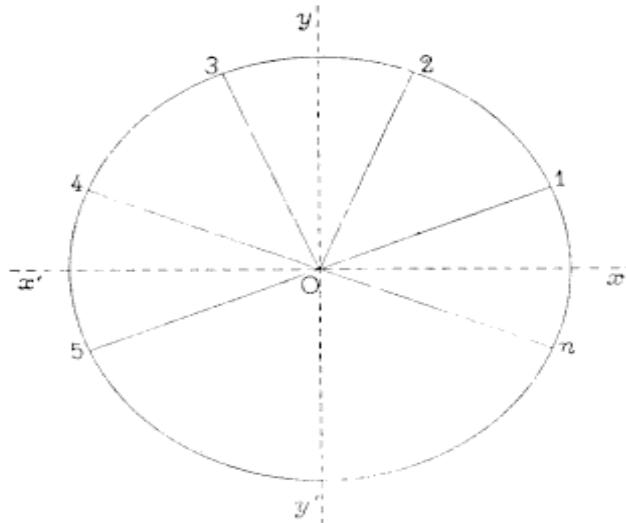


Fig. 4.

Une circonference de rayon égal à l'unité (fig. 4) étant divisée en  $n$  parties égales, si l'on suppose que cette cir-

conférence tourne autour de son centre O, de manière à faire un tour pendant le temps T, le diamètre  $xx'$  restant fixe, on voit que les angles de Ox avec les droites O<sub>1</sub>, O<sub>2</sub>... représentent à chaque instant les angles qui entrent dans les formules (8).

Supposons maintenant que les rayons O<sub>1</sub>, O<sub>2</sub>,... O<sub>n</sub>, représentent des forces appliquées à un point matériel placé en O ; il est évident que ces forces se feront équilibre, car leur résultante appliquée au point O est dans le plan du cercle et ne peut, par raison de symétrie, se trouver dans un secteur plutôt que dans un autre.

La somme des projections de ces forces sur un axe quelconque situé dans leur plan est donc nulle. Si l'on choisit comme axe le diamètre  $yy'$  perpendiculaire à  $xx'$ , les projections des forces ne sont autre chose que les sinus des formules (8), ce qui démontre le théorème dont il s'agit.

Cette curieuse propriété des courants polyphasés permet de réduire le nombre des conducteurs nécessaires au transport des courants. En effet pour  $n$  courants il faudrait théoriquement  $2n$  conducteurs. La remarque précédente montre que ce nombre peut être réduit de moitié. Il suffit en effet de réunir à un point commun les extrémités des fils d'aller ; l'intensité étant constamment nulle en ce point, on pourra supprimer les fils de retour.

Une étude complète des courants alternatifs exigerait des développements considérables et nous avons dû, dans ce qui précède, nous borner à en résumer les principales propriétés.

De plus, nous avons admis que toutes les fonctions périodiques qui entrent dans les formules suivent la loi sinusoïdale. Cette hypothèse n'est pas rigoureusement exacte, et de même qu'en acoustique le son fondamental est toujours accompagné d'un nombre plus ou moins grand d'harmoniques, de même les courbes représentatives des

courants alternatifs comprennent en réalité un certain nombre de courbes secondaires qui se superposent, en la déformant, à la courbe simple que nous avons seule considérée.

Les relations que nous avons établies ne sont donc qu'approchées ; mais comme cette approximation est largement suffisante pour la pratique industrielle, ce sont néanmoins ces formules qu'il convient d'adopter dans la plupart des cas, en réservant seulement à certaines questions de théorie pure l'emploi de formules plus rigoureuses, mais en même temps plus compliquées.

---

## CHAPITRE II

### THÉORIE DE MAXWELL

Dans le chapitre précédent, nous avons exposé les principales propriétés des courants alternatifs indépendamment de toute hypothèse sur la nature de cet agent mystérieux que l'on nomme électricité. Nous nous proposons, dans ce qui suit, de résumer les idées émises sur le mécanisme intime des phénomènes par le physicien anglais Maxwell.

Au premier abord, une pareille recherche peut paraître stérile, du moment où l'on veut se borner aux applications, et il semble que l'ingénieur pourrait se contenter d'étudier les lois des phénomènes, en laissant au métaphysicien les recherches d'ordre purement théorique et spéculatif sur leur nature intime.

En réalité, il n'en est pas tout à fait ainsi. Bien que les causes premières doivent nous demeurer peut-être éternellement inaccessibles, et que nous ne puissions supprimer complètement les hypothèses, il y aura toujours avantage à reculer celles-ci le plus possible et à en déduire des principes généraux. Car, de ces principes peut résulter, par déduction, la connaissance de faits nouveaux, dont sans cela, le hasard seul pourrait amener la découverte.

C'est ainsi que les travaux purement théoriques de Maxwell sur la nature de l'électricité et du magnétisme ont conduit, malgré les hypothèses nombreuses qu'ils contiennent encore, à cette application que l'on cherche à réaliser aujourd'hui sous le nom de télégraphie sans fil.

Le physicien anglais Clerk Maxwell (né en 1831, mort en 1879) était un élève de Faraday et, comme lui, il rejetait l'idée des actions à distance. Cette idée est, en effet,

une de celles que l'esprit se refuse à admettre ; autant il est facile de concevoir des actions se propageant de proche en proche dans un milieu par des déformations successives de ce milieu, autant il est difficile d'admettre que deux corps puissent agir à distance l'un sur l'autre, sans l'intervention du milieu interposé. La loi newtonienne n'implique pas d'ailleurs la réalité d'actions à distance et Newton lui-même disait :

« Que la gravité soit innée, inhérente et essentielle à la matière, de sorte qu'un corps puisse agir sur un autre corps à distance, à travers le vide et sans aucun autre intermédiaire, c'est pour moi une si grande absurdité qu'il me semble impossible qu'un homme capable de traiter des matières philosophiques puisse jamais y tomber<sup>1</sup>. »

Maxwell ne voyait donc dans les phénomènes électriques et magnétiques que des déformations du milieu interposé. Un nouveau fait expérimental vint confirmer ces idées d'une manière inattendue et fut ainsi le point de départ d'une théorie englobant à la fois l'électricité, le magnétisme et la lumière.

Ce fait fut la valeur que donnait l'expérience pour le rapport des unités électromagnétiques et électrostatiques. Nous rappellerons d'abord en quoi consiste ce rapport.

On sait que toutes les grandeurs électriques ou magnétiques peuvent être rattachées aux grandeurs mécaniques, de telle sorte qu'on peut les mesurer sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à d'autres unités arbitraires que les trois unités fondamentales de la mécanique, longueur, masse et temps. C'est le principe du système CGS (centimètre, masse du gramme, seconde).

Toutefois ce rattachement peut se faire de plusieurs manières qui donnent lieu à autant de systèmes d'unités différents.

Considérons les trois grandeurs suivantes : une quantité

---

1. Lettre de Newton à Bentley, du 25 février 1691

d'électricité  $Q$ , un pôle magnétique ayant une quantité de magnétisme  $q$  et un courant d'intensité  $i$ , que nous supposerons d'abord évaluées au moyen d'unités arbitraires. On a entre elles les relations ci-après :

La masse  $Q$  étant placée à une distance  $r$  d'une masse identique, il s'exerce entre ces masses une action  $f$  qui, d'après la loi de Coulomb est

$$f = K \frac{Q^2}{r^2}, \quad (1)$$

De même la loi de Coulomb relative aux actions magnétiques nous donne

$$f' = K' \frac{q^2}{r^2}. \quad (2)$$

Quant à l'intensité du courant  $i$ , on sait qu'elle représente la quantité d'électricité qui traverse une section du conducteur pendant l'unité de temps. Si  $t$  est le temps nécessaire au passage de la quantité  $Q$ , on a

$$Q = it. \quad (3)$$

Enfin, une dernière relation est fournie par la loi de Laplace. Plaçons le pôle magnétique  $q$  au centre d'un conducteur circulaire de rayon  $r$ , parcouru par le courant  $i$ , l'action exercée sur un arc de ce conducteur ayant une longueur  $S$  est

$$f'' = K'' \frac{qiS}{r^2}. \quad (4)$$

Éliminant  $Q$ ,  $q$  et  $i$  entre les quatre équations ci-dessus, il vient

$$\frac{\sqrt{ff'}}{f'} \frac{s}{t} = \frac{\sqrt{KK'}}{K''}. \quad (5)$$

On sait que les coefficients  $K$ ,  $K'$ ,  $K''$ , dépendent de la nature du milieu dans lequel se passent les actions. Si ce milieu est invariable, on peut les considérer comme de simples coefficients de proportionnalité purement numériques, dont la valeur ne dépend plus que des unités choisies pour mesurer  $Q$ ,  $q$  et  $i$ .

Toutefois, si nous posons

$$\frac{\sqrt{KK'}}{K''} = u, \quad (6)$$

L'équation (5) nous montre que pour un milieu donné, le nombre  $u$  est indépendant des unités électriques et magnétiques. Le premier membre, en effet, ne contient que des grandeurs mécaniques et en particulier ne dépend que de l'unité de vitesse. Si, au contraire, le milieu venait à changer, les actions  $f, f', f''$  ne seraient plus les mêmes et le nombre  $u$  prendrait une autre valeur. On peut donc le considérer comme caractéristique du milieu où se passent les actions.

Supposons, pour fixer les idées, que ce milieu soit l'air; on peut débarrasser les calculs de deux des coefficients en les égalant à l'unité.

Dans le système electrostatique, on convient de faire

$$K = 1, \quad K'' = 1.$$

L'unité de quantité d'électricité est alors déduite de la relation (1); c'est la quantité qui, placée à l'unité de distance d'une masse égale, produit sur elle une action égale à l'unité de force.

L'unité d'intensité, déduite de (3), est l'intensité d'un courant tel qu'une section du conducteur soit traversée par l'unité de quantité d'électricité pendant l'unité de temps.

L'unité de quantité de magnétisme se déduit alors de la relation (4); c'est celle d'un pôle qui, placé au centre d'un arc de cercle de longueur égale à 1 et parcouru par un courant d'intensité égale à l'unité, subit une action égale à l'unité de force.

On voit que, dans ce système, le coefficient  $K'$  de la relation (2) doit être maintenu. Mais, comme l'unité de quantité de magnétisme et par suite la valeur du nombre  $q$  sont déterminées, il faut lui donner une valeur  $K'$ , telle que l'équation (2) soit satisfaite.

D'autre part, l'équation (6) étant également satisfaite, quelles que soient les unités, si l'on fait

$$K = 1, \quad K' = K'_s, \quad K'' = 1,$$

il vient

$$K'_s = u^2.$$

Dans le système électromagnétique, on se donne

$$K' = 1, \quad K'' = 1,$$

c'est-à-dire que l'unité de quantité de magnétisme est déduite de la relation (2). C'est celle qui, placée à l'unité de distance d'une quantité égale, exerce sur elle une action égale à l'unité de force.

L'unité d'intensité de courant est alors déduite de (4). C'est l'intensité d'un courant qui, traversant un arc de cercle de rayon 1 et de longueur égale à 1, produit sur l'unité de masse magnétique placée au centre du cercle une action égale à l'unité de force.

La relation (3) nous donnera pour l'unité de quantité d'électricité, la quantité qui pendant l'unité de temps traverse une section d'un conducteur, lorsque ce conducteur est parcouru par un courant d'intensité égale à l'unité.

Si enfin on considère l'équation (1), on voit que le nombre  $Q$  étant déterminé par la définition qui précède, cette équation n'est satisfaite qu'à la condition de donner à  $K$  une valeur déterminée  $K_m$ .

En faisant, dans l'équation (6),

$$K = K_m, \quad K' = 1, \quad K'' = 1,$$

il vient

$$K_m = u^2.$$

Les deux systèmes étant ainsi définis, supposons qu'une même grandeur, une certaine quantité d'électricité, par exemple, soit mesurée successivement dans chacun d'eux. On obtiendra ainsi deux nombres  $Q$ , et  $Q_m$  dont le rapport sera d'ailleurs l'inverse du rapport des unités correspondantes.

D'après ce qui précède, on aura

$$f = \frac{Q_s^2}{r^2} = K_m \frac{Q_m^2}{r^2} = u^2 \frac{Q_m^2}{r^2}.$$

De même l'équation (2) appliquée successivement aux deux systèmes donnerait

$$f' = u^2 \frac{q_s^2}{r^2} = \frac{q_m^2}{r^2}.$$

Pour l'équation (3) on aura

$$Q_s = i_s t, \quad Q_m = i_m t;$$

et enfin, pour l'équation (4),

$$f'' = \frac{q_s i_s S}{r^2} = \frac{q_m i_m S}{r^2}.$$

Si, d'une manière générale, on désigne par le symbole  $[Q]$  l'unité qui sert à évaluer une grandeur  $Q$ , on déduira des équations précédentes

$$\frac{[Q_m]}{[Q_s]} = \frac{[i_m]}{[i_s]} = \frac{[q_s]}{[q_m]} = u.$$

Des expériences nombreuses ont été faites pour la mesure de  $u$ , soit en variant les méthodes de mesures, soit en opérant sur des grandeurs différentes. Les résultats ont été sensiblement concordants et donnent en moyenne :  $u = 3 \times 10^10$ .

Si l'on remarque que les unités sont rapportées au système CGS, qui comporte le centimètre comme unité de longueur et la seconde comme unité de temps, on voit que le rapport  $u$  est égal numériquement à la vitesse de la lumière qui est de 300 000 km par seconde.

Maxwell se demanda alors si cette coïncidence était purement fortuite, ou bien s'il fallait au contraire y voir une conséquence de la théorie. Il fut ainsi amené à rechercher si en précisant les idées de Faraday et en les traduisant en langage mathématique, il était possible de déduire des équations une théorie expliquant tous les phénomènes connus, y compris la valeur que l'expérience assignait au

nombre  $u$ . C'est cette théorie que nous allons essayer de résumer.

Considérons un condensateur formé de deux armatures planes A et B, séparées par une lame d'air (fig. 5). Le

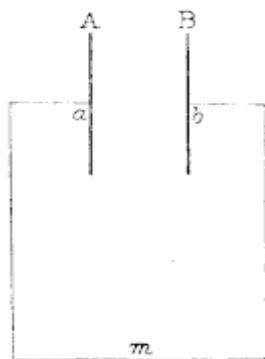


Fig. 5.

condensateur étant chargé, si l'on vient à réunir ses armatures par un conducteur *amb*, celui-ci est le siège d'un courant de faible durée et le condensateur se décharge.

Or, de nombreuses expériences ont démontré que le phénomène de la décharge ne se réduit pas seulement à ce courant, mais que le diélectrique qui sépare les armatures du condensateur doit également y jouer un rôle. Aucune des anciennes théories n'avait défini ce rôle et précisé la nature des phénomènes qui se passent dans le diélectrique pendant la décharge.

Pour Maxwell, ces phénomènes ne sont autre chose que des courants. D'après les anciennes idées, la présence d'un corps conducteur était considérée comme indispensable à la production d'un courant. Lorsque le circuit avait, comme le fil *amb*, ses extrémités isolées l'une de l'autre, ce circuit était dit *ouvert* et le courant n'avait que la faible durée nécessaire au rétablissement de l'équilibre électrostatique dans le conducteur.

D'après les idées de Maxwell, au contraire, les courants sont toujours *fermés* et, dans le cas ci-dessus, on doit considérer le circuit comme se complétant par le diélectrique

qui sépare A et B, lequel est alors le siège de courants, tout aussi bien que la portion conductrice *amb.*

Toutefois Maxwell admet que les courants n'ont pas la même nature dans les deux cas. Cela tient à ce que si tous les corps opposent une résistance au passage de l'électricité, cette résistance n'est pas la même suivant que l'on a affaire à un diélectrique ou à un conducteur. L'exemple suivant permet de saisir facilement cette différence<sup>1</sup>.

Quand on bânde un ressort, on rencontre une résistance croissante qui finit par faire équilibre à l'effort exercé. Lorsque la force cesse d'agir, le ressort restitue le travail dépensé pour le déformer.

Supposons maintenant que l'on déplace un corps dans l'eau, on éprouve encore une résistance qui dépend de la vitesse du déplacement, mais qui ne varie pas tant que cette vitesse reste constante. Le mouvement se prolonge tant que dure la force agissante ; mais si cette force cesse, le corps ne tend pas à revenir en arrière et tout le travail fourni a été transformé en chaleur par la viscosité de l'eau.

Il faut donc distinguer entre ce que l'on pourrait appeler la résistance *élastique* et la résistance *visqueuse*. La première caractérise les diélectriques, tandis que les conducteurs présentent la seconde.

D'où deux catégories de courants : dans les diélectriques, les particules électriques ne peuvent se déplacer que d'une petite quantité, variable suivant la nature du corps. Le mouvement de l'électricité se trouvant arrêté au bout d'un temps très court par la réaction élastique, on ne peut avoir que des courants de faible durée que Maxwell nomme courants de *déplacement*. En d'autres termes, les choses se passent dans le diélectrique comme si les courants de déplacement avaient pour effet de bander une foule de petits ressorts. Ces courants cessent lorsque l'équilibre

---

<sup>1</sup>. H. POINCARÉ, *Annuaire du Bureau des longitudes*, 1894 (notice A).

électrostatique est établi. Le travail accumulé, qui est l'énergie électrostatique, est restitué quand les ressorts peuvent se débander, c'est-à-dire lorsqu'on laisse les conducteurs obéir aux actions électrostatiques. Si la limite d'élasticité est dépassée, les ressorts se brisent et l'on a le phénomène de la décharge disruptive.

Dans les conducteurs, au contraire, l'électricité peut se déplacer à travers toute la masse, sans rencontrer d'autre obstacle qu'une résistance analogue au frottement. On a alors un courant dit de *conduction*, qui dure aussi longtemps que la force électromotrice qui lui donne naissance. Le travail fourni n'est pas, comme dans le cas précédent, emmagasiné sous forme d'énergie potentielle et il se retrouve dans le conducteur sous forme de chaleur.

On voit par ce qui précède qu'en chaque point d'un champ électrique, l'intensité  $H$  de ce champ doit être égale à la réaction élastique des particules d'électricité qui ont été écartées de leurs positions primitives.

Considérons la portion du champ comprise entre les deux conducteurs A et B (fig. 6). Menons par le contour de

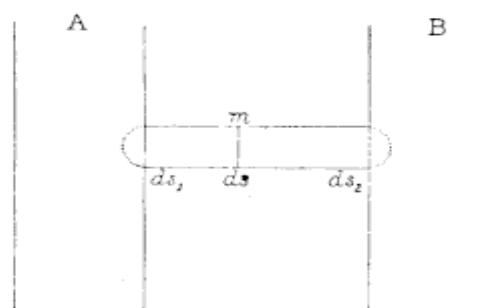


Fig. 6.

l'élément  $ds_1$ , pris sur A, une série de lignes de force dont l'ensemble forme une surface tubulaire (tube de force) qui découpe sur B un élément  $ds_2$ . Soient  $Q_1$ ,  $Q_2$ , les charges portées par les deux éléments. Supposons que le tube de force se prolonge au delà de  $ds_1$  et  $ds_2$  pour se fermer par deux surfaces quelconques comprises à l'intérieur des

conducteurs. En appliquant le théorème de Green au volume ainsi formé, on a

$$4\pi K(Q_1 + Q_2) = 0,$$

d'où

$$Q_1 = -Q_2.$$

Les charges des deux éléments sont donc égales en valeur absolue; désignons par  $Q$  cette valeur commune.

Maxwell en conclut que les déplacements des couches électriques se sont effectués dans le sens des lignes de force, chaque section du tube ayant été traversée par une même quantité d'électricité  $Q$ . Il définit alors le déplacement en un point  $m$  par la quantité d'électricité

$$\alpha = \frac{Q}{ds}$$

qui a traversé l'unité de surface,  $ds$  étant la section du tube au point  $m$ .

On sait que si  $H_1$  est l'intensité du champ dans le voisinage de  $ds_1$ , on a

$$4\pi K Q_1 = H_1 ds_1.$$

Comme le flux de force est le même pour toutes les sections du tube, on a

$$H_1 ds_1 = H ds,$$

d'où

$$\alpha = \frac{H}{4\pi K}.$$

Pendant son déplacement, cette quantité d'électricité  $\alpha$  a produit un courant dont la densité  $a$ , c'est-à-dire l'intensité par unité de surface, est représentée par la quantité qui traverserait l'unité de section pendant l'unité de temps. On a donc

$$a = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{4\pi K} \cdot \frac{dH}{dt}.$$

Maxwell admet que ce courant de déplacement, dans un diélectrique, possède les mêmes propriétés que les courants

de conduction qui traversent les conducteurs. En particulier, il produira un champ magnétique et ses variations donneront naissance à des forces électromotrices d'induction.

D'autre part, on doit admettre, d'après ce qui précède, qu'une force électromotrice induite en un point de l'espace produira soit un courant de conduction, si le point considéré est occupé par un corps conducteur, soit un courant de déplacement, si ce point est occupé par un diélectrique.

Une perturbation électrique ou magnétique se traduira donc toujours par un courant. Dans un milieu diélectrique infini, ce courant produira, par induction dans son voisinage, des courants de déplacement qui agiront à leur tour sur les éléments voisins, de sorte que la perturbation se propagera de proche en proche avec une vitesse finie, sous la forme d'une onde analogue aux ondes du son ou de la lumière. Si la perturbation est localisée dans un espace restreint, cette onde devient sensiblement sphérique à une certaine distance.

Le calcul de cette vitesse de propagation dans le cas général exigerait des développements qui ne sauraient trouver place ici, car il faudrait exposer dans son ensemble la théorie de Maxwell, en vue d'établir les équations de ce qu'il nomme le champ *électromagnétique*, c'est-à-dire du champ double comprenant à la fois des forces électriques et des forces magnétiques. Nous nous contenterons d'examiner les cas particuliers qui se rapportent plus spécialement aux applications que nous avons en vue.

Considérons un conducteur rectiligne AB parcouru par un courant d'intensité I (fig. 7). Celui-ci produit un champ magnétique dont les lignes de force sont des circonférences ayant leur centre sur l'axe du conducteur et leur plan perpendiculaire à ce conducteur.

L'intensité du champ en chaque point de l'espace est fonction de I et de la distance  $x$  de ce point à AB. Par

suite, toute variation  $dI$  produit en chaque point une variation de l'intensité du champ qui donne lieu à une force électromotrice d'induction. D'après ce que nous avons dit

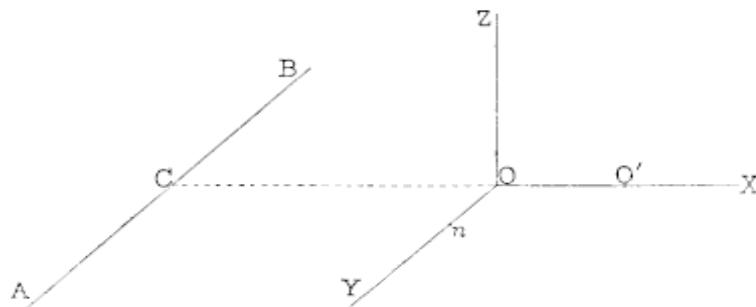


Fig. 7.

plus haut, cet effet ne se produira pas au même instant pour tous les points du champ et l'induction se propagera de proche en proche en commençant par les points les plus rapprochés de AB.

Soit O un point du champ situé à une distance  $OC = x$  de AB. Menons OY parallèle à AB ; l'intensité du champ magnétique au point O est alors dirigée suivant la normale OZ au plan  $xy$ .

Quant à la valeur  $h$  de cette intensité, elle est à la fois fonction de la distance  $x$  et du temps  $t$ .

Considérons en O un élément de volume  $Omnp$  (fig. 8), dont les dimensions sont  $dx dy dz$ . Si  $h$  est la valeur de l'intensité du champ magnétique au point O, à l'instant  $t$ , cette valeur prise au même instant pour le point  $m$  sera :

$$h' = h - \frac{dh}{dx} dx.$$

La vitesse de propagation étant finie, c'est seulement au bout d'un temps  $dt$  que le champ  $h'$  au point  $m$ , ayant augmenté de  $\frac{dh}{dx} dx$ , aura acquis à son tour la valeur  $h$ . Le rapport  $\frac{dx}{dt}$  représente alors la vitesse moyenne de propagation entre O et  $m$ .

Si le volume  $OmnP$  est occupé par un corps conducteur, il est le siège d'une force électromotrice  $e$  qui peut être

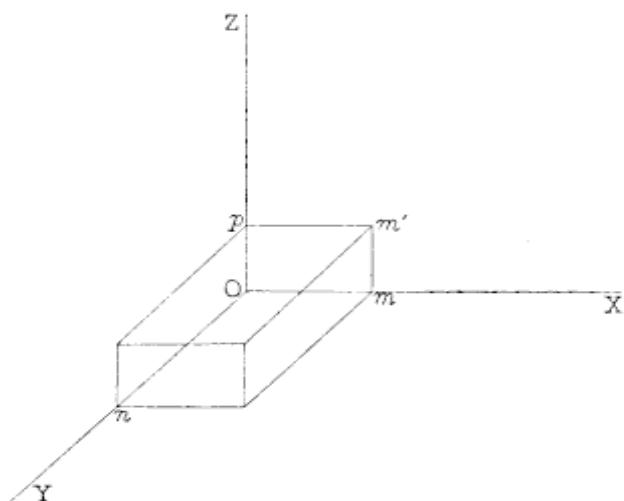


Fig. 8.

évaluée par la variation du flux de force magnétique qui l'a traversé pendant le temps  $dt$ . Cette variation de flux est égale au produit de la variation  $\frac{dh}{dx} dx$  du champ par la surface  $dx dy$ , de sorte qu'on aura :

$$e = \frac{K''}{K'} \frac{dh}{dx} \frac{dx}{dt} dx dy.$$

Si, au contraire, l'élément de volume est occupé par le même diélectrique que le reste du champ, on a, dans cet élément, un courant de déplacement qui est encore dû à la force électromotrice  $e$ ; seulement, dans ce cas, cette force électromotrice peut être considérée comme résultant de la variation d'une force électrique  $H$ , agissant dans le sens du courant, c'est-à-dire suivant  $Oy$ .

Si  $H$  représente la valeur de cette force à l'instant  $t$ , sa variation pendant le temps  $dt$  est  $\frac{dH}{dt} dt$ , et pour l'élément

de longueur  $dy$ , elle est  $\frac{dH}{dt} dt dy$ . On traduira donc l'hypothèse de Maxwell en écrivant :

$$e = \frac{dH}{dt} dt dy$$

ou en remplaçant  $e$  par sa valeur :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{K''}{K'} \frac{dh}{dx} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (7)$$

Nous avons vu plus haut que l'intensité par unité de surface d'un courant de déplacement est :

$$a = \frac{1}{4\pi K} \cdot \frac{dH}{dt}.$$

Donc, dans un conducteur dont la section est  $dx dz$ , l'intensité  $i$  sera :

$$i = \frac{1}{4\pi K} \cdot \frac{dH}{dt} dx dz.$$

Remplaçant dans cette équation  $\frac{dH}{dt}$  par sa valeur (7), on peut écrire :

$$4\pi K'' i = \frac{K''^2}{KK'} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \frac{dh}{dx} dx dz. \quad (8)$$

Or, le premier membre de cette équation représente le travail effectué par un pôle magnétique égal à l'unité qui décrit une courbe fermée autour du courant  $i$ ; c'est une conséquence de la loi de Laplace.

Si l'on suppose en particulier que le pôle décrit le rectangle  $Omm'pO$ , on pourra évaluer directement ce travail en considérant successivement chaque côté du rectangle. Dans  $Om$  et  $m'p$ , le travail est nul, puisque le déplacement est normal à la direction de la force.

L'intensité du champ au point  $O$  étant  $h$ , le travail suivant  $pO$  est  $hdz$ .

L'intensité du champ au point  $m$  étant  $h - \frac{dh}{dx} dx$ , le travail suivant  $mm'$  est  $-dz \left( h - \frac{dh}{dx} dx \right)$ .

Ce qui donne pour le travail total :

$$\frac{dh}{dx} dx dz = 4\pi K'' i.$$

Si l'on porte ce résultat dans l'équation (8), celle-ci se réduit à :

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \frac{KK'}{K''^2} = u^2.$$

La vitesse de propagation suivant OX est donc constante et égale à  $u$ ; sa valeur ne dépend que des propriétés électriques et magnétiques du milieu.

Si maintenant nous supposons le courant I alternatif, celui-ci va donner lieu à une série d'ondes se propageant à travers le diélectrique avec une vitesse constante et égale au rapport  $u$  des unités électromagnétiques et électrostatiques.

D'autre part, la mesure directe de  $u$  donne pour ce nombre une valeur égale à celle de la lumière dans le même milieu.

Une vibration électromagnétique se propageant dans un milieu donné avec la même vitesse qu'une vibration lumineuse, Maxwell en a conclu qu'il y avait, non pas seulement *analogie*, mais *identité* entre les deux phénomènes, et qu'une vibration lumineuse n'est autre chose qu'un courant de déplacement alternatif. Il assigne ainsi la même origine aux phénomènes électriques et lumineux, de sorte que quand nous mettons en mouvement une machine à courants alternatifs ou lorsque nous allumons une lampe, nous provoquons dans le milieu environnant des phénomènes de même nature.

La seule différence est dans la fréquence, c'est-à-dire le nombre des vibrations produites pendant une seconde. Si l'on prend, par exemple, la partie moyenne du spectre visible, la lumière jaune correspond à un nombre de vibrations par seconde  $n = 6 \times 10^{14}$ , soit 600 millions de vibrations en un millionième de seconde, tandis que les cou-

rants alternatifs industriels ne dépassent guère 100 périodes par seconde.

Malgré cette différence, la vitesse de propagation reste la même, car elle ne dépend que des propriétés du milieu, et l'on a toujours

$$u = \frac{\lambda}{T},$$

$\lambda$  étant la longueur d'onde et  $T = \frac{1}{n}$  la durée d'une vibration. C'est grâce à cette propriété que l'œil reçoit simultanément les radiations qui forment la lumière composée, bien que ces radiations aient des fréquences différentes.

La lenteur relative des vibrations électromagnétiques ne les empêche donc pas de se propager avec la vitesse de la lumière, mais elle les empêche de produire sur l'organe de la vue les mêmes sensations que les vibrations lumineuses. On sait, en effet, que dans la partie visible du spectre, la fréquence augmente du rouge au violet. Pour des fréquences plus faibles que celles de la lumière rouge ou plus grandes que celles de la lumière violette, la sensation lumineuse disparaît. Comme la fréquence des radiations rouges est encore de beaucoup supérieure à celle des vibrations électromagnétiques les plus rapides que nous sachions produire, il n'est pas surprenant que ces dernières soient sans action sur notre œil, tout en ayant la même nature que la lumière.

Malgré les progrès de la science, l'homme ne dispose encore que de moyens barbares pour produire la lumière, car il ne connaît pas pour le moment d'autre procédé que de prendre la chaleur comme intermédiaire. Pour communiquer à l'éther un mouvement vibratoire capable de produire ce que nous appelons les phénomènes lumineux, nous commençons par donner ce mouvement aux particules matérielles d'un corps solide ou gazeux en le portant à une température suffisamment élevée et c'est ce corps

qui, à son tour, provoque le mouvement des particules éthérees. Nous n'utilisons donc sous forme de lumière qu'une partie intime de l'énergie que nous avons dû dépenser pour produire d'abord de la chaleur. On voit par là quelle économie on réalisera le jour où l'on saura produire directement des courants alternatifs ayant la fréquence des radiations lumineuses.

Avant d'aborder l'exposé des vérifications expérimentales de l'hypothèse de Maxwell, nous dirons quelques mots de la manière dont celui-ci concevait le mécanisme intime des phénomènes.

Prenons d'abord les phénomènes magnétiques ; Maxwell admet que tout milieu susceptible de transmettre la force magnétique est constitué par la réunion de corpuscules ou cellules sphériques susceptibles de tourner. Sous l'influence de l'action magnétique, ces cellules prennent autour des lignes de force comme axes, un mouvement de rotation dont le sens et la vitesse déterminent le sens et l'intensité de l'action.

Maxwell se représente donc un champ magnétique comme rempli de tourbillons moléculaires tournant tous dans le même sens et autour d'axes qui sont parallèles lorsque le champ est uniforme. Par suite du mouvement de rotation, ces tourbillons tendent à se contracter suivant l'axe et à se dilater suivant l'équateur. Les lignes de force tendent donc à se raccourcir en se repoussant latéralement : on retombe ainsi sur l'hypothèse par laquelle Faraday expliquait les actions magnétiques.

Mais cela ne suffit pas à rendre compte de la transmission de la force magnétique dans le champ, au moment où celui-ci est créé. On conçoit bien, en effet, qu'un corps animé d'un mouvement de rotation puisse entraîner un corps semblable placé à côté de lui ; mais les deux corps tourneront alors en sens inverse, tandis que, suivant l'hypothèse de Maxwell, tous les tourbillons tournent dans le même sens.

Il introduisit alors une nouvelle supposition : entre les cellules tourbillonnantes existent des particules sphériques pouvant rouler sans glisser et servant à transmettre le mouvement d'un tourbillon à un autre sans modifier le sens de la rotation.

Ces particules constituerait l'électricité, et l'ensemble des cellules et des particules électriques ne serait autre chose que l'éther. Ainsi, pour Maxwell, l'électricité imprégnait la masse de l'éther comme l'eau imprègne une éponge et l'éther, constitué comme on vient de le dire, imprégnerait à son tour les molécules matérielles, dont les dimensions seraient d'ailleurs considérables par rapport à celles des particules éthérées.

Le milieu hypothétique de Maxwell explique également les actions électriques. Il suffit pour cela d'admettre que dans les diélectriques les particules électriques ne peuvent subir que de faibles déplacements et sont arrêtées par les réactions élastiques qui correspondent à la force électrique en chaque point du champ.

Si, au contraire, on admet, comme nous l'avons dit plus haut, que dans les conducteurs les déplacements électriques n'éprouvent plus de résistance élastique, on aura l'explication des courants de conduction et en même temps des actions électromagnétiques et des phénomènes d'induction.

Prenons un conducteur cylindrique parcouru par un courant constant et considérons sa surface de séparation avec le diélectrique environnant. L'électricité qui se déplace dans le conducteur tend à entraîner celle du diélectrique, mais comme celle-ci ne peut abandonner les cellules, on voit que le courant aura pour effet de faire tourner chaque cellule autour d'un axe perpendiculaire au plan qui contient la cellule et le fil. Toutes les cellules situées sur un même cercle concentrique au fil se mettent donc à tourner et le mouvement se transmet de proche en proche, en donnant une série d'anneaux roulant à la façon d'un tore en caoutchouc qui se déplace le long d'un bâton.

Les axes des cellules représentant les lignes de force du champ magnétique, on voit que le courant doit produire un champ magnétique dont les lignes de force sont des cercles ayant leurs centres sur l'axe du fil.

On voit aussi que, par suite de l'élasticité, les particules électriques se déplaceront un peu avant de transmettre le mouvement, de sorte qu'en même temps que le champ magnétique, le courant produira des courants de déplacement, c'est-à-dire un champ électrostatique, ce qui est encore conforme à l'expérience.

Ces deux champs sont inséparables et toute variation de l'un se traduit par une variation de l'autre. Leurs intensités en un même point sont perpendiculaires l'une à l'autre ; car, d'après ce qui précède, l'intensité du champ électrique est parallèle au fil conducteur, tandis que l'intensité du champ magnétique est normale au plan formé par ces deux parallèles.

Nous venons de voir comment s'explique la production d'un champ magnétique par un courant. On expliquera tout aussi facilement la production d'un courant au moyen d'un champ magnétique, c'est-à-dire les phénomènes d'induction.

Le champ magnétique étant établi, si l'on y introduit un conducteur à l'état neutre, les cellules du diélectrique en contact avec sa surface extérieure entraînent l'électricité du conducteur. Il se produit donc un courant qui est d'abord superficiel et pénètre ensuite jusqu'à l'axe du conducteur. Ce courant est d'ailleurs temporaire, car le diélectrique ne fait que communiquer à l'électricité du conducteur une certaine vitesse qui est détruite peu à peu par la résistance de ce conducteur. On voit en somme que tout déplacement relatif du conducteur et du champ magnétique doit donner naissance à un courant : c'est le phénomène de l'induction.

Ces vérifications peuvent être étendues à tous les phénomènes électriques et magnétiques, de sorte que les

hypothèses de Maxwell sur la constitution du milieu suffisent à expliquer tous les faits connus.

En faut-il conclure que ces hypothèses correspondent à la réalité ? Ce serait évidemment téméraire, car elles n'ont reçu aucune confirmation directe et rien ne prouve que des hypothèses tout à fait différentes ne rendraient pas aussi bien compte des phénomènes.

Si séduisantes que soient les hypothèses de Maxwell sur la constitution de l'éther, on ne peut méconnaître ce qu'elles ont d'artificiel, et c'est à coup sûr la partie de son œuvre qui est la moins solide.

---

## CHAPITRE III

### VÉRIFICATIONS EXPÉIMENTALES

Parmi toutes les hypothèses faites par Maxwell pour expliquer les phénomènes électriques et magnétiques, il faut faire une place à part à la théorie électromagnétique de la lumière. Car, dans ce cas, les hypothèses dont nous avons plus haut indiqué l'origine ont reçu directement de l'expérience des confirmations inattendues, dont nous allons nous occuper maintenant.

Reportons-nous à la formule (6) ; si  $K, K', K''$  sont les coefficients des formules de Coulomb et de Laplace relatifs au vide, le nombre

$$u = \frac{\sqrt{KK'}}{K''}$$

représente la vitesse de la lumière dans le vide. Par conséquent, dans un milieu où les coefficients ont des valeurs  $K_i, K'_i, K''_i$ , la vitesse de la lumière sera

$$u_i = \frac{\sqrt{K_i K'_i}}{K''_i}.$$

On en déduit

$$\frac{u}{u_i} = \sqrt{\frac{K}{K_i}} \sqrt{\frac{K'}{K'_i}} \cdot \frac{K''}{K''_i}.$$

Or, le rapport  $\frac{K}{K_i} = p$  est ce que Faraday appelaient le *pouvoir inducteur spécifique* du milieu par rapport au vide. Quant au rapport  $\frac{K'_i}{K'} = \mu$ , c'est ce que sir W. Thomson a nommé la *perméabilité magnétique* de ce milieu, celle du vide étant prise comme terme de comparaison.

D'autre part, si l'on admet avec Maxwell que le champ

magnétique dû à un courant a les mêmes propriétés que le champ produit par des aimants, le rapport  $\frac{K''}{K'}$  est aussi égal à  $\mu$ .

Il en résulte

$$\frac{u}{u_0} = \sqrt{p\mu}.$$

Le rapport  $\frac{u}{u_0}$  des vitesses de la lumière dans le vide et dans le milieu considéré n'est autre chose que l'indice de réfraction  $n$  de ce milieu par rapport au vide ; de plus, pour tous les diélectriques, le vide compris, la perméabilité a sensiblement la même valeur ; il en résulte que *pour ces milieux* on pourra prendre  $\mu = 1$ , d'où

$$p = n^2.$$

C'est-à-dire que, pour les diélectriques, le pouvoir inducteur spécifique doit être égal au carré de l'indice de réfraction. C'est ce que l'on vérifie sur un grand nombre de diélectriques solides et liquides.

Pour quelques substances toutefois, l'accord semblait moins satisfaisant. Bien que la théorie ou même les difficultés d'expériences permettent d'expliquer ces écarts, ceux-ci n'en laissent pas moins subsister un certain doute. C'est au savant allemand Henri Hertz (mort en 1894, âgé de 36 ans), que l'on doit des expériences confirmant d'une manière beaucoup plus précise l'hypothèse hardie de Maxwell.

Le meilleur moyen de prouver l'identité des radiations électromagnétiques et des radiations lumineuses, c'est évidemment de montrer que l'on peut reproduire avec les premières tous les phénomènes que l'on obtient avec les secondes. Mais pour cela il était nécessaire d'avoir recours à un procédé opératoire différent de tous ceux qu'on avait employés jusque-là. On ne pouvait songer à utiliser les courants alternatifs ordinaires, car pour 100 périodes par

seconde la longueur d'onde est  $\lambda = \frac{300\,000}{100}$ , soit 3 000 km.

Un laboratoire, si grand qu'on le suppose, ne pourrait donc contenir qu'une faible fraction d'onde.

Il fallait donc chercher à réaliser des longueurs d'ondes qui fussent, sinon aussi courtes que les ondes lumineuses, du moins compatibles avec les dimensions que l'on pouvait donner aux appareils.

Pour y arriver, Hertz eut l'idée d'appliquer une propriété découverte en 1847 par Helmholtz qui, en étudiant la décharge des condensateurs, avait reconnu que, dans certains cas, celle-ci s'effectue par une série de décharges alternatives, de même qu'un pendule écarté de la verticale et abandonné à lui-même ne revient à sa position d'équilibre qu'après avoir effectué une série d'oscillations.

Cette propriété fut vérifiée expérimentalement par Feddersen et en 1853 sir W. Thomson en donna l'explication théorique suivante :

Soit un condensateur de capacité  $C$  dont on provoque la décharge en réunissant ses armatures par un conducteur ayant une résistance  $R$  et un coefficient de self-induction  $L$ ; nous supposerons la capacité de ce conducteur négligeable par rapport à  $C$ .

Si  $Q$  est la charge à l'instant  $t$ , le fil est parcouru à cet instant par un courant dû à une force électromotrice  $\frac{Q}{C}$ .

On a donc, pour l'équation du courant variable,

$$\frac{Q}{C} = Ri + L \frac{di}{dt}.$$

D'autre part, pendant le temps  $dt$ , une quantité  $dQ$  s'écoule à travers le fil; donc

$$i = -\frac{dQ}{dt} \quad \frac{di}{dt} = -\frac{d^2Q}{dt^2},$$

d'où

$$L \frac{d^2Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0. \quad (9)$$

Si l'on considère  $Q$  comme la variable, l'équation (9) est une équation linéaire à coefficients constants dont l'intégrale générale est

$$Q = Ae^{\varphi t} + A'e^{\varphi' t}, \quad (10)$$

$\varphi$  et  $\varphi'$  étant les racines de l'équation

$$L\varphi^2 + R\varphi + \frac{1}{C} = 0. \quad (11)$$

Quant à  $A$  et  $A'$ , ce sont deux constantes à déterminer d'après les conditions initiales. Pour  $t = 0$ , on a, en appelant  $Q_0$  la charge au début,

$$A + A' = Q_0. \quad (12)$$

D'autre part, l'équation (10) différentiée donne

$$\frac{dQ}{dt} = \varphi A e^{\varphi t} + \varphi' A' e^{\varphi' t},$$

qui, pour  $t = 0$ , devient

$$\varphi A + \varphi' A' = 0. \quad (13)$$

Des équations (12) et (13) on déduit

$$A = -\frac{Q_0\varphi'}{\varphi - \varphi'}, \quad A' = \frac{Q_0\varphi}{\varphi - \varphi'}. \quad (14)$$

Deux cas sont à examiner, suivant que les racines de l'équation (11) sont réelles ou imaginaires.

Lorsque ces racines sont réelles, elles sont en même temps négatives. Donc à mesure que  $t$  augmente, la charge  $Q$  décroît et s'annule théoriquement pour  $t = \infty$ . Le courant qui parcourt le fil est toujours de même sens et le condensateur se décharge en une seule fois.

Si, au contraire, les racines sont imaginaires, on peut poser

$$\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} = m^2, \quad (15)$$

d'où

$$\begin{aligned} \varphi &= -\frac{R}{2L} + m\sqrt{-1}, \quad \varphi' = -\frac{R}{2L} - m\sqrt{-1} \\ Q &= e^{-\frac{Rt}{2L}} \left( A e^{mt\sqrt{-1}} + A' e^{-mt\sqrt{-1}} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Or, en considérant les développements en série des fonctions  $e^x$ ,  $\sin x$  et  $\cos x$ , on démontre en algèbre la formule

$$e^{x\sqrt{-1}} = \cos x + \sqrt{-1} \sin x.$$

En faisant  $x = mt$  et appliquant cette formule à l'équation (16), celle-ci devient :

$$Q = Q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \left[ A(\cos mt + \sqrt{-1} \sin mt) + A'(\cos mt - \sqrt{-1} \sin mt) \right].$$

Enfin, remplaçant  $A$  et  $A'$  par leurs valeurs (14), il vient, toutes réductions faites,

$$Q = Q_0 e^{-\frac{Rt}{2L}} \left( \cos mt + \frac{R}{2mL} \sin mt \right),$$

d'où l'on déduit pour l'intensité du courant de décharge à l'instant  $t$

$$i = -\frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{mLC} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin mt,$$

c'est-à-dire que ce courant est *alternatif*. La durée  $T$  d'une période complète est alors

$$T = \frac{2\pi}{m} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

On s'expliquera facilement ces résultats si l'on admet l'assimilation du diélectrique à un ressort tendu par la charge. Lorsque la cause de cette tension disparaît, le diélectrique revient en général, comme le ressort, à sa position initiale par une série d'oscillations.

Pour empêcher le ressort d'osciller, il faudrait opposer une résistance à son mouvement, par exemple en le plongeant dans un milieu visqueux. De même, on empêche les oscillations du diélectrique en présentant à la décharge du condensateur une résistance  $R$  suffisamment grande.

Ordinairement, lorsque l'on veut réaliser une décharge oscillante, on prend la résistance  $R$  assez faible pour que l'on puisse négliger le terme  $\frac{R^2}{4L^2}$ .

Les effets de la self-induction sont alors seuls à considérer et la durée  $T$  de l'oscillation se réduit à

$$T = 2\pi\sqrt{CL}.$$

On voit d'après ce qui précède que l'on pourrait réaliser des oscillations électriques en procédant de la manière suivante :

Deux sphères métalliques A et B isolées l'une de l'autre (fig. 9) et constituant un condensateur sont reliées aux

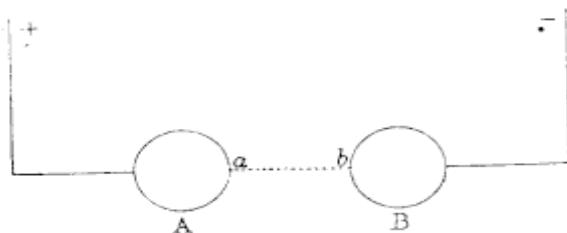


Fig. 9.

pôles d'une source d'électricité, bobine de Ruhmkorff ou machine électrostatique, qui établit entre elles une différence de potentiel.

Si on les réunit par un fil continu  $ab$ , ce fil sera le siège de décharges alternatives, pourvu que les dimensions de l'appareil satisfassent aux conditions indiquées par la formule (15).

En procédant ainsi, on n'obtiendrait qu'un phénomène de très courte durée, à peu près impossible à observer.

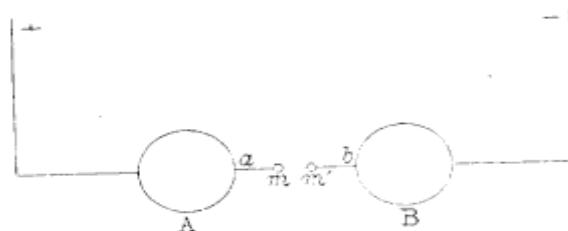


Fig. 10.

Pour tourner la difficulté, Hertz interrompit le conducteur  $ab$ , de manière à laisser en son milieu un petit intervalle  $mm'$  (fig. 10). La décharge s'effectue alors par une étincelle.

celle qui jaillit entre  $m$  et  $m'$ , lorsque la différence de potentiel entre les deux sphères, a atteint une valeur suffisante. Cette étincelle joue le rôle d'un conducteur reliant les deux sphères avec cette différence qu'une fois la décharge effectuée, les sphères peuvent se charger à nouveau pour se décharger ensuite, de sorte que l'on obtient entre les points  $mm'$  une série de décharges oscillantes se succédant sans interruption aussi longtemps que la source fonctionne. Cet appareil constitue ce que Hertz a appelé l'*exciteur* ou l'*oscillateur*.

Quant à la durée des oscillations, on conçoit qu'on puisse la déterminer par la formule de Thomson, puisque l'on peut calculer directement les valeurs de  $L$  et de  $C$  en les déduisant des dimensions de l'appareil.

Dans ses premières expériences, avec des sphères de 0,30 m de diamètre, placées à 1,50 l'une de l'autre, Hertz obtint des oscillations dont la durée en secondes était  $T = 1,77 \times 10^{-8}$ ; en admettant que ces oscillations se propagent avec la vitesse de la lumière, leur longueur d'onde serait de 5,30 m environ.

Bien que plus tard Hertz ait réussi à réduire la longueur d'onde, les radiations obtenues étaient encore trop lentes pour agir sur l'organe de la vue. Il fallait donc, pour les étudier, réaliser un instrument destiné à remplacer l'œil. Dans ce but, Hertz employa comme récepteur un circuit composé d'une seule spire de fil métallique

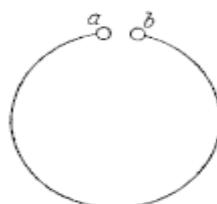


Fig. 11.

(fig. 11). L'anneau ainsi formé était interrompu et terminé à ses extrémités par deux petites boules  $a$  et  $b$ .

Cet appareil peut être considéré comme un condensateur dont les armatures seraient réunies en permanence par un arc métallique. Lorsqu'on l'introduit dans le champ, les variations de celui-ci donnent naissance à des forces électro-motrices d'induction qui chargent le condensateur et, lorsque la différence de potentiel entre  $a$  et  $b$  est devenue assez grande, une étincelle jaillit entre les deux boules en déchargeant le condensateur. On aura donc en  $ab$  une série d'étincelles, qui pourront servir à déceler l'existence du champ alternatif.

Ces étincelles seront elles-mêmes oscillantes, si les dimensions de l'appareil ont été convenablement choisies, de sorte que l'on aura entre  $a$  et  $b$  une série de décharges alternatives. On conçoit que ces décharges auront leur intensité maxima, si leur période est la même que celle des renversements du champ qui produisent les courants de charge; car alors le condensateur se décharge en totalité par les étincelles et non par le fil qui réunit les armatures  $a$  et  $b$ .

On doit donc déterminer les dimensions du récepteur de manière que ces conditions soient remplies, c'est-à-dire en tenant compte de la période des oscillations fournies par l'exciteur. Le récepteur fonctionne alors à la façon d'un résonateur acoustique qui renforce seulement le son qu'il peut émettre directement. De là le nom de *résonateur*, donné par Hertz à son appareil récepteur des ondes électriques.

Le résonateur étant construit de manière à posséder son maximum de sensibilité peut servir à explorer le champ et, suivant le degré d'intensité des étincelles, à indiquer comment varie ce champ en ses différents points.

Considérons en particulier un point  $m$  situé dans le plan de symétrie de l'exciteur (fig. 12). Les décharges oscillantes de  $ab$  produisent en  $m$  deux sortes d'actions : les unes électrostatiques, résultant des variations de charge

des sphères A et B, les autres magnétiques, dues aux courants alternatifs entre  $a$  et  $b$ .

La force électrique en  $m$  est la résultante des actions exercées par les sphères A et B, dirigées respectivement

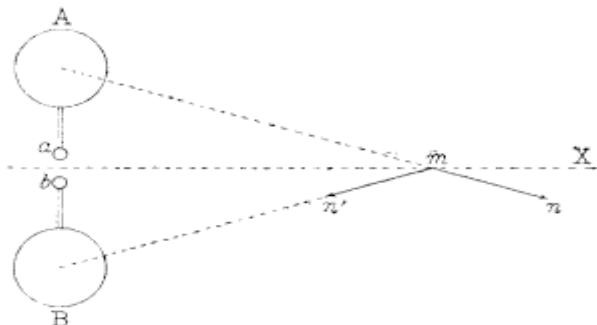


Fig. 12.

suivant  $Am$  et  $Bm$ . On peut d'ailleurs admettre que les charges de A et B sont à chaque instant égales et de signes contraires, c'est-à-dire que les deux composantes  $mn$ ,  $mn'$  du champ électrostatique sont toujours égales entre elles et situées du même côté de  $mX$ . Leur résultante est donc constamment parallèle à AB.

Quant au champ magnétique produit par le courant dirigé suivant  $ab$ , on sait que ses lignes de force sont des circonférences ayant leur centre sur  $ab$  et dont le plan est normal à  $ab$ . La force magnétique au point  $m$  est donc dirigée perpendiculairement au plan  $ABm$ , que nous avons pris comme plan de la figure.

Les intensités des champs électrostatique et magnétique sont donc rectangulaires et leur plan est normal à la direction de propagation  $mX$ . Si, de plus, on examine de près le fonctionnement de l'exciteur, on se rendra compte facilement que les maxima d'intensité du courant  $ab$  correspondent aux minima de charge des sphères A et B et réciproquement. Il en sera de même des intensités des deux champs alternatifs au point  $m$ , ce qui revient à dire que ces deux champs ont entre eux une différence de phase de un quart de période.

Ces divers résultats peuvent être vérifiés à l'aide du résonateur de Hertz. Menons par le point  $m$  trois axes rectangulaires  $mX$ ,  $mY$ ,  $mZ$  (fig. 13) respectivement sui-

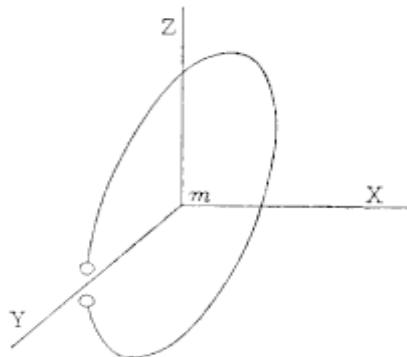


Fig. 13.

vant la direction de propagation, l'intensité du champ électrostatique et l'intensité du champ magnétique. Le centre du résonateur restant toujours en  $m$ , on pourra faire varier l'orientation du résonateur dans son plan et la position de ce plan.

Considérons d'abord les actions électrostatiques. Celles-ci seront nulles, si le plan du résonateur est perpendiculaire à la direction  $mY$  des lignes de force du champ électrostatique. On doit donc rechercher l'effet maximum des actions électrostatiques en plaçant le résonateur dans le plan  $YZ$ , parallèle aux lignes de force. L'intensité de l'action dépend alors de la position de la coupure  $ab$ . Si cette coupure est sur  $mY$ , comme dans la figure 13, les boules  $a$  et  $b$  ont constamment, par raison de symétrie, des potentiels égaux: il n'y a donc pas d'étincelles. Le maximum aura lieu, au contraire, si la coupure se trouve sur  $mZ$ .

Tant que le résonateur est dans le plan  $YZ$ , l'action du champ magnétique est nulle; car on est alors sensiblement dans le même cas qu'un circuit fermé qui se déplace parallèlement à lui-même dans un champ magnétique uniforme. On peut donc ainsi étudier l'action due au champ électrostatique seul.

Pour obtenir l'action maximum due au champ magnétique, il faudra placer le résonateur perpendiculairement aux lignes de force de ce champ, c'est-à-dire dans le plan XY. Il ne sera plus nécessaire alors de tenir compte de l'orientation de la coupure, puisque, dans ce cas, les courants induits dans le résonateur ne dépendent que de la variation du flux de force qui traverse le circuit.

On voit, enfin, que si l'on place le résonateur dans le plan XY, qui est le plan de symétrie de l'excitateur, le résonateur est soustrait à la fois à l'influence des deux champs.

Une fois en possession de ces appareils, Hertz s'est préoccupé de mesurer par l'expérience la vitesse de propagation des ondes émises par l'excitateur. Il appliqua pour cela la méthode employée par Biot pour mesurer la vitesse du son dans les gaz. L'onde ayant parcouru un certain trajet, si on la réfléchit de manière à la faire revenir en arrière, l'onde directe et l'onde réfléchie interfèrent et il se produit des nœuds et des ventres. Il suffit alors de déterminer la position de deux nœuds consécutifs pour en déduire d'abord la longueur d'onde et ensuite la vitesse de propagation.

Pour produire la réflexion de l'onde électromagnétique, Hertz la recevait sur une surface métallique, normale au rayon. En déplaçant le résonateur le long de ce rayon, il constatait que les étincelles n'avaient pas partout la même intensité; la position où cette intensité est minima correspond à un nœud, celle où elle est maxima correspond à un ventre.

Suivant l'orientation donnée au résonateur, on peut étudier séparément l'onde electrostatique et l'onde électromagnétique; on reconnaît ainsi qu'elles ont la même vitesse de propagation, tout en ayant l'une par rapport à l'autre un retard d'un quart de période. Comme d'ailleurs cette vitesse de propagation était égale à celle de la lumière, la théorie de Maxwell se trouvait ainsi confirmée.

Les expériences présentaient toutefois de grandes difficultés provenant de ce que, l'amortissement des ondes électriques dans l'air étant très rapide, on ne pouvait opérer que sur de faibles distances. Pour augmenter la portée et en même temps le degré de précision des résultats, Hertz chercha alors à mesurer la vitesse de propagation des ondes, non plus dans l'air seul, mais dans des fils conducteurs.

La théorie montre en effet, indépendamment de toute hypothèse sur la nature intime des phénomènes, que la vitesse doit être la même dans les deux cas, à la condition toutefois que les oscillations soient suffisamment rapides. On sait que la résistance offerte par un conducteur au passage d'un courant alternatif est représentée par le radical  $\sqrt{R^2 + m^2 L^2}$  que l'on nomme l'impédance. R est la résistance *ohmique*, qui ne dépend pas de la période et est la même que pour les courants continus. Quant au deuxième terme  $m^2 L^2$ , il dépend à la fois du coefficient de self-induction L et du nombre  $m = \frac{2\pi}{T}$  qui est proportionnel à la fréquence. Il en résulte que si m est très grand, comme R est en général assez faible, le premier terme du radical peut être négligé et le conducteur peut être considéré comme un conducteur *parfait*, c'est-à-dire sans résistance. Les choses se passent alors comme si le courant était dû à des charges statiques se déplaçant à la surface du conducteur, sans pénétrer dans son intérieur.

Ces idées ont été développées par Heaviside et Poynting, qui considèrent un courant électrique comme ayant son siège, non pas dans le conducteur, mais dans le diélectrique qui l'entoure, du moins en ce qui concerne l'énergie transportée. Si la résistance du conducteur est nulle, cette énergie arrive tout entière à l'extrémité du conducteur, comme si celui-ci n'existe pas. Si, au contraire, la résistance du conducteur n'est pas négligeable, une partie de l'énergie transportée se diffuse dans le conducteur où

elle se retrouve sous forme de chaleur. On conçoit donc que si les variations du courant sont très rapides, cette diffusion n'atteint que les couches superficielles; lorsque les variations sont nulles, c'est-à-dire dans le cas du courant continu, la diffusion pénètre jusqu'au centre du conducteur et la totalité de l'énergie est transformée en chaleur. Ces considérations sont, d'ailleurs, conformes aux idées de Maxwell et montrent que la résistance ohmique du conducteur se comporte comme un véritable frottement qui a pour effet de ralentir la propagation.

Les expériences de Hertz datent de 1888; bien avant cette époque, on avait essayé de mesurer la vitesse de l'électricité ou, plus exactement, la vitesse de propagation d'un signal électrique à travers un fil.

En 1834, Wheatstone avait trouvé, à l'aide d'un miroir tournant, une vitesse de 460 000 km; en 1849, l'Américain Walker avait trouvé seulement 30 000 km. En 1850, MM. Fizeau et Goumelle, appliquant le procédé employé par Fizeau pour mesurer la vitesse de la lumière, obtenaient, pour la vitesse de l'électricité, 100 000 km dans le fer et 180 000 km dans le cuivre.

A l'exception de Wheatstone, tous les opérateurs avaient obtenu des vitesses inférieures à celle de la lumière. Hertz pouvait croire que ces différences provenaient de ce que les perturbations électriques enregistrées étaient trop lentes et qu'avec les oscillations rapides produites par son excitateur, il obtiendrait la même vitesse que dans l'air. L'expérience ne confirma pas ces prévisions et donna des vitesses notablement moindres que celles de la lumière.

Il semblait donc y avoir désaccord entre la théorie et l'expérience. C'est à deux physiciens genevois, MM. Sarrasin et de la Rive, que l'on doit d'avoir élucidé la question. Pour obtenir la vitesse de propagation, Hertz mesurait directement la longueur d'onde  $\lambda$  et calculait la durée de la période  $T$ , d'après les dimensions de l'excitateur, au moyen de la formule de Thomson. Or, l'excitateur ne se

compose pas seulement des deux boules entre lesquelles jaillissent les étincelles; il est en réalité constitué par un circuit assez complexe, comprenant le circuit primaire de la bobine d'induction, l'interrupteur et son condensateur. La décharge comprend alors, non pas une oscillation unique de période bien déterminée, mais un ensemble d'oscillations de périodes différentes qui se superposent les unes aux autres. C'est à ce phénomène que MM. Sarrazin et de la Rive ont donné le nom de *résonance multiple*.

Il en résulte que, parmi toutes ces oscillations, le résonateur choisit celle qui correspond à sa propre période, de sorte qu'en réalité la longueur d'onde mesurée est déterminée, non par les dimensions de l'excitateur, mais par celles du résonateur. Grâce à cette remarque, on a réussi à obtenir, pour la vitesse de propagation des ondes électriques dans les fils, des valeurs très voisines de la vitesse de la lumière.

Les expériences de Hertz n'ont pas seulement porté sur la vitesse des ondes. Si celles-ci sont identiques aux ondes lumineuses, on doit pouvoir reproduire avec elles les phénomènes qu'on obtient avec la lumière. Déjà en étudiant la propagation, Hertz avait constaté la réflexion des ondes sur des surfaces métalliques planes. Après avoir vérifié que les lois de cette réflexion sont les mêmes que pour la lumière, il réussit à obtenir la concentration des ondes au moyen de miroirs concaves. Ceux-ci étaient constitués par la surface intérieure d'un cylindre parabolique en métal dont la ligne focale contenait l'excitateur. En plaçant un miroir semblable derrière le résonateur, Hertz put reproduire l'expérience des miroirs conjugués. Dans ce cas, le résonateur était formé de deux fils rectilignes situés dans le prolongement l'un de l'autre et terminés, aux extrémités en regard, par deux petites boules entre lesquelles se produisaient les étincelles. Le résonateur formait alors un condensateur dont les armatures restaient isolées l'une de l'autre.

On peut également produire la réfraction des ondes; à cet effet, Hertz employait un prisme en asphalte ayant 1,50 m de hauteur et dont la base était un triangle équilatéral de 1,20 m de côté.

Enfin, en recevant les ondes sur des réseaux formés de fils métalliques parallèles, Hertz put reproduire les principaux phénomènes de la polarisation rectiligne.

Les expériences de Hertz furent répétées dans tous les pays par un grand nombre de savants. Il faut citer en première ligne M. Lodge, en Angleterre, qui, sans avoir connaissance des travaux de Hertz, avait déjà obtenu des résultats analogues, en utilisant les ondes provenant de la décharge oscillante d'une bouteille de Leyde.

Nous avons déjà parlé plus haut des expériences faites à Genève par MM. Sarrazin et de la Rive. En France, les travaux de Hertz ont été étudiés principalement par M. Blondlot, qui montra d'abord par des expériences directes que la vitesse des ondes est la même dans un fil conducteur et dans l'air. Appliquant ensuite les résultats trouvés par MM. Sarrazin et de la Rive, M. Blondlot modifia la forme du résonateur de Hertz, de manière à en déterminer la période avec plus de précision. Il put ainsi obtenir dans les fils conducteurs une vitesse de 298 000 km.

En général, les différents physiciens qui ont répété les expériences de Hertz ont cherché à réduire la longueur d'onde. Hertz lui-même, dans ses expériences sur la réfraction, avait opéré avec des ondes de 0,66 m; mais il ne paraît pas qu'il soit descendu au-dessous.

En modifiant la disposition de l'excitateur, M. Righi, en Italie, produisit des ondes de 25 mm. Enfin, M. Bose, professeur à Calcutta, réussit à obtenir des ondes de 6 mm seulement.

Le but que l'on poursuivait en augmentant ainsi la rapidité des oscillations était d'obtenir des longueurs d'ondes assez courtes pour permettre la construction d'ap-

pareils capables de reproduire, avec les rayons électriques, les principales expériences de l'optique. Mais, comme en même temps on diminue considérablement la quantité d'énergie transmise, on dut, dans certains cas, avoir recours à des appareils plus sensibles que le résonateur, pour déceler la présence des ondes.

Les expériences les plus complètes faites dans cet ordre d'idées sont celles de M. Righi, qui reproduisit non seulement les expériences de Hertz, mais encore les suivantes : l'expérience des deux miroirs de Fresnel et la production des franges d'interférence, l'expérience du bipisme en employant un bloc de soufre, la diffraction par une fente étroite ou par le bord d'un écran. Il a constaté également la réflexion sur les diélectriques et l'application des formules de Fresnel à la réflexion sur les corps transparents, la production d'ondes elliptiques et circulaires, la réflexion totale, la polarisation par réfraction à travers une pile de lames de parafine, etc.

Citons encore, pour clore cette énumération, les expériences de M. Lebedew, qui reconnut la double réfraction du soufre et réussit à construire un nicol en soufre pour des ondes de 6 mm.

Nous avons dit plus haut que le résonateur de Hertz n'est pas le seul appareil susceptible de déceler la présence des ondes électriques. On a pu constater, en effet, l'action des ondes sur les substances et les appareils les plus divers : plaques photographiques, piles thermoélectriques, tubes à vide, etc.

Nous citerons en particulier l'action étudiée en 1880, par M. Branly, sur la conductibilité électrique de certaines substances présentant des contacts imparfaits.

Les métaux à l'état pulvérulent, les grenailles, limailles, etc., présentent, sous cette forme, une conductibilité très faible et leur résistance se chiffre souvent par plusieurs mégohms. Si l'on vient à produire dans leur voisinage une décharge oscillante, cette résistance s'abaisse brus-

quement et peut tomber à quelques ohms. Généralement, la conductibilité ainsi acquise peut subsister un temps plus ou moins long; mais les trépidations et surtout un choc brusque, la font disparaître instantanément.

La disposition employée le plus souvent par M. Branly consistait à placer la substance à étudier dans un petit tube en ébonite, fermé par deux pistons métalliques servant à amener le courant et permettant de faire varier la pression.

C'est M. Lodge qui le premier a montré le parti que l'on pouvait tirer des tubes à limaille comme indicateurs des ondes électriques. Selon lui, les ondes ont pour effet d'orienter les particules et, suivant son expression, de les *cohérer*, d'où le nom de *cohéreur* donné par lui aux tubes de Branly. Ce nom a prévalu, bien que M. Branly lui-même, qui n'admettait pas tout à fait l'explication de M. Lodge, ait proposé celui de *radioconducteur*.

Quoi qu'il en soit de la cause intime du phénomène qui se passe dans les tubes à limaille, il est nécessaire, lorsqu'un tube a été cohéré, de le décohérer pour lui rendre sa sensibilité. A cet effet, M. Lodge intercalait dans le circuit du tube un relais qui, dès que la résistance du tube s'était abaissée, fermait un circuit local contenant un trembleur, par exemple une sonnerie dont on avait supprimé le timbre, dont le marteau venait frapper sur le tube. Celui-ci reprenant sa résistance primitive, le courant du relais cessait de passer et le circuit local s'ouvrait.

Cette disposition fut d'abord employée par M. Lodge pour répéter les expériences de Hertz. La première application pratique fut réalisée par M. Popoff, professeur à l'École de marine de Cronstadt.

Son installation<sup>1</sup> (fig. 14) se composait d'un cohéreur C, intercalé dans un circuit comprenant une pile P, et un relais R; un autre circuit, contenant une sonne-

---

1. VOISENAT, *Annales télégraphiques*, mars-avril 1898.

rie S et le contact du relais, était placé en dérivation sur le premier aux bornes de la pile. Le marteau de la sonnerie était disposé de telle façon qu'il pût frapper le cohéreur à chacune de ses vibrations. L'inscription graphique était obtenue par un enregistreur Richard E, monté en dériva-

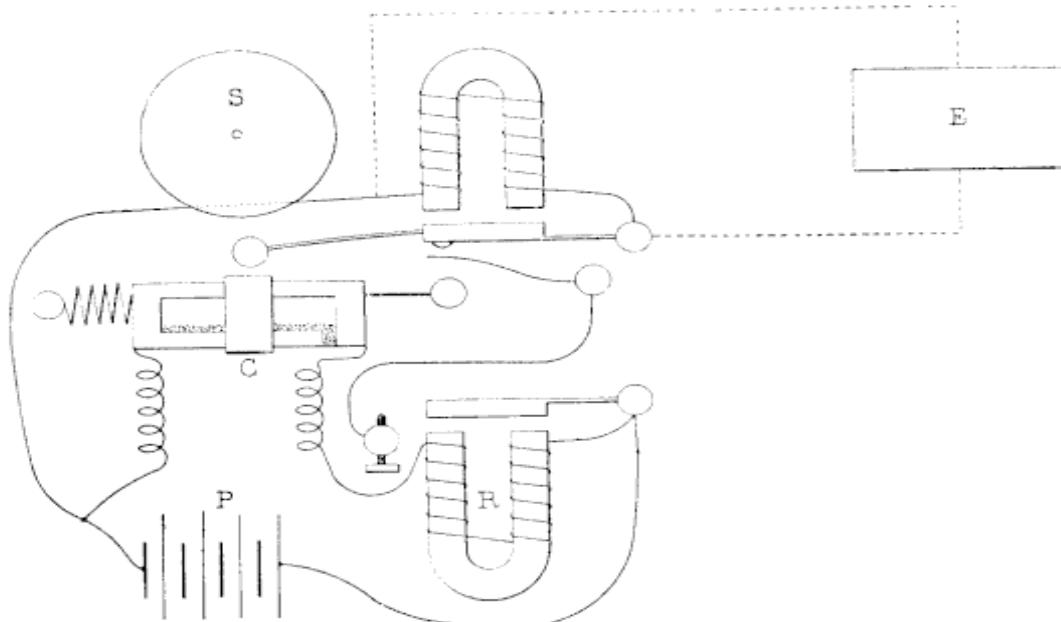


Fig. 14. — Dispositif des expériences de Popoff.

*Légende.* — C, cohéreur; P, pile; R, relais; S, sonnerie; E, enregistreur Richard.

tion sur la sonnerie. Pour éviter les effets des étincelles de la sonnerie et du relais, le cohéreur était entouré d'une double enveloppe métallique dans laquelle était pratiquée une fente étroite permettant le passage des ondes à étudier. Sous l'action de ces ondes, le cohéreur était rendu conducteur et fermait le circuit des bobines du relais; l'armature de celui-ci était alors attirée et fermait à son tour le circuit de la sonnerie et de l'enregistreur. Le marteau de la sonnerie, étant attiré, donnait un coup sur le timbre, puis sur le cohéreur qui cessait alors d'être conducteur; le circuit des bobines du relais n'étant plus fermé, la palette du relais reprenait sa position normale

et ouvrait ainsi les circuits de la sonnerie et de l'enregistreur, et ainsi de suite, tant que durait la production d'ondes à proximité. Quand elle cessait, tous les organes du dispositif reprenaient la position de repos.

Plusieurs observateurs, entre autres M. Lodge, avaient émis cette idée que le plus souvent les décharges de la foudre doivent être oscillatoires. M. Popoff entreprit de vérifier ce fait en utilisant le dispositif qui vient d'être décrit. Pour cela, l'une des extrémités du cohéreur était reliée à la tige d'un paratonnerre ou simplement à un fil métallique se relevant verticalement le long d'un mât; l'autre électrode du cohéreur était mise à la terre.

Si l'on prend comme enregistreur un appareil Morse, il n'y a rien à changer à ce dispositif pour en faire un appareil télégraphique récepteur. Supposons, en effet, qu'au lieu d'enregistrer les ondes provenant des décharges atmosphériques, on reçoive sur le fil vertical, nommé *antenne*, des ondes produites artificiellement au moyen d'un excitateur placé à distance. Il suffira de produire au poste transmetteur des émissions longues ou courtes reproduisant par leurs combinaisons les signaux de l'alphabet Morse, comme on le fait pour la télégraphie optique; ces signaux viendront s'enregistrer sur le morse récepteur et l'on aura réalisé une transmission télégraphique sans fil.

Dans la pratique, les appareils ont dû être complétés par un certain nombre d'organes accessoires. On en trouvera la description dans le chapitre suivant.

## CHAPITRE IV

### EXPÉRIENCES DE MARCONI SUR LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

L'idée d'utiliser les propriétés des ondes électriques pour la transmission des signaux paraît appartenir au savant physicien anglais Lodge qui, dans une conférence faite en 1894, émit l'opinion que la présence d'ondes électriques, produites par la décharge d'un condensateur, pouvait être décelée, au moyen du tube de Branly, jusqu'à une distance d'un demi-mille de leur point de production. Mais aucune expérience ne fut tentée pour vérifier le fait.

En 1895 et 1896, M. Popoff employa le dispositif décrit page 60 à des essais de communication télégraphique. Les détails des expériences ne sont pas connus.

Vers la même époque, un autre Russe, M. Nasckevitch Jodko, fit, indépendamment de M. Popoff, des expériences analogues.

En 1896, M. Marconi, alors étudiant à l'Université de Bologne et élève du professeur Righi, entreprit à son tour des essais de communication télégraphique par ondes hertziennes. Le dispositif qu'il employait à cette époque, analogue à celui de Popoff, est semblable à celui qu'il utilise actuellement et qui est décrit plus loin. Toutefois, des perfectionnements de détail, mais d'une réelle importance, ont été progressivement apportés au dispositif Popoff par le jeune Italien. Certains d'entre eux ne sont qu'imparfaitement connus, mais il est certain qu'ils ont permis à leur inventeur d'obtenir des résultats bien supérieurs à ceux qu'ont pu réaliser les expérimentateurs de tous pays.

Les expériences les plus intéressantes furent les suivantes :

En juillet 1897, à la Spezzia, des navires de guerre ita-

liens furent munis d'appareils Marconi et purent communiquer avec la côte jusqu'à une distance de 16 km avec des antennes de 22 et 34 m.

En août 1898, le yacht royal *Osborne* put correspondre avec une station de la côte anglaise à une distance de 13,5 km, malgré l'interposition d'une haute colline.

Vers la même époque, en Angleterre encore, on put établir une communication à 50 km au moyen d'antennes maintenues par des ballons captifs.

De mars à juin 1899, eurent lieu les expériences à travers la Manche, qui sont décrites plus loin, au cours desquelles on put obtenir une communication en mer à 52 km, avec 31 m et 37 m d'antennes.

Enfin, en juillet 1899, de nouvelles expériences furent faites en Angleterre, au moyen de ballons captifs et à bord de navires de guerre. Un croiseur et un cuirassé, munis d'antennes ayant respectivement 53 m et 60 m, auraient pu correspondre à une distance de 112 km.

Les premières expériences de Marconi eurent beaucoup de retentissement, et un grand nombre de physiciens de tous pays entreprirent des essais analogues.

M. Slaby, professeur à l'École supérieure technique de Charlottenbourg, put établir une communication à une distance de 21 km au moyen d'antennes soutenues par des ballons captifs militaires élevés à une hauteur de 300 m environ. Ces expériences ont été continuées, mais les résultats n'ont pas été rendus publics.

En 1898, M. Voisenat, ingénieur des télégraphes, obtint, dans les environs de Paris, une bonne communication à 10 km au moyen d'antennes de 40 m environ.

En 1898 et 1899, M. Blondel, ingénieur des ponts et chaussées, M. Tissot, lieutenant de vaisseau, M. Ducretet, ingénieur-constructeur, firent également, indépendamment les uns des autres, d'intéressantes expériences de télégraphie sans fil.

Comme son titre l'indique, ce chapitre est plus parti-

culièrement consacré au compte rendu des expériences faites par M. Marconi, en 1899, entre la France et l'Angleterre et auxquelles l'un de nous a assisté. Nous décrirons d'abord les appareils auxquels M. Marconi a été conduit par ses expériences successives et nous donnerons ensuite les résultats obtenus.

#### Description sommaire et fonctionnement d'une station.

Une station de télégraphie sans fil comprend deux parties, destinées l'une à la transmission, l'autre à la réception, ayant un organe commun : l'antenne.

*Poste transmetteur.* — La partie destinée à la transmission, ou poste transmetteur, se compose d'une bobine d'induction dans le primaire de laquelle sont intercalées une source d'énergie (généralement piles et accumulateurs) et une clef Morse. Les extrémités du secondaire sont reliées à deux boules excitatrices formant l'*oscillateur*, et communiquant elles-mêmes, l'une avec l'antenne, l'autre avec la terre (fig. 15).

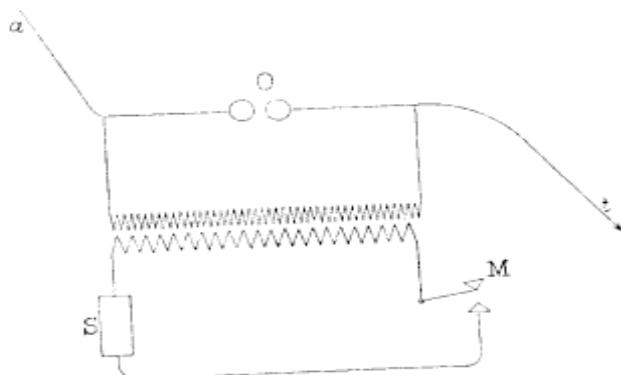


Fig. 15. — Poste transmetteur.

*Légende.* — S, source d'énergie électrique ; M, clef Morse ; O, oscillateur ; a, antenne ; t, terre.

Lorsqu'on appuie sur le manipulateur, le circuit primaire de la bobine est fermé et, sous l'effet de l'interru-

teur (non indiqué sur le schéma), il se produit dans le secondaire des courants induits, alternatifs, qui chargent les boules excitatrices de quantités d'électricité égales et de signes contraires au même instant, avec une différence de potentiel variable avec le temps. Lorsque cette différence atteint une certaine valeur  $v$ , il se produit une décharge oscillante (voir page 45). Cette décharge a lieu chaque fois que la différence de potentiel repasse par la même valeur  $v$ . On en aura donc une série, se succédant à des intervalles très rapprochés, grâce à la fréquence des courants alternatifs, tant que l'on appuiera sur le manipulateur.

Ces décharges, comme on l'a déjà vu, engendrent dans l'antenne des oscillations électriques qui communiquent à l'éther ambiant un état vibratoire se transmettant dans tout l'espace.

On peut donc, en appuyant plus ou moins longtemps sur la clef Morse, envoyer dans l'espace de courtes ou longues séries d'ondes électriques, représentant des points et des traits et produisant par leur combinaison les signaux Morse.

*Poste récepteur.* — Le poste récepteur se compose essentiellement d'un cohéreur, dont les électrodes sont reliées d'une part à l'antenne et à la terre, et d'autre part aux extrémités d'un circuit contenant un élément de pile, un relais et deux bobines de self-induction. Le contact de ce relais commande deux autres circuits, comprenant, dans une partie commune, une pile de huit éléments et le contact du relais, et contenant en outre, l'un un trembleur destiné à décohérer le tube de Branly, et l'autre un appareil Morse (fig. 16).

Les oscillations développées dans le circuit récepteur par l'état vibratoire de l'éther ambiant, ne peuvent suivre le circuit dérivé du relais, grâce à l'impédance des deux bobines de self-induction; elles agissent sur le cohéreur et le rendent conducteur. Le circuit dérivé contenant les

bobines du relais est alors fermé et les noyaux de celui-ci sont aimantés ; la palette est attirée et ferme les circuits du Morse et du trembleur. Le marteau frappe aussitôt le tube sensible et le décohére : le courant cesse de passer dans les bobines du relais, et la palette, revenant au repos, rouvre les circuits du Morse et du trembleur.

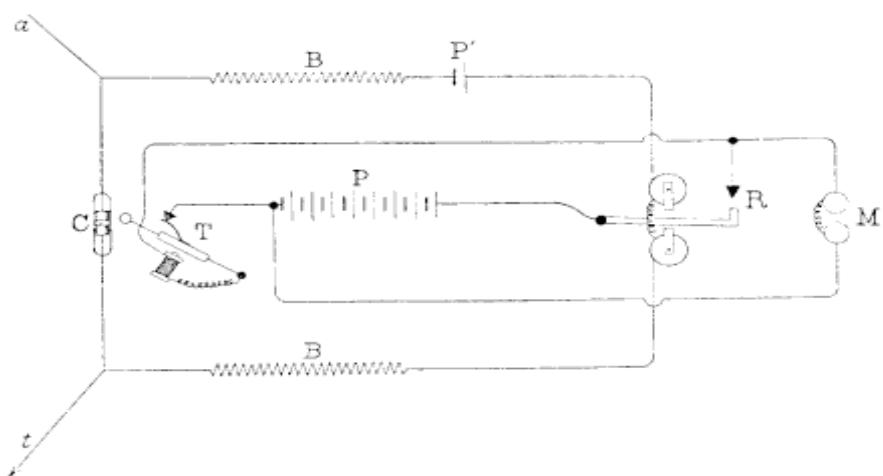


Fig. 16. — Poste récepteur.

*Légende.* — P, P', piles ; C, cohéreur ; T, trembleur ; B, bobine de self-induction ; R, relais ; M, appareil Morse ; α, antenne ; t, terre.

Si des oscillations continuent à se produire dans l'antenne, le cohéreur est de nouveau actionné aussitôt après le choc du marteau : d'où nouvelle attraction de la palette du relais et fermeture des circuits du Morse et du trembleur. Et ainsi de suite, tant qu'il se produira des oscillations dans l'antenne, c'est-à-dire tant que le poste transmetteur enverra des ondes électriques.

Quand celles-ci cesseront, le cohéreur ne sera plus actionné après le choc du marteau, et les circuits du trembleur et du Morse resteront ouverts.

Si le transmetteur envoie une longue série d'ondes, cette série sera donc traduite sur la bande du Morse par une série de points correspondant à chacun des contacts de la palette du relais. Cette série de points est transfor-

mée en un trait par l'artifice suivant : un shunt de cinq cents ohms est placé (fig. 35) en dérivation sur le contact du relais et permet, par suite, le passage permanent d'un courant dans les bobines. Les noyaux de celui-ci ont donc en permanence une certaine aimantation qui, jointe à l'inertie de la palette du Morse, empêche celle-ci de se relever dans l'intervalle des points rapprochés produits par les contacts successifs de la palette du relais.

Si le transmetteur envoie une série courte, on aura un point sur la bande.

Les points et les traits des signaux Morse, produits par le manipulateur du transmetteur, seront donc enregistrés sur la bande du récepteur comme dans une installation télégraphique ordinaire.

Pour éviter que les étincelles d'extra-courant, provenant de la self-induction des bobines, du trembleur, du relais et du Morse, n'agissent sur le cohéreur et ne troubent ainsi la réception, M. Marconi place en dérivation, sur chacun des circuits de ces appareils, des shunts sans self-induction, destinés à absorber ces étincelles (fig. 35). Il place notamment un shunt sur les bobines du relais, pour éviter l'auto-excitation du cohéreur par la self-induction du relais. Cette précaution est très utile ; car, en examinant dans l'obscurité le fonctionnement d'un cohéreur placé dans le circuit d'un relais non muni de shunt, on peut constater la production d'effluves à chaque choc du marteau.

*Syntonisation.* — La période des oscillations développées dans le circuit transmetteur est

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

L et C étant la self-induction et la capacité de ce circuit. Soient L', C' les mêmes éléments du circuit récepteur ; les oscillations que ce circuit serait susceptible de produire, s'il était employé comme transmetteur, auraient pour période

$$T' = 2\pi\sqrt{L'C'}.$$

Les circuits transmetteur et récepteur sont dits *syntones* ou *synchrones* lorsque  $T = T'$ .

De même que dans les phénomènes acoustiques de résonance, il y aura résonance électrique entre le transmetteur et le récepteur, quand ces deux circuits seront syntones; les oscillations développées dans le récepteur sous l'influence des vibrations du milieu ambiant s'y produisent, dans ce cas, avec leur maximum d'amplitude, étant donnée la quantité d'énergie recueillie, et leurs effets sur le cohéreur seront également maximum.

En réalité, le phénomène n'est pas aussi simple : il se produit dans le circuit transmetteur, pendant les décharges du condensateur, une série d'oscillations de périodes différentes, par suite de la variation continue de la capacité et de la self-induction, due aux variations de l'étincelle oscillante qui jaillit entre les deux armatures pendant les décharges. Cependant, on peut admettre qu'il existe une oscillation principale d'énergie maximum, se produisant au commencement de chacune des décharges, définie par

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

$L$  et  $C$  étant la self-induction et la capacité du circuit à l'état normal.

Grâce à la production des oscillations secondaires, le récepteur peut être actionné, même s'il n'est pas *syntonisé* avec le transmetteur. Mais cette action sera beaucoup moins énergique et, par suite, la distance possible de communication se trouvera considérablement réduite.

De même qu'il est possible d'accorder une corde vibrante avec une autre, c'est-à-dire de la rendre susceptible de donner le même son qu'elle, en modifiant sa longueur, sa tension, etc., on peut, en modifiant la capacité et la self-induction d'un circuit, le rendre syntone d'un autre circuit, en ne tenant compte que de l'oscillation principale. Il est donc possible, théoriquement, d'accorder un récepteur avec un transmetteur, ou inversement. De plus, il

existe un grand nombre de solutions, puisqu'on peut agir sur deux variables,  $L$  et  $C$ .

Toutefois, il y a lieu de remarquer que l'impédance

$$\sqrt{R^2 + m^2 L^2},$$

qui agit sur l'amplitude des oscillations, à la façon de la résistance ohmique sur l'intensité dans le cas d'un courant continu, augmente très rapidement avec la valeur de  $L$ , par suite du nombre élevé d'alternances  $m$ . Il n'est donc pas possible d'augmenter  $L$  au delà de limites très restreintes et il est préférable d'agir sur la capacité pour effectuer la syntonisation.

Diverses études de la question furent faites par plusieurs physiciens. M. Tietz, entre autres, fit des expériences tendant à démontrer l'impossibilité d'obtenir la syntonisation entre deux circuits reliés à la terre. MM. Lodge et Muirhead prirent des brevets pour plusieurs dispositifs qui n'ont pas été soumis à des essais concluants.

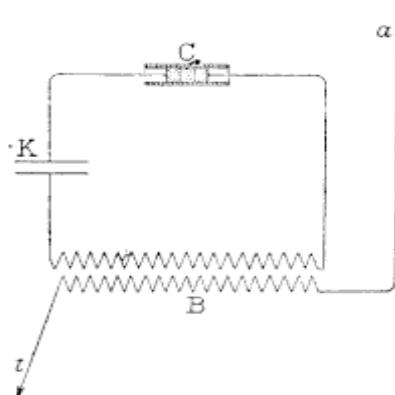


Fig. 17. — Dispositif de syntonisation de M. Marconi.

*Légende.* —  $B$ , bobine d'induction;  $C$ , cohéreur;  $K$ , condensateur;  $\alpha$ , antenne;  $t$ , terre.

Enfin, M. Marconi a fait breveter, en mars 1899, le dispositif décrit ci-après :

Pour la réception, l'antenne est reliée, non plus directement au cohéreur, mais à l'une des extrémités du primaire d'une bobine d'induction, l'autre extrémité étant à

la terre. Le cohéreur est intercalé dans le secondaire de la bobine en même temps qu'un condensateur (fig. 17).

L'inventeur ne donne aucune théorie de ce dispositif. Le rôle de la bobine d'induction paraît assez obscur, car il est difficile d'admettre que les oscillations directes ou induites, s'il y en a, suivent les circuits de la bobine, étant donné leurs grandes impédances et le peu d'isolation des fils.

Quoi qu'il en soit, M. Marconi dit dans son brevet « qu'il est désirable que la bobine d'induction soit en syntonie, avec l'oscillation électrique transmise, le nombre de tours et l'épaisseur du fil la plus appropriée variant avec la longueur d'onde transmise ».

La liaison directe de l'antenne à la terre a, en outre, pour effet « de réduire dans une certaine mesure les effets fâcheux dus aux influences atmosphériques ».

L'inventeur a voulu dire par là que cette liaison permet l'écoulement continu à la terre de la charge que peut prendre l'antenne sous l'influence de l'électricité atmosphérique.

Le fait a été contrôlé à Wimereux, un jour d'orage ; il était possible de tirer de l'antenne de fortes étincelles, alors que son extrémité était isolée des appareils ; mais, aussitôt que cette extrémité était reliée aux appareils, la réception ne présentait aucun trouble et était aussi nette qu'en temps ordinaire. Il y a lieu de remarquer, cependant, qu'aucun coup de foudre n'a été observé dans le voisinage du poste.

Le condensateur K joue un double rôle : il intervient par sa capacité dans les éléments électriques du circuit et empêche, en outre, la pile du relais d'être en circuit fermé d'une manière permanente.

Ce dispositif permet de rendre un récepteur syntone du transmetteur correspondant.

Si les transmetteurs de deux stations ne produisent pas des oscillations de même période, les communications se

feront dans deux tons différents, puisque chaque récepteur doit être réglé sur le transmetteur correspondant. Dans une même station, le transmetteur et le récepteur seront donc dans des tons différents. Cette situation n'a aucun inconvénient, si les deux stations n'ont à communiquer qu'entre elles ; mais si l'une d'elles doit pouvoir communiquer avec une troisième, sans que les signaux échangés soient reçus par l'autre, le réglage devient très complexe, car il faut agir sur le transmetteur et le récepteur pour les accorder sur l'un ou l'autre des circuits correspondants des deux autres stations.

Si, au contraire, le transmetteur et le récepteur d'une station sont dans le même ton, il suffit d'agir sur l'antenne, partie commune aux deux circuits, pour modifier le ton de la station et l'accorder sur une autre qui serait dans les mêmes conditions.

Dans les deux cas, il est nécessaire, pour effectuer le réglage, de pouvoir modifier les éléments électriques de l'antenne.

M. Marconi dispose dans ce but, de part et d'autre de l'antenne, un filet métallique de 40 cm environ de largeur (fig. 18), dont les extrémités sont reliées à la terre ; ce filet a évidemment pour effet de modifier la capacité de l'antenne. Le réglage est obtenu en approchant plus ou moins le filet de l'antenne et en faisant varier sa hauteur. Ce procédé, quelque peu primitif, pourrait être rendu plus précis et moins sujet aux variations dues à l'action du vent, par des moyens relativement simples.

Pour agir sur la self-induction, l'inventeur ajoute à la partie inférieure de l'antenne des bobines de self-induction de valeur variable, formées par l'enroulement du câble de l'antenne sur des cylindres d'ébonite de 0,004 m de diamètre environ.

Les expériences faites sur l'efficacité de la syntonisation obtenue par ces procédés ne sont pas absolument concluantes.

M. Marconi n'a jamais pu communiquer à plus de 25 km, sans employer le dispositif décrit dans son brevet de mars 1899.

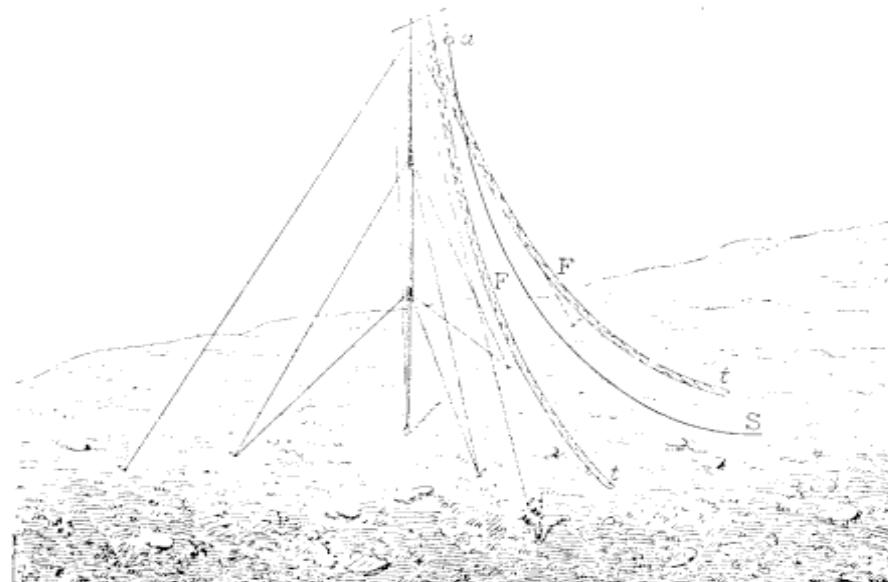


Fig. 18. — Filets métalliques disposés de part et d'autre de l'antenne.

*Légende.* — F, F', filets ; a, antenne ; S, station.

*Rôle de l'antenne.* — Le rôle du conducteur vertical est assez mal connu. On peut cependant admettre que l'influence des éléments électriques de l'antenne sur les vibrations produites permet d'obtenir une longueur d'onde suffisamment grande pour que les phénomènes de diffraction deviennent très sensibles et permettent la propagation du mouvement vibratoire d'un point à un autre, malgré l'interposition d'obstacles matériels assez élevés. En outre, l'amortissement des vibrations est beaucoup moins rapide qu'avec de courtes longueurs d'onde. Il est difficile d'avoir une appréciation exacte de cette longueur d'onde. M. Marconi l'évalue à quatre fois la hauteur de l'antenne.

Des essais de communication entrepris avec des antennes horizontales n'ayant donné que de mauvais résul-

tats, il est certain que la verticalité de l'antenne est indispensable.

M. Marconi prétend que les vibrations produites sont alors polarisées dans un plan vertical et par suite sous-traitées en partie à l'action terrestre.

*Emploi de réflecteurs.* — L'emploi d'antennes verticales élevées présente, en outre de la difficulté et de la gêne de leur installation, l'inconvénient de laisser les ondes se propager dans toutes les directions et par suite de ne permettre de recueillir en un point donné qu'une très faible partie de l'énergie employée à la transmission. Il serait évidemment préférable d'employer des moyens permettant de concentrer les rayons électriques dans une direction donnée, comme on le fait en télégraphie optique pour les rayons lumineux. Mais aucune solution pratique n'a été trouvée jusqu'à ce jour.

M. Marconi a fait quelques essais en plaçant l'oscilleur, muni de deux courtes antennes, dans l'axe focal d'un miroir parabolique en métal, orienté dans la direction d'un miroir analogue, dans l'axe focal duquel était placé un cohéreur muni également de deux courtes antennes (fig. 19).

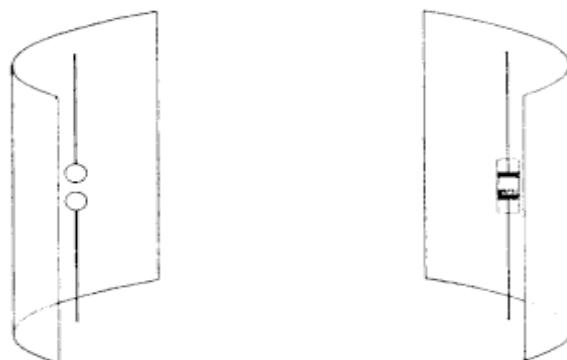


Fig. 19. — Réflecteurs.

La communication a pu être établie à une distance maximum de 4 km; elle était rendue impossible par l'interposition du plus petit obstacle matériel.

### Description détaillée des divers organes d'une station.

*Antenne.* — L'antenne est constituée par un câble formé de sept brins de cuivre de 9/10 de mm de diamètre, recouvert d'une couche de caoutchouc et de rubans isolants.

Il y a avantage, dans le cas où la distance est un peu forte pour la hauteur d'antenne, à employer une antenne de large capacité, par exemple des filets métalliques analogues à ceux employés pour les réglages de syntonisation d'une station.

L'antenne doit être éloignée, autant que possible, des objets conducteurs ou semi-conducteurs, surtout pour la transmission.

La partie supérieure de l'antenne est enroulée en cinq ou six spires de 40 à 50 cm de diamètre, reliées électriquement entre elles par l'extrémité dénudée du câble, que l'on a enroulée successivement sur chacune des spires en des points également dénudés (fig. 20). Ces spires sont

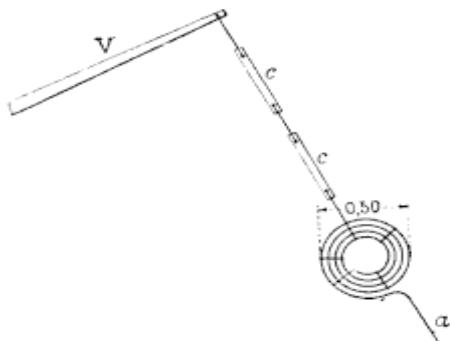


Fig. 20. — Mode d'attache de l'antenne.

*Légende.* — *a*, antenne ; *c, c*, cylindre d'ébonite ; *V*, vergue.

quelquefois remplacées par un cylindre en treillis métallique de 0,50 m de longueur environ, auquel le câble est relié électriquement<sup>1</sup>.

1. La présence de cette capacité, ou plaque de ciel, à l'extrémité de l'antenne n'est pas indispensable; son rôle est d'ailleurs mal connu.

Les spires, ou le cylindre, sont attachées au moyen de cordelette paraffinée à une série de deux cylindres d'ébonite de 0,50 m de longueur et de 0,04 m de diamètre, l'extrémité libre du dernier étant fixée à l'extrémité d'une vergue placée à la partie supérieure d'un mât analogue à un mât de navire. Ce mât, formé de plusieurs parties que l'on met successivement en place, est solidement amarré au sol par des haubans (fig. 21).

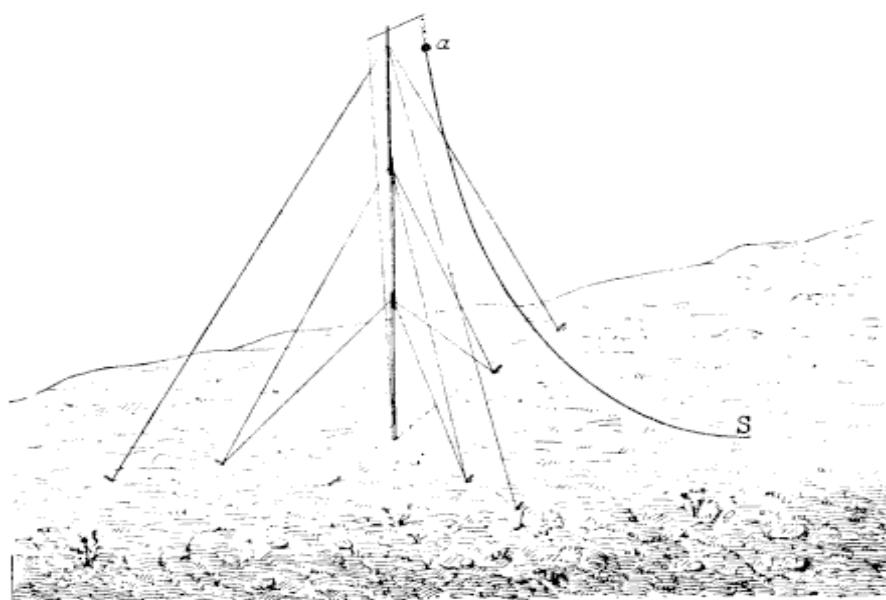


Fig. 21. — Mode d'amarrage du mât auquel est fixée l'antenne.  
Légende. — *a*, antenne ; *S*, station.

Pour éviter que les effets de traction causés par le vent n'agissent sur les appareils auxquels est reliée l'antenne, celle-ci est fixée au sol ou aux bâtiments, 1 m ou 2 m avant son entrée dans la station, au moyen de cordelettes paraffinées, dans lesquelles sont intercalés des cylindres d'ébonite ou de porcelaine, qui assurent un bon isolement.

L'extrémité de l'antenne pénètre dans la station par une ouverture faite dans un des carreaux d'une fenêtre ou dans

une plaque d'ébonite mise à la place d'un des carreaux. Pour augmenter encore l'isolation, le câble est entouré de deux tubes de caoutchouc et d'un tube d'ébonite fixé au carreau par un tampon de gutta; les extrémités du tube d'ébonite sont également bouchées au moyen de gutta.

Le mât peut être remplacé par tout autre support, arbre élevé, bâtiment élevé, escarpement naturel, ballons captifs, etc. Si l'on utilise des bâtiments ou des escarpements naturels, il est nécessaire de maintenir l'antenne à une distance de 6 à 10 m de son support.

L'inclinaison de l'antenne n'a aucun inconvénient, pourvu que la distance verticale entre ses extrémités soit assez grande pour la distance à franchir.

Il résultera de nombreuses expériences faites par M. Marconi que, jusqu'à 40 km, avec les moyens qu'il employait, la loi qui lie la hauteur d'antenne et la distance possible de communication, en espace découvert, serait la suivante :

$$H = 0,15 \sqrt{D},$$

H et D étant exprimés en mètres.

A partir de 40 km, la hauteur donnée par cette formule serait trop faible.

L'interposition d'obstacles de hauteur moyenne réduirait d'environ un tiers la distance possible de communication déduite de la formule ci-dessus.

*Terre.* — La prise de terre doit être à grande surface, les conduites d'eau et de gaz conviennent très bien. Lorsqu'on emploie, pour constituer l'antenne, des filets métalliques ou des conducteurs à grande capacité, la réception est souvent troublée par des signaux parasites que M. Marconi croit être d'origine tellurique. Il y a avantage, dans ce cas, à remplacer la prise de terre par une large capacité.

*Bobine d'induction et oscillateur.* — La bobine employée est du type *App* (Newton constructeur); elle est munie

d'un simple interrupteur à marteau très robuste et de large contact (fig. 22 et 23). Le modèle normalement employé peut donner 25 cm d'étincelles.

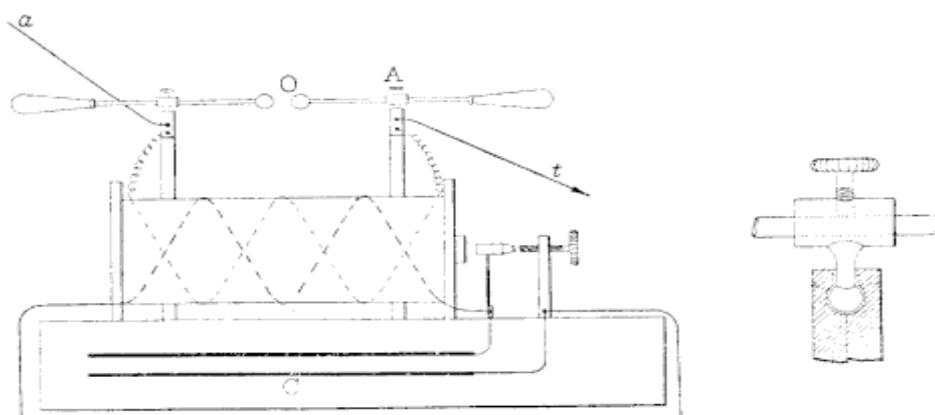


Fig. 22. — Bobine d'induction et oscillateur. Fig. 23. — Détail du genou A.  
Légende. — C, condensateur de la bobine; O, oscillateur.

Le condensateur destiné à absorber l'étincelle de rupture du primaire est logé dans le socle de la bobine.

L'oscillateur, monté sur le même socle que la bobine, se compose de deux petites sphères de cuivre de 3 cm de diamètre environ, placées aux extrémités de deux tiges également en cuivre et terminées par des poignées isolantes. Ces tiges peuvent glisser dans des manchons munis de rotules, dont le logement est pratiqué dans des bornes situées à l'extrémité de colonnes isolantes, et reliées au secondaire de la bobine. Les tiges peuvent être immobilisées dans une position quelconque au moyen de vis de serrage. Pour la transmission, les sphères de l'oscillateur sont maintenues à une distance de 2 à 3 cm l'une de l'autre.

Il est intéressant de remarquer que M. Marconi a beaucoup simplifié ses dispositions primitives : il a notamment abandonné l'oscillateur de Righi pour revenir à l'oscillateur de Hertz. Dans l'oscillateur de Righi, afin d'éviter l'oxydation des boules, les étincelles étaient produites au

sein d'un liquide isolant, ordinairement l'huile de vaseline. Mais celle-ci se décomposait partiellement sous l'influence des étincelles, et la présence de parcelles de charbon provenant de cette décomposition diminuait la résistance et le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique et, par suite, l'énergie mise en jeu. L'emploi de l'air comme diélectrique est donc préférable.

Des essais ont été faits avec l'interrupteur électrolytique de Wehnelt; mais les résultats, très encourageants à petite distance, ont été mauvais pour de longues portées.

*Source d'énergie électrique.* — L'énergie électrique est fournie dans le primaire de la bobine par une batterie de piles, aux bornes de laquelle des accumulateurs sont quelquefois placés en dérivation.

Pour une installation provisoire, on emploie cinquante éléments montés comme il est indiqué par la figure 24.

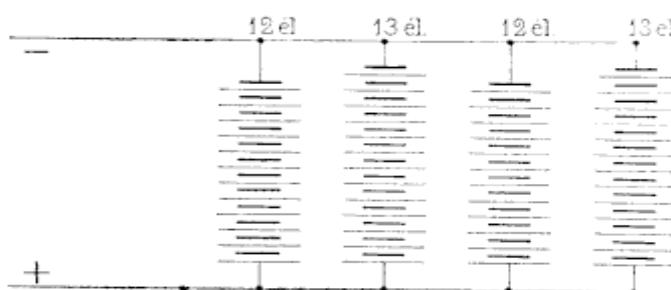


Fig. 24. — Batterie de cinquante éléments.

Si l'installation doit être permanente, il est préférable d'employer cent éléments pour éviter une usure rapide (fig. 25) et de placer huit accumulateurs légers en dérivation.

Les éléments employés sont du type *sec* Obach, grand modèle (f. é. m. 1,5 volts environ, R. intérieure 0,15  $\omega$ ) à réaction Leclanché, avec emploi de plâtre humide.

Les accumulateurs sont de modèle quelconque.

La figure 25 représente le montage du poste de Wimereux. La différence de potentiel aux bornes du pri-

maire est de 16 à 17 volts, et l'intensité dans ce circuit, de 6 à 9 ampères.

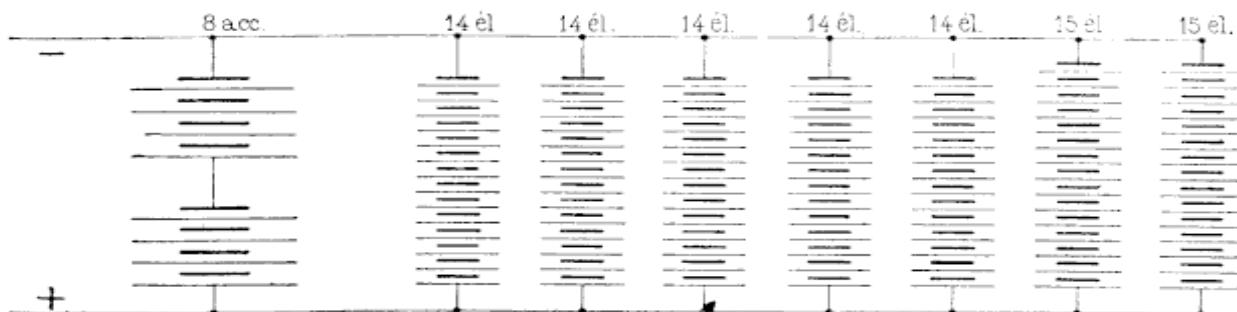


Fig. 25. — Batterie de cent éléments et de huit accumulateurs légers.

On peut également employer une machine génératrice quelconque, à courants continus ou à courants alternatifs. Dans ce dernier cas, l'interrupteur de la bobine est supprimé.

*Clef Morse.* — La clef Morse (fig. 26) est d'un type ana-

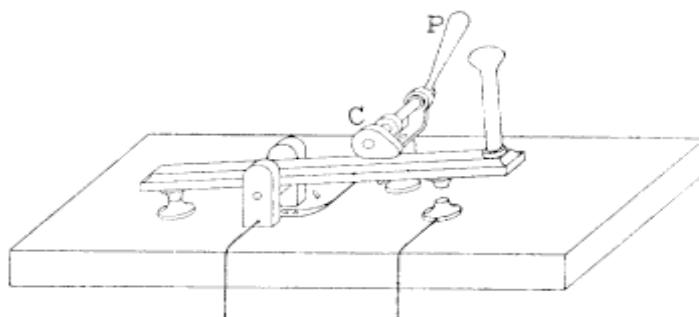


Fig. 26. — Clef Morse.

logue à celui que l'on emploie dans les installations ordinaires, mais de formes plus robustes et de contact plus large. La poignée est formée d'une tige d'ébonite de 10 cm environ de hauteur, pour éviter tout contact accidentel de la main avec le circuit. Le jeu du manipulateur est réglé par une came C mobile autour d'un axe par le moyen d'une poignée isolée P.

*Clef-commutateur.* — Pour éviter de rattacher successi-

vement l'antenne au transmetteur et au récepteur, M. Marconi emploie quelquefois le dispositif suivant :

Le levier L de la clef Morse (fig. 27 et 28) est prolongé par une tige coudée en ébonite T, dont l'extrémité postérieure est traversée par une tige métallique M, munie d'une vis de serrage et d'un marteau. Au repos, celui-ci

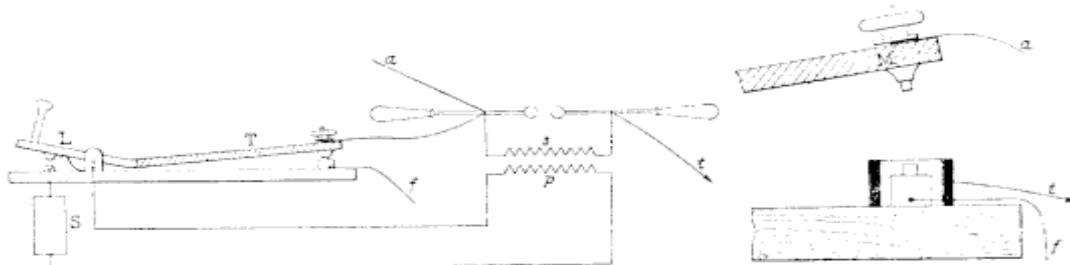


Fig. 27. — Clef commutateur.

Fig. 28. — Détail de l'extrémité de la tige.

*Légende.* — L, levier; T, tige soudée en ébonite; S, source d'énergie; p, bobine primaire; s, bobine secondaire; f, récepteur en ébonite et de l'enclume; M, tige métallique.

prend appui sur une enclume reliée à la bonne ligne du récepteur. La vis de serrage est en communication avec l'antenne.

Pour éviter que des étincelles ne puissent jaillir accidentellement, pendant la transmission, entre le marteau et l'enclume dont il est question ci-dessus et, par suite, mettre le récepteur hors de service, cette enclume est entourée d'une gaine métallique plus élevée qu'elle et reliée à la terre. De plus, pour empêcher des oscillations de s'établir, pendant la transmission, dans le fil de connexion *f* de l'enclume au récepteur, ce fil est anti-inducté, c'est-à-dire recouvert, par-dessus la couche de gutta, d'une couche d'étain reliée à la terre.

Pendant la manipulation, la partie postérieure du levier est maintenue relevée, de manière qu'il y ait toujours un intervalle de 6 à 8 cm entre cette extrémité et l'enclume reliée au récepteur. La manipulation est un peu moins commode, mais il est facile de s'y habituer. Néanmoins, ce dispositif n'est pas à l'abri de toute critique.

*Montage du poste transmetteur.* — Tous les appareils composant le poste transmetteur sont groupés sur une même table (avec les appareils du poste récepteur), à l'exception des piles et des accumulateurs placés sur le sol ou sur des étagères.

L'extrémité de l'antenne est soutenue au-dessus de la table par une cordelette isolée du bâtiment au moyen de cylindres d'ébonite.

*Cohéreur.* — Le cohéreur (fig. 29) est constitué par un

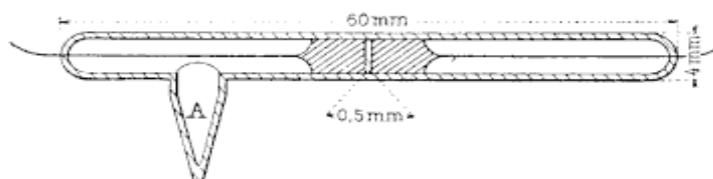


Fig. 29. — Cohéreur.

tube de 6 cm environ de longueur et de 4 mm de diamètre intérieur, dans lequel on a fait le vide à 1 mm de pression par l'intermédiaire d'un appendice A. Dans ce tube, exactement calibré, s'adaptent deux électrodes d'argent prolongées par des fils de platine soudés dans les parois du verre. Ces électrodes sont distantes de 1/2 mm environ, et maintiennent entre elles une petite quantité de limaille très fine. Certains cohéreurs de M. Marconi ont des électrodes dont la surface plane est légèrement taillée en biseau (fig. 30).

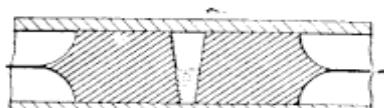


Fig. 30. — Électrodes de cohéreur taillées en biseau.

La composition de la limaille serait la suivante : 96 parties de nickel, 4 d'argent et des traces de mercure. La limaille et les électrodes doivent être d'une propreté absolue, sans trace d'oxydation ni de poussière.

Les cohéreurs de Marconi sont d'une sensibilité remar-

quable ; il les considère comme des appareils très sûrs. Certains sont en service depuis dix-huit mois. Tous sont essayés, préalablement à leur emploi, sur une communication de 22 km environ. Leur sensibilité est éprouvée sur place, en les soumettant à l'action des ondes produites par l'étincelle d'une petite sonnerie d'appartement placée à une distance variable.

Le mode de décohésion employé est le choc du marteau d'un trembleur, dont le réglage doit être très minutieux. Pour amortir ce choc, le cohéreur est fixé sur une mince baguette de verre dont une seule extrémité est pincée dans une mâchoire d'ébonite.

D'assez nombreuses recherches ont été faites dans le but d'obtenir un cohéreur de sensibilité variable et réglable, et de réaliser un mode de décohésion moins brutal que le choc d'un marteau.

M. l'ingénieur Blondel a construit des cohéreurs (fig. 31)

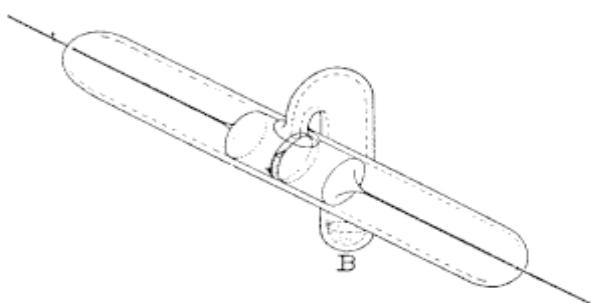


Fig. 31. — Cohéreur de M. Blondel.

dans lesquels on peut faire varier la quantité de limaille comprise entre les électrodes. Le cohéreur est muni, à cet effet, d'un appendice B, dont l'ouverture est placée au-dessus de l'intervalle des électrodes et soudée au tube. Une certaine quantité de limaille est contenue dans cet appendice et peut être ajoutée à celle déjà placée entre les électrodes, en retournant convenablement le tube.

Ce réglage n'a qu'une très faible importance en dehors

des essais de laboratoire, attendu que, lorsqu'un cohéreur convient à une communication, il n'y a plus à y toucher.

M. le professeur Tommassina a constaté qu'en employant de la limaille de cobalt, de fer et d'acier, il était possible d'obtenir une décohésion automatique par l'action d'un champ magnétique. Pour utiliser cette propriété, il se sert d'un électro-aimant (commandé par le relais du récepteur), dont l'un des pôles est fixé à quelques millimètres au-dessus de la limaille du cohéreur maintenu horizontal. Le mouvement de la limaille, sous l'action des variations du champ magnétique, est visible à l'œil nu. (*Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 15 mai 1899.)

MM. Lodge et Muirhead avaient déjà, dans un brevet accepté le 16 juillet 1898, préconisé l'emploi de cohéreur à décohésion magnétique. Dans leur appareil (fig. 32), la

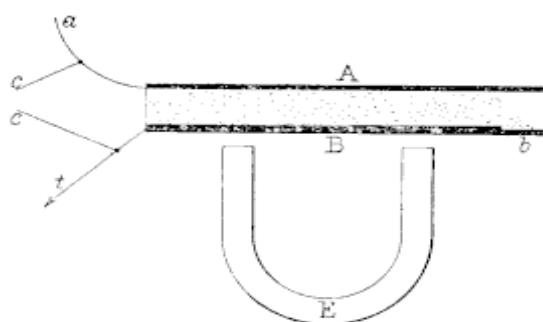


Fig. 32. — Cohéreur à décohésion magnétique de MM. Lodge et Muirhead.  
Légende. — A, B, lame métallique; b, portion non recouverte de vernis; E, aimant; c, c, circuit du relais; a, antenne; t, fil de terre.

limaille est maintenue entre deux lames métalliques, dont l'une B est recouverte d'une couche de vernis isolant, sauf sur une bande étroite b. Le tout est placé au-dessus et près d'un aimant E.

Quand ces limailles sont cohérées sous l'action d'oscillations, le courant du circuit du relais traverse la lame inférieure qui est alors attirée par l'aimant. Ce mouvement suffirait à décohérer la limaille.

Les mêmes physiciens ont aussi recommandé l'emploi

de cohéreurs à contact unique. Ce type d'appareil (fig. 33) se compose d'une languette  $l$  en aluminium ou en acier, pincée dans une mâchoire  $M$ , sur laquelle s'appuie une pointe d'acier  $p$ . Une roue dentée  $R$ , mue par un mouvement d'horlogerie, fait vibrer la languette et décohère son contact avec la pointe  $p$ .



Fig. 33. — Cohéreur à contact unique.

*Légende.* —  $l$ , languette d'aluminium;  $p$ , pointe d'acier;  $M$ , mâchoire métallique;  $R$ , roue dentée.

On ne peut se prononcer d'une manière certaine sur la valeur de ces différents types d'appareils, aucun d'entre eux n'ayant été soumis, à notre connaissance, à des expériences de communication à grande distance.

*Jigger.* — Le dispositif de syntonisation décrit plus haut et désigné par M. Marconi sous le nom fantaisiste de « jigger » est contenu dans une petite boîte en bois munie de 5 bornes.

*Relais.* — Le relais employé est du type « relais polarisé de Siemens »  $R=1\,000\,\Omega$ . Cependant, il est probable que tout autre type doué d'une grande sensibilité conviendrait aussi bien.

Pour régler la sensibilité du relais, M. Marconi réunit dans un poste récepteur les électrodes du cohéreur par des bobines de résistance de 2 000, 4 000 et 6 000 ohms : le relais doit fonctionner pour 2 000 et 4 000, mais non pour 6 000.

*Éléments de pile.* — Même type que pour le transmetteur, mais de modèle plus petit.

*Bobines de self-induction.* — Ces bobines sont constituées par un fil de fer très fin d'une douzaine de mètres de longueur, enroulé en spires étroites et noyées dans la paraffine. La résistance ohmique d'une bobine est de 30 à

49 unités, mais sa self-induction en henrys n'est pas connue.

La présence de ces bobines, qui s'opposent par leur impédance au passage des oscillations dans le circuit du relais, est très importante. Les distances possibles de communication seraient réduites dans une très forte proportion, si elles n'étaient placées dans ce circuit.

*Trembleur.* — Le trembleur (fig. 34) destiné à décohérer

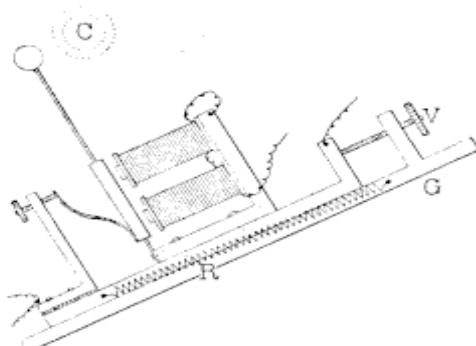


Fig. 34. — Trembleur.

*Légende.* — V, vis; R, ressort antagoniste; C cohéreur.

le tube, est de modèle ordinaire ( $R = 1,000 \omega$ ), mais tout l'appareil est mobile sur une glissière G au moyen d'une vis V et d'un ressort antagoniste R. Ce mouvement longitudinal permet de régler les contacts du marteau avec le tube. Ces contacts doivent être très doux.

*Morse.* — Le Morse est du type Siemens à palette lourde ( $R = 500 \omega$ ). La vitesse de déroulement est réglée à 0,60 m environ à la minute.

*Shunts.* — Les shunts placés en dérivation sur les divers circuits sont constitués par des bobines de résistance à enroulement double et à large noyau, pour éviter la self-induction. Leur valeur en ohms, fonction de la résistance du trembleur, relais, etc., est indiquée sur la figure 35.

*Montage du poste récepteur.* — Tous les appareils composant le poste récepteur, à l'exception du Morse, sont réunis sur une même planchette (fig. 35) et placés dans une boîte en fer reliée à la terre. Cette disposition a pour but

d'empêcher les oscillations produites pendant la transmission opérée par la station elle-même, d'agir sur le poste récepteur.

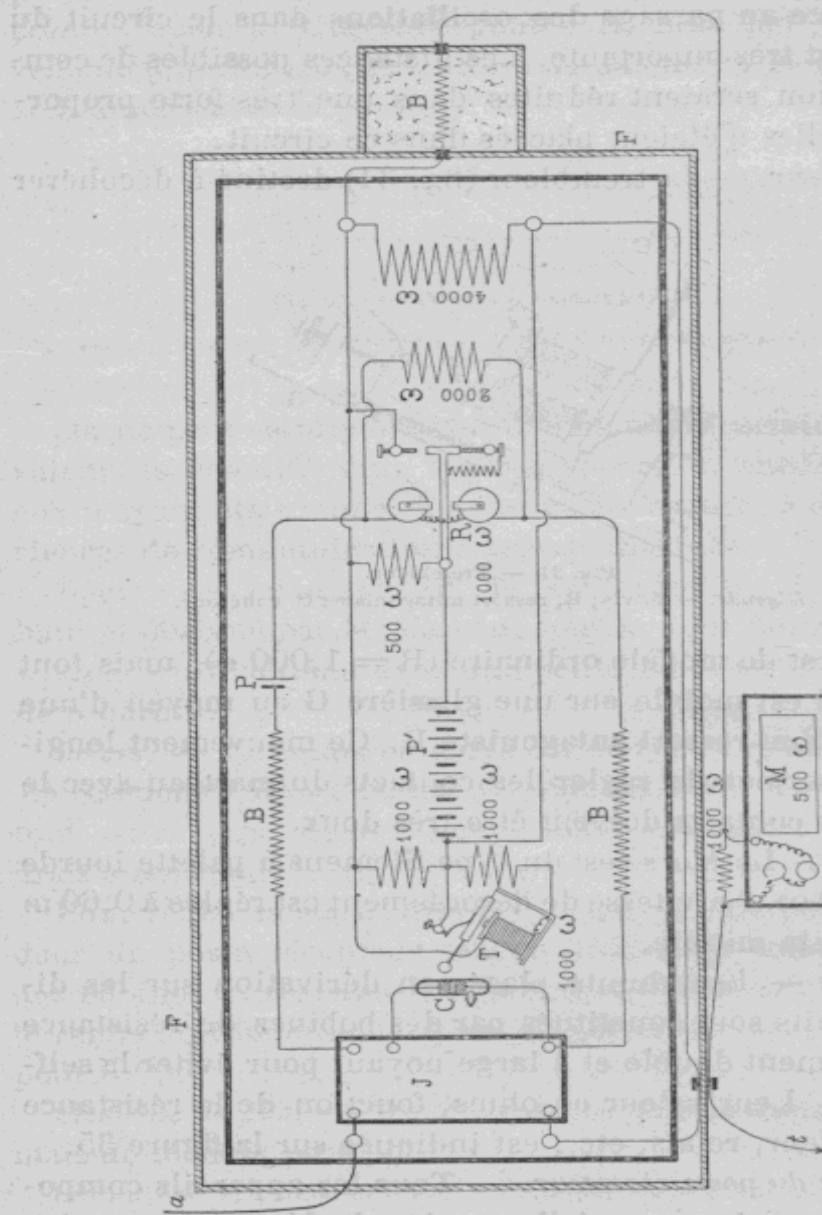


Fig. 35. — Schéma du montage du poste récepteur.

*Légende.* — B, bobines de self-induction; C, cohéreur; F, boîte en fer; J, jigger; M, Morse; P, piles; R, relais; T, trembleur; a, antenne; t, terre.

Une paroi de la boîte en fer est mobile et permet, le cas échéant, de retirer la planchette pour régler les appareils.

L'un des fils de connexion du Morse avec le circuit du contact du relais est relié à la terre par l'intermédiaire de la boîte en fer. Dans l'autre fil de connexion du Morse, est intercalée une bobine de self, placée dans une petite boîte en fer pleine de feuilles d'étain froissées, et fixée contre la grande boîte.

Dans le cas où l'on emploie la clef-commutateur, le fil de connexion de l'enclume au récepteur est anti-inducté, comme on l'a vu plus haut.

Il ne peut donc s'établir, dans ces différents fils de connexion, des oscillations pouvant agir sur le cohéreur, pendant la transmission.

La boîte en fer, qui contient le poste récepteur, est portée par un socle en bois, muni de vis calantes, qui permettent de placer la palette du relais dans la meilleure position de sensibilité.

#### Expériences faites à travers la Manche en mars-avril-juin 1899.

La compagnie anglaise « Wireless Telegraph and Signal », propriétaire des brevets de M. Marconi dans tous



Fig. 36. — Station de Wimereux.

les pays, sauf en Italie, obtint en février 1899, l'autorisation d'installer sur la côte française, une station de télégraphie sans fil destinée à des essais de communication avec une station de la côte anglaise, sous la direction de M. Marconi. Les conditions imposées étaient qu'une commission française suivrait toutes les expériences faites, et que la station française serait démolie à leur issue.

Cette station (fig. 36) fut installée à Wimereux (5 km au nord de Boulogne) dans le chalet « l'Artois », au bord de la mer, et le premier télégramme expédié le 28 mars.

La station correspondante (fig. 37) était placée dans le



Fig. 37. — Station de South-Foreland.

bâtiment de l'usine électrique des phares de South-Foreland, près Saint-Margaret (6 km au nord de Douvres). Ce bâtiment est situé sur une falaise élevée d'environ 80 m au-dessus du niveau de la mer. Les deux mâts étaient donc entièrement « visibles » l'un pour l'autre.

La distance de Wimereux à South-Foreland (fig. 38) est d'environ 46 km.

Une troisième station était disposée, depuis quelques

mois déjà, à bord du bateau-feu le *E. S. Goodwind*, et servait à la communication régulière de ce navire avec la

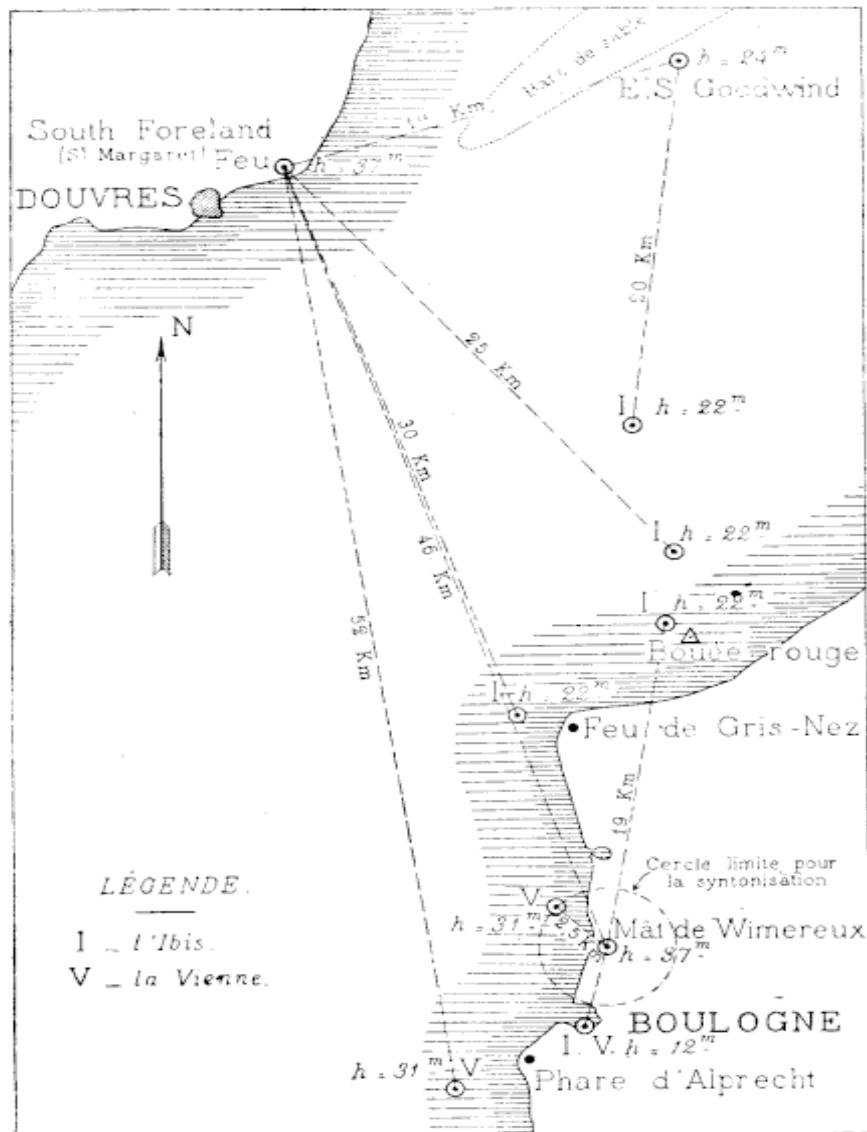


Fig. 38. — Stations pour les expériences faites à travers la Manche en mars-avril-juin 1899 (1/500).

côte par la station de South-Foreland, à une distance de 19 km.

Les deux stations de Wimereux et South-Foreland

étaient munies, au début des expériences, d'antennes de 45 m. Cette hauteur fut ensuite réduite à 37 m, mais elle paraissait être à la limite inférieure pour un bon fonctionnement. L'antenne avait d'ailleurs été doublée par un deuxième conducteur assemblé au premier en quantité.

La hauteur d'antenne du *Goodwind* était d'environ 24 m ; le navire, les mâts et les haubans étaient entièrement en fer.

Ces trois stations étaient normalement réglées dans le même ton, de manière à pouvoir toujours assurer la communication du *Goodwind* avec la côte. Cette dernière station ne pouvait communiquer avec Wimereux, étant données la distance (49 km), l'interposition du cap Griz-Nez et la faible hauteur de l'antenne du *Goodwind* (24 m).

Des installations provisoires furent faites, en outre, à bord de l'aviso *l'Ibis* (fig. 39) et du transport *la Vienne*.

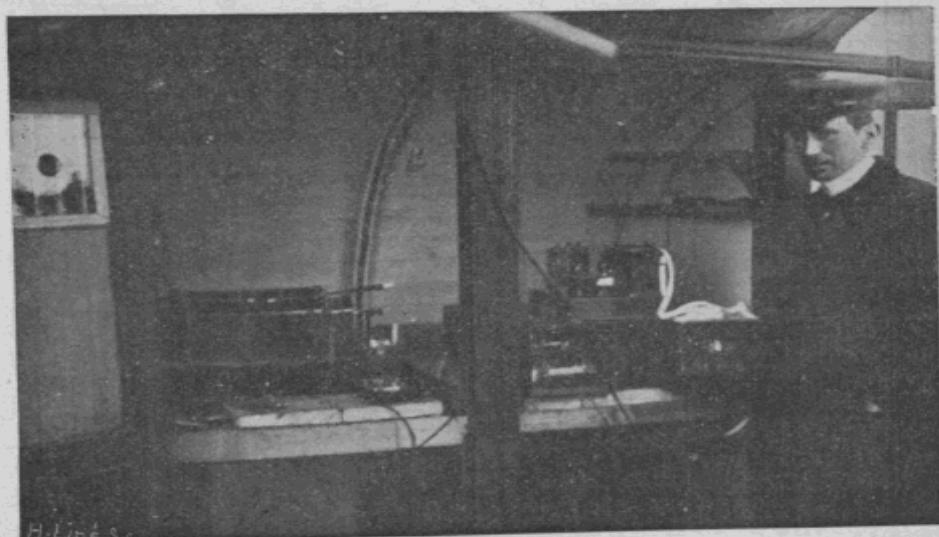


Fig. 39. — Station Marconi, à bord de *l'Ibis*<sup>1</sup>.

Ces deux bâtiments étaient munis d'antennes ayant respectivement 22 m et 31 m.

<sup>1</sup> Le personnage représenté à droite est M. Marconi.

Les expériences faites peuvent se diviser en trois catégories :

Expériences de communication simple en espace découvert ;

Expériences de communication simple avec interposition d'obstacles ;

Expériences de syntonisation.

Pendant toutes ces expériences, la vitesse de transmission était d'environ 40 lettres à la minute.

*Expériences de communication simple en espace découvert.*

— Les communications de South-Foreland avec Wimereux et Goodwind, et inversement, ont toujours été très satisfaisantes par tous les temps (brouillard, vent, pluie, tempête).

Les communications entre les stations mobiles (*l'Ibis* et *la Vienne*) et les trois stations indiquées ci-dessus ont été également très bonnes, les navires étant en marche ou au repos. Les distances maximum atteintes ont été les suivantes :

*L'Ibis* (22 m), *Goodwind* (24 m), à 20 km ;

*L'Ibis* (22 m), South-Foreland (45 m), à 25 et 30 km ;

*La Vienne* (31 m), South-Foreland (37 m), à 48 km.

Cette dernière communication a même pu être établie dans un sens (réception à bord de *la Vienne*) jusqu'à 52 km. La réception à South-Foreland avait cessé à partir de 48 km. M. Marconi donnait de ce fait l'explication suivante : la sensibilité mécanique du récepteur de South-Foreland avait été réglée par lui pour la communication avec Wimereux à 46 km, mais elle était insuffisante pour une distance notablement supérieure ; tandis qu'à bord de *la Vienne*, il avait réglé cette sensibilité à son maximum.

*Expériences de communication simple avec interposition d'obstacles.* — *L'Ibis* (22 m) étant placé près de la bouée rouge n° 2 à l'est du cap Gris-Nez, à 19 km de Wimereux (45 m), il fut possible d'échanger des télégrammes entre

les deux stations, malgré l'interposition du massif du cap Gris-Nez, d'une hauteur maximum de 100 m environ.

La *Vienne* étant à quai dans le port de Boulogne, on put établir une communication entre elle et Wimereux (5 km) avec une hauteur d'antenne de 12 m à bord de la *Vienne* et de 37 m à Wimereux, malgré l'interposition du massif de la Crèche, d'une hauteur de 75 m environ, et de toutes les canalisations électriques des quais de Boulogne.

*Expériences de syntonisation.* — Un programme complet d'expériences avait été préparé dans le but de vérifier les faits suivants :

1<sup>o</sup> Étant données trois stations A, B, C, placées dans la zone d'action les unes des autres, A et B étant réglées dans le même ton et C dans un ton différent, C ne peut pas recevoir les télégrammes échangés entre A et B lorsqu'il est à une distance de A ou de B supérieure à une certaine limite à déterminer ; A et B ne peuvent non plus recevoir les télégrammes transmis par C, et la réception des télégrammes qu'ils échangent entre eux n'est pas troublée par la transmission de C ;

2<sup>o</sup> Les trois stations étant dans les tonalités définies ci-dessus, il est possible de modifier une des stations A ou B, A par exemple, de manière à la mettre dans le même ton que C sans toucher à B ni à C ; B jouissant vis-à-vis de A et de C des mêmes propriétés dont C jouissait précédemment vis-à-vis de A et B.

Une journée fut laissée à M. Marconi pour préparer ces expériences à bord de la *Vienne*, les journées suivantes devant être consacrées à leur exécution, avec contrôle dans les diverses stations : la *Vienne*, Wimereux, South-Foreland.

Malheureusement le jeune inventeur fut victime d'un accident après la journée d'essais, et les expériences définitives ne purent être faites.

Toutefois, bien qu'il n'y eût pas de contrôle dans les stations de Wimereux et de South-Foreland, la commis-

sion a pu constater, pendant la journée d'essais, la probabilité des faits énoncés ci-dessus.

Les stations la Vienne (31 m) et Wimereux (37 m) ayant été réglées dans des tons différents, n'ont pu communiquer entre elles tant que leur distance demeura supérieure à 2 500 m. Mais à partir de cette limite, la communication fut aussi correcte qu'entre deux stations syntonisées.

### Conclusions.

Les expériences que nous venons de décrire ont donné des résultats assez importants pour qu'il soit possible, dès à présent, de songer aux diverses applications dont serait susceptible la télégraphie sans fil. Ces applications sont nombreuses, et, parmi les services publics, la Guerre, la Marine, le Commerce, les Colonies peuvent, à différents points de vue, tirer un parti considérable de ce mode de communication.

Il est donc du plus haut intérêt de poursuivre les études. Car tout en donnant des résultats encourageants, les expériences ont fait ressortir en même temps ce que les appareils ont encore de défectueux.

Pour que la télégraphie sans fil arrive à rendre les mêmes services que la télégraphie ordinaire ou même que la télégraphie optique, il faudrait que, étant données plusieurs stations, l'une quelconque d'entre elles puisse jouer, par rapport aux autres, le rôle d'une station centrale, transmettant ou recevant des télegrammes dans plusieurs directions à la fois, sans que le fonctionnement d'une ligne vienne troubler celui des autres. Or, l'état actuel de la question est loin de le permettre puisqu'à 2,500 mètres deux stations, bien que réglées dans des tons différents, peuvent encore s'influencer.

Il serait donc nécessaire que, dans une même station, les antennes destinées chacune à la communication avec

une des stations correspondantes fussent à une distance de 2,500 mètres au moins les unes des autres !

De plus, le secret des correspondances n'est pas gardé puisqu'une station quelconque peut être accordée sur une autre. A la vérité cet accord serait très long et très délicat à effectuer, surtout si l'on n'avait pas de renseignements sur la constitution des stations dont on veut surprendre les télégrammes. Ce danger est donc peu à redouter et l'on peut au surplus l'éviter d'une manière certaine en faisant usage du langage chiffré.

Un inconvénient plus grave est la facilité avec laquelle on peut troubler les communications en faisant varier d'une manière méthodique et continue les éléments d'un circuit de transmission installé à cet effet.

Néanmoins, et bien que les appareils employés soient encore assez délicats, ils n'en sont pas moins susceptibles, tels qu'ils sont, de rendre de réels services, et lors même que la télégraphie sans fil ne serait pas appelée à détrôner la télégraphie électrique ou la télégraphie optique, elle constituera toujours une ressource précieuse dans les circonstances où tout autre moyen de communication est impossible.

Octobre 1899.

## TABLE DES MATIÈRES

---

	Paseg.
CHAPITRE I <sup>er</sup> . — Propriétés générales des courants alternatifs . . . . .	1
CHAPITRE II. — Théorie de Maxwell . . . . .	23
CHAPITRE III. — Vérifications expérimentales . . . . .	43
CHAPITRE IV. — Expériences de Marconi sur la télégraphie sans fil.	62
Description sommaire ci fonctionnement d'une station . . . . .	64
Expériences faites à travers la Manche en mars-avril-juin	
1899 . . . . .	87
Conclusions . . . . .	93

---

Nancy, impr. et éd. par G. Lecoutre et Cie.



BERGER-LEVRAULT ET C<sup>ie</sup>, LIBRAIRES-ÉDITEURS  
PARIS, 5, rue des Beaux-Arts. — 18, rue des Glacis, NANCY.

*En cours de publication*

# DICTIONNAIRE MILITAIRE

ENCYCLOPÉDIE DES SCIENCES MILITAIRES

RÉDIGÉE PAR UN COMITÉ D'OFFICIERS DE TOUTES ARMES

Tome I<sup>er</sup>: lettres **A à H**

*Un fort volume grand in-8 de 1588 pages, broché . . . . . 37 fr. 50 c.  
Relié en demi-maroquin, plats toile . . . . . 42 fr. 50 c.*

Le Dictionnaire militaire formera deux gros volumes grand in-8 jésus à deux colonnes, d'environ 100 feuilles (1600 pages) chacun. — L'ouvrage complet comprendra environ 24 livraisons de 8 feuilles (128 pages). Le tome I<sup>er</sup> se termine dans la 13<sup>e</sup> livraison. — Les 14 premières livraisons sont en vente.

**Prix de la livraison : 3 fr.**

*Ouvrage honoré d'une souscription par M. le Ministre de la guerre.*

**Dictionnaire de l'Administration française.** Par Maurice BLOCK, membre de l'Institut, avec la collaboration des membres du Conseil d'État, de la Cour des comptes, de chefs de service des différents ministères, etc. 4<sup>e</sup> édition, complètement refondue et considérablement augmentée. 1898. Tenue au courant par des *Suppléments annuels gratuits*. Un volume grand in-8 de 2,358 pages d'impression compacte à deux colonnes. — Prix : Broché . . . . . 37 fr. 50 c. — Relié en demi-maroquin, plats toile . . . . . 42 fr. 50 c.

**Dictionnaire des Domaines.** Par Édouard MAGRÉO, sous-chef à la direction générale de l'enregistrement et des domaines. Avec la collaboration de MM. GUILBERT, JUGE et OLIVE, rédacteurs à la direction générale. Un fort volume in-4. Prix : Broché . . . . . 25 fr. Relié en demi-maroquin, pleine toile . . . . . 30 fr.

**Dictionnaire des Finances.** Publié sous la direction de M. Léon SAY, membre de l'Institut, député, ancien ministre des finances, etc., par MM. Louis FOYOT, chef de bureau, et A. LANJALLEY, ancien directeur général au ministère des finances, avec la collaboration des écrivains les plus compétents et des principaux fonctionnaires des administrations publiques. Deux volumes grand in-8 jésus, d'environ 1,575 pages à deux colonnes compactes. Prix : Brochés . . . . . 90 fr. — Reliés en demi-chagrin, plats toile . . . . . 100 fr.

**Dictionnaire financier international, théorique et pratique.** *Guide financier pour tous les pays*, par M. et A. MÉLIOT. 1899. Un beau volume in-8 de 922 pages, élégamment relié en percaline gaufrée . . . . . 15 fr.

**Dictionnaire des Communes** (France et Algérie), avec indication des *Perceptions* dont chaque commune fait partie. Suiyi de la liste alphabétique des communes des colonies et des protectorats. 1899. Un volume in-8 de 755 pages, relié en percaline souple . . . . . 6 fr.

**Dictionnaire du Timbre et de l'Enregistrement,** En ce qui concerne les actes administratifs et les pièces de la comptabilité des départements, des communes et des établissements publics, par Félix SOLLIER, sous-inspecteur de l'enregistrement et des domaines. Un volume in-8 de 443 pages, broché . . . . . 7 fr. 50 c. — Relié en percaline . . . . . 9 fr.

**Dictionnaire des Patentés.** Contenant le texte des lois en vigueur au 1<sup>er</sup> janvier 1891, les tarifs annexés à ces lois et la définition de chaque profession, par P. BRUSSEAU et P. GUILLIER, inspecteurs des contributions directes. Volume grand in-8 de 880 pages, broché . . . . . 10 fr. — Relié en percaline . . . . . 11 fr. 50 c.

BERGER-LEVRAULT ET C<sup>ie</sup>, LIBRAIRES-ÉDITEURS  
PARIS, 5, rue des Beaux-Arts. — 18, rue des Glacis, NANCY.

ORGANISATION ET FONCTIONNEMENT  
DU SERVICE DE LA  
**TÉLÉGRAPHIE MILITAIRE**  
Par le Général PAPUCHON

Brochure in-8 de 80 pages. 1899. Prix . . . . . 2 fr.

- Guide du Télégraphiste en campagne.** Télégraphie électrique et optique. Suivi d'un choix des questions posées aux examens des télégraphistes auxiliaires avec leurs solutions, par Ém. DERISOUD, professeur à l'Association philotechnique, et R. FALCOUR, professeur à l'Association polytechnique. 1891. Volume in-12, avec 85 figures, broché . . . . . 3 fr. 50 c.  
**Manuel pratique d'Électricité à l'usage des gardes d'artillerie, gardiens de batterie et sous-officiers d'artillerie,** par C. VÉAR, lieutenant au 4<sup>e</sup> régiment d'artillerie. 1894. Un volume in-8, avec 63 figures, broché . . . . . 3 fr.  
**Sur les Conditions de visibilité de deux points éloignés.** Problème de télégraphie optique, par F. PERCIN, colonel du génie. 1893. In-8, avec 5 fig. 75 c.

H. LEBLOND

PROFESSEUR D'ÉLECTRICITÉ A L'ÉCOLE DES OFFICIERS TORPILLEURS

- Les Moteurs électriques à courant continu.** 2<sup>e</sup> édition. 1898. Un volume in-8 de 576 pages, avec 129 figures, broché . . . . . 10 fr.  
**Électricité expérimentale et pratique.** Cours professé à l'École des officiers torpilleurs. 2<sup>e</sup> édition. 1894-1895.  
Tome I. — ÉTUDE GÉNÉRALE DES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES ET DES LOIS QUI LES RÉGISSENT. Un vol. in-8 de 293 pages, avec 84 fig. et 3 planches. 6 fr.  
Tome II. — MESURES ÉLECTRIQUES. Un vol. in-8 de 263 pages, avec 95 figures. 6 fr.  
Tome III. — DESCRIPTION ET EMPLOI DU MATÉRIEL ÉLECTRIQUE À BORD DES NAVIRES.  
1<sup>er</sup> fascicule. — Un volume in-8 de 300 pages, avec 119 figures. . . . . 6 fr.  
2<sup>o</sup> fascicule. — Un volume in-8 de 468 pages, avec 112 figures. . . . . 8 fr.  
**Cours élémentaire d'Électricité pratique.** 3<sup>e</sup> édition. 1899. Un volume in-8 de 474 pages, avec 164 figures, broché . . . . . 7 fr. 50 c.  
*Ouvrages couronnés par l'Académie des sciences.*

- Traité élémentaire d'Électricité.** Notions préliminaires sur l'étude de l'électricité, par C. HALLEZ, lieutenant de vaisseau. 1882. Un volume in-12, avec 178 figures . . . . . 4 fr.  
**Installations électriques du croiseur « d'Entrecasteaux »,** par V. COLIN, lieutenant de vaisseau. 1898. In-8, avec 36 planches schématiques hors texte, broché . . . . . 4 fr.  
**Les Unités électriques,** par L. GAGES, capitaine d'artillerie. 1898. In-8, br. 2 fr.  
**Physique qualificative.** Où l'on répond à la question : « Qu'est-ce que l'électricité ? » et autres, par Ch. DUGUET, ancien capitaine d'artillerie. 1889. Un volume in-8 de 478 pages, avec 64 figures, broché . . . . . 9 fr.  
**Origines de l'Électricité, de la lumière, de la chaleur et de la matière,** par Jules BLOC, de Nancy. 1883. 2 parties. Grand in-8, avec gravures, broché. 3 fr.  
**Note sur l'isolement des conducteurs électriques (procédé d'essai),** par le Dr A. FOUCAUT, médecin de 1<sup>re</sup> classe de la marine. 1875. In-8, broché. . . . . 1 fr.  
**Les Accumulateurs électriques et leur emploi,** par A. PIÉRART, capitaine du génie. 1896. Brochure in-8, avec 24 figures . . . . . 1 fr.  
**Nouvelle théorie des marées. Le mouvement différentiel,** par F. DE SAINTO-GNON. 1895. Un volume in-4 de 127 pages sur papier de Hollande, avec 8 planches, broché . . . . . 6 fr.  
**Essais sur les phénomènes cosmogoniques,** par A. COFFINIÈRES DE NORDECK, lieutenant de vaisseau. Avec une lettre de Pierre LOTI. 1893. Un volume in-8 de 394 pages, avec planche en couleurs, broché. . . . . 6 fr.

Nancy, impr. Berger-Levrault et Cie.