

LES
OSCILLATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES
ET LA
TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
42050 Quai des Grands-Augustins, 55.

PROFESSEUR D^r J. ZENNECK.

LES
OSCILLATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

ET LA

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

OUVRAGE TRADUIT DE L'ALLEMAND

PAR

P. BLANCHIN, G. GUÉRARD, E. PICOT,
OFFICIERS DE MARINE.

TOME II.

LES OSCILLATEURS OUVERTS ET LES SYSTÈMES COUPLÉS.
LES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES ET LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.



PARIS,

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

1908

Tous droits de traduction et de reproduction réservés.

NOTATIONS.

Champ magnétique.	Champ électrique.	Champ de courant.
M = intensité du champ magnétique.	E = intensité du champ électrique.	
\mathcal{M} = force magnétomotrice = FMM.	\mathcal{E} = force électromotrice = FEM.	
Ψ_m = tension magnétique.	Ψ = tension électrique.	
μ = perméabilité.	ϵ = constante diélectrique.	σ = conductibilité.
μ_0 = perméabilité du vide (de l'air).	ϵ_0 = constante diélectrique du vide (de l'air).	σ_{Hg} = conductibilité du mercure.
$\mathfrak{M} = \mu M$ = induction magnétique.	$\mathfrak{E} = \epsilon E$ = induction électrique.	$\mathfrak{S} = \sigma E$ = flux de courant.
Q_m = nombre de lignes d'induction magnétique.	Q_e = nombre de lignes d'induction électrique.	Q_s = nombre de lignes de courant.
W_m = énergie magnétique.	W_e = énergie électrique.	i = courant.
m = masse magnétique.	e = masse électrique = charge.	

L = travail (effet).
 n = fréquence (par seconde).
 t = temps.
 T = période totale d'une oscillation = $\frac{2}{n}$.
 φ = angle phase.
 ω = vitesse de propagation.
 ω_0 = vitesse de propagation dans le vide (dans l'air).
 λ = longueur d'onde.
 δ = facteur d'amortissement.
 ν = décrement logarithmique.
 α = coefficient d'absorption.
 K = coefficient de couplage.
 n = indice de réfraction.

A_0 = amplitude de la grandeur oscillatoire A .
 A' = accroissement par seconde de la grandeur A variable avec le temps = vitesse de l'accroissement de A .
 e = base des logarithmes népériens.
 $\pi = 3,14159\dots$
 $t = \sqrt{-1}$.
 ν = constante dépendant du système de mesure.
 $t = \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{8c^2}}$.
 $\alpha = tr\sqrt{n}$.
 \sim = proportionnel.

Pour l'état stationnaire :

r = résistance, p = coefficient de self-induction, c = capacité, r_m = résistance magnétique, p_m = coefficient de self-induction magnétique.

Pour les oscillations :

w = résistance, p = coefficient de self-induction, z ou β = impédance, c = capacité, w_m = résistance magnétique, p_m = coefficient de self-induction magnétique, z_m ou β_m = impédance magnétique.

ERRATA (*)

Pages.		<i>Au lieu de</i>	<i>Lire</i>
25	ligne 5	$\frac{\lambda}{2} =$	$\frac{\lambda}{2} = l$
48	ligne 21	est le courant	<i>i</i> est le courant
55	formule (3)	supprimer ;	
56	ligne 1	Quant à 194 <i>b</i> , on	Quand, à 194 <i>b</i> , on
56	ligne 1	;	;
84	dernière ligne	$= i_{10} e^{-\delta t}$	$= i'_{10} e^{-\delta t}$
137	ligne 11	$\frac{l}{2}$ $\epsilon = \frac{\frac{l}{2}}{2 \log \text{nép} \frac{l}{r} 9 \cdot 10^{20}}$ C.G.S.	$\frac{l}{2}$ $\epsilon = \frac{\frac{l}{2}}{2 \log \text{nép} \frac{l}{r} 9 \cdot 10^{20}}$ C.G.S.
158	ligne 4	$\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2n}\right)^2$	$\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}\right)^2$
202	<i>Nota</i>	<i>fig.</i> 78	<i>fig.</i> 578
208	lignes 10 et 11	le fil	les fils
315	formule du <i>Nota</i>	$\frac{1}{4v}$	$\frac{1}{4v}$
385	ligne 41	que celui de ce système	que ce système
416	ligne 2	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$
417	<i>Nota</i>	(voir Tables I et II)	(voir Tables I et III)

(*) Dans le Tome I les *errata* sont insérés après la Table des matières.

LES
OSCILLATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES
ET LA
TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

CHAPITRE XII.

OSCILLATIONS PROPRES DES OSCILLATEURS OUVERTS.

275. **Diverses formes d'oscillateurs ouverts.** — *a.* Le circuit à condensateur, qui jusqu'ici a été présenté comme le seul moyen d'obtenir des oscillations électromagnétiques rapides, est essentiellement caractérisé par le fait que : 1^o le courant parcourt un circuit à peu près fermé, 2^o le champ électrique est concentré dans un espace très resserré. On peut cependant obtenir des oscillations électromagnétiques à l'aide d'un système dans lequel le courant ne suit pas un circuit fermé et dans lequel le champ électrique n'est pas limité à un

Fig. 420.

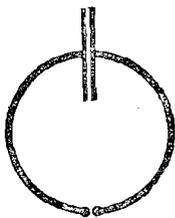
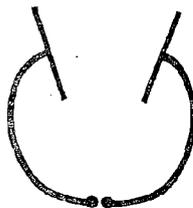


Fig. 421.



faible espace, mais s'étend au loin comme le champ magnétique d'un circuit à condensateur.

On désigne ces nouveaux systèmes sous le nom d'*oscillateurs*

ouverts ou *émetteurs*, les circuits à condensateurs étant appelés *circuits oscillants fermés* ou *oscillateurs fermés*.

b. Les types principaux d'oscillateurs ouverts, entre lesquels on peut classer toutes les formes intermédiaires, peuvent se déduire du circuit à condensateur de la manière suivante. On considère le circuit à condensateur de la figure 420; le conducteur étant circulaire et les plaques parallèles, on écarte celles-ci de plus en plus. On arrive ainsi

Fig. 422.



finalment à la forme de la figure 422, en passant par celle de la figure 421.

C'est la forme de l'oscillateur de Hertz : un fil rectiligne, deux

Fig. 423.



plaques métalliques aux deux extrémités et un éclateur au milieu. Hertz ⁽¹⁶⁵⁾ a remplacé, pour quelques-unes de ses expériences sur les oscillations rapides, les plaques par des boules métalliques ou des

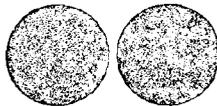
Fig. 424.



conducteurs cylindriques (*fig. 423 et 424*); tous ces oscillateurs sont connus sous le nom d'*oscillateurs de Hertz*.

c. L'oscillateur de Hertz peut se transformer de deux manières :

Fig. 425.



1° On peut faire décroître indéfiniment la partie rectiligne, il reste

alors deux boules qui constituent l'oscillateur de Righi (*fig. 425*); le

Fig. 426.



conducteur rectiligne de l'oscillateur de Hertz ne comprend plus que le trajet de l'étincelle.

2° Si au contraire on réduit les dimensions des plaques jusqu'à les

Fig. 427.



faire disparaître, on a ce qu'on appelle l'*oscillateur linéaire* (*fig. 426*), dans lequel rentre celui de la figure 427 où les fils ont été enroulés en spirale.

276. Phénomènes physiques de l'oscillation. — *a.* Si les deux moitiés d'un oscillateur ouvert sont chargées par une machine à influence ou une bobine d'induction, l'une positivement, l'autre négativement, il se produit alors autour de l'oscillateur un champ électrique, dont les lignes d'intensité vont de la partie chargée positivement à la partie chargée négativement (13) et dont la forme dépend de celle de l'oscillateur.

b. Si la charge augmente de plus en plus, il se produit une étincelle; cette étincelle établit une communication conductrice entre les deux moitiés (206 *a*). Puisqu'il y a une tension entre les deux parties de l'oscillateur, il s'ensuivra un courant électrique allant de la partie positive à la partie négative.

c. Ce courant électrique produira sur son trajet un champ magnétique, dont la forme dépendra de celle du conducteur et de la distribution de ce courant. Mais, en supposant même la connaissance de ces deux données, aucune des règles précédemment établies (29 et 30) ne donne rien de précis sur la composition du champ magnétique, parce que le courant avait été supposé quasi stationnaire, ce qui n'est pas en général le cas dans un oscillateur ouvert. On peut toujours considérer le courant comme quasi stationnaire dans un très petit segment du conducteur. On déterminera donc le champ magnétique aux environs immédiats d'un endroit quelconque du conducteur par le courant en cet endroit, la constitution du reste du conducteur et la distribution du courant étant sans influence notable sur ce champ magnétique.

Par suite, d'après 29 *c*, les lignes d'intensité magnétique sont des cercles dans le voisinage immédiat du conducteur, et le champ magnétique peut sur un petit espace être considéré comme cyclique.

d. Le courant décharge les deux moitiés de l'oscillateur. Dès que cela est terminé, le champ électrique provenant de la charge des deux moitiés disparaît; mais ce phénomène donne lieu à un champ magnétique. Celui-ci disparaît à son tour et induit par ce fait un champ électrique. Ce champ électrique induit intéresse surtout le conducteur lui-même. De *c* et de 38 *c* il ressort que ce champ électrique induit peut être considéré comme cylindrique dans le fil et dans son voisinage immédiat, sur de petits espaces. Son signe doit être (37 *c*) le même que celui du courant initial. Par suite le courant va dans la même direction qu'auparavant et charge de nouveau les deux moitiés de l'oscillateur, mais avec des signes contraires à ceux qui existaient premièrement. Cela dure jusqu'à ce que tout le champ magnétique ait disparu. Lorsque cela est arrivé, il ne reste plus comme au commencement qu'un champ électrique, et tous les phénomènes recommencent.

e. Les rapports restent donc qualitativement les mêmes que dans les circuits à condensateurs (216). Le phénomène de l'oscillation est produit par une transformation de champ électrique en champ magnétique, et *vice versa*. Mais le phénomène entier est moins simple que dans le cas du circuit à condensateur, la constitution des champs électrique et magnétique étant régie par des règles plus compliquées que dans ce cas.

I. — LE COURANT.

277. **Généralités.** — *a*. Dans un circuit à condensateur on pouvait, quand il possédait une certaine capacité, considérer le courant comme quasi stationnaire dans tout le circuit (211 *b*). Les oscillations étaient assez lentes pour que la longueur du conducteur fût très petite par rapport à la demi-longueur d'onde (227 *d*). Déjà pour les circuits à condensateur de petite capacité cette hypothèse du courant quasi stationnaire était injustifiée (211 *a*).

Les oscillateurs ouverts possèdent en général, pour une égale longueur de conducteur, de bien plus hautes fréquences que les circuits à condensateur. Cela ressort de 273 *b*. Si l'on déforme le circuit à condensateur de la figure 420, de telle sorte que les plaques restent parallèles et que la forme et par suite le coefficient de self-induction du conducteur ne changent que très peu, plus on augmente la dis-

tance d entre les plaques, plus la capacité du condensateur devient petite (d'après 17 elle est inversement proportionnelle à d) et plus la fréquence de l'oscillation augmente [proportionnelle à \sqrt{d} (209)]; par suite (227 d) le segment dans lequel on peut considérer le courant comme quasi stationnaire diminue de plus en plus. Il en est de même quand on déforme encore plus le circuit à condensateur jusqu'à l'amener à la forme de la figure 422; la fréquence augmente toujours et l'amplitude du courant à des endroits différents devient de plus en plus différente.

b. Bien qu'on ne puisse pas en général considérer le courant comme quasi stationnaire dans les oscillateurs ouverts, on peut cependant le considérer comme de même phase en chaque point du conducteur, du moins quand il s'agit des oscillations étudiées dans le présent Chapitre. Si donc A et B sont deux points du conducteur, l'amplitude du courant en ces deux points n'est pas la même, mais le courant atteint simultanément en A et B sa valeur maxima, à supposer toutefois que l'oscillation soit unique. De même l'amortissement de l'oscillation est le même en tous les points de l'oscillateur.

c. Dans les circuits à condensateur, il s'agissait toujours d'une oscillation unique de fréquence bien définie. Avec les oscillateurs ouverts, on devra toujours s'attendre à avoir simultanément plusieurs oscillations de fréquences, de facteurs d'amortissement et même de distribution du courant différents. On appelle *oscillation fondamentale* l'oscillation propre de l'oscillateur qui a la plus faible fréquence, comme en Acoustique ou pour les oscillations non amorties (54); l'oscillation qui ensuite a la fréquence immédiatement plus élevée s'appelle *la première oscillation supérieure*; on a la deuxième oscillation supérieure, etc.

278. Détermination expérimentale de la distribution du courant.

— a. Si l'on a une oscillation unique amortie, on obtient la distribution de l'amplitude du courant dans un fil, en intercalant sur divers points de ce fil un thermique. Si cet instrument indique en deux points α_1 et α_2 ampères, on a pour les amplitudes du courant i_{10} et i_{20} aux deux points considérés

$$\frac{i_{10}}{i_{20}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \quad (245 \text{ b}).$$

En portant en abscisses les distances qui séparent les points P d'un point P_0 pris comme origine, et en portant les valeurs α en ordonnées, on a la courbe de distribution du courant dans le fil.

b. Si l'on a plusieurs oscillations amorties, deux pour plus de sim-

plicité, et d'amplitudes pas très différentes, les relations ne sont simples (¹⁸⁶) que lorsque :

1° Dans les deux oscillations le facteur d'amortissement δ est petit par rapport à $\pi \times$ fréquence ;

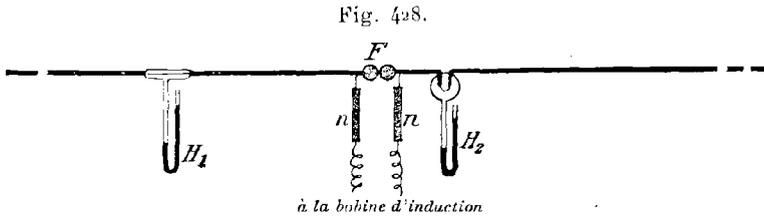
2° La différence des fréquences ($n_1 - n_2$) des deux oscillations n'est pas petite par rapport à n_1 et à n_2 .

Si ces conditions sont remplies (*), l'effet calorifique des deux oscillations considérées est approximativement égal à la somme des effets calorifiques des oscillations séparées. Donc, si α_1 et α_2 sont les indications obtenues en ampères dans le cas des oscillations séparées, on aura pour α_3 , indication correspondant aux oscillations simultanées,

$$\alpha_3^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2.$$

279. Distribution du courant dans les oscillateurs linéaires. — On doit s'attendre à ce que les rapports soient particulièrement simples pour cet oscillateur, qui sur toute son étendue est homogène (275 c).

a. On obtient d'une manière approximative (**) la distribution du courant dans un tel oscillateur, pour l'oscillation fondamentale, par le dispositif de la figure 428. H_1 est un thermique intercalé successi-



vement aux divers points de l'oscillateur (***), H_2 un autre thermique qui reste toujours à la même place et qui doit contrôler la constance de l'oscillation pendant les mesures. Si l'indication de H_2 change, les données de H_1 , pour être comparables, doivent être ramenées à celles de H_2 ; n, n sont des cordes mouillées ou de hautes résistances électrolytiques. Les croix de la figure 429 indiquent les valeurs obtenues avec un oscillateur d'une longueur totale de 20^m. Elles sont voisines

(*) La première condition exige seulement que les oscillations ne soient pas très amorties (222). La deuxième condition est remplie quand il s'agit de l'oscillation fondamentale et d'une oscillation supérieure du même oscillateur (288).

(**) Parce qu'il subsiste encore des oscillations supérieures.

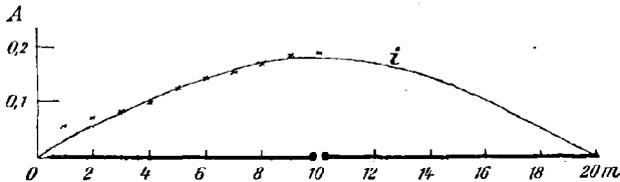
(***) L'intercalation d'un thermique ne change pas sensiblement l'oscillation (296 g).

de la sinusoïde, que la théorie indique comme forme de la courbe de distribution du courant. Les irrégularités sont surtout dues à la présence des oscillations supérieures (287 c).

Au milieu de l'oscillateur, l'amplitude du courant présente un maximum. On appelle un tel point *un ventre de courant*; un point où le courant est nul s'appelle *un nœud de courant*.

b. La courbe de la figure 429 ne donne que la distribution de

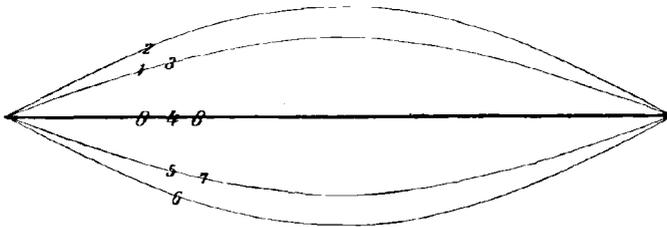
Fig. 429.



l'amplitude du courant. Si l'on suppose que le courant est positif et porté comme tel lorsqu'il va de gauche à droite, on obtient la figure 430 comme représentation du courant pendant une période complète.

Au commencement le courant doit être nul partout, la courbe n'est autre que l'axe des abscisses. Après $\frac{1}{8}$ de la période totale, la courbe a la forme de la courbe 1; après $\frac{2}{8}$ de la période le courant est partout à son maximum, courbe 2. Puis il diminue partout, et après $\frac{3}{8}$ de la période on a la courbe 3, qui se confond avec la courbe 1; après $\frac{4}{8}$ de

Fig. 430.



la période le courant est nul. Il devient alors négatif (courbes 5, 6 et 7), et redevient nul à $\frac{8}{8}$ de la période. La courbe de distribution du courant se comporte donc, pendant une période complète, comme une corde vibrante.

c. La distribution du courant ne différera pas beaucoup de la précédente quand les deux moitiés de l'oscillateur, au lieu d'être sur la même ligne, formeront entre elles un angle quelconque; de même

quand elles seront recourbées, par exemple en arc de cercle. On suppose toutefois que les deux parties ne sont pas très voisines l'une de l'autre (*).

d. Pour les oscillations supérieures d'un oscillateur linéaire, d'après la théorie et l'expérience, qui d'ailleurs ne peut être effectuée de la manière précédente, les courbes de courant sont aussi des sinusoides; mais, tandis que l'oscillation fondamentale ne comporte qu'un ventre, on a pour :

La première oscillation supérieure	2 ventres (fig. 431)
La deuxième oscillation supérieure	3 ventres (fig. 432)
La troisième oscillation supérieure	4 ventres (fig. 433)
.....

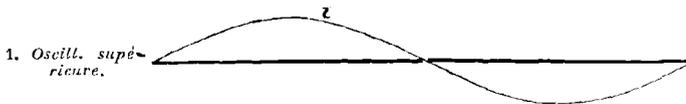
La $k^{\text{ième}}$ oscillation supérieure a donc $k + 1$ ventres, et la distance entre deux ventres est $\frac{l}{k + 1}$ de la longueur de l'oscillateur.

Le rapport de ces sinusoides à celle de l'oscillation fondamentale (fig. 429) est très simple. La distance entre deux nœuds de courant pour l'oscillation fondamentale est égale à la longueur totale de l'oscillateur, pour la première oscillation supérieure à la moitié et, comme on l'a dit précédemment, pour la $k^{\text{ième}}$ oscillation supérieure $\frac{l}{k + 1}$ de la longueur de l'oscillateur.

e. Puisque les courbes de distribution du courant sont toujours des sinusoides pour l'oscillation fondamentale et pour les oscillations supérieures, on peut calculer très simplement l'amplitude i_x , à une distance x de l'extrémité O de l'oscillateur, connaissant l'amplitude \bar{i}_0 au ventre du courant.

1° *Oscillation fondamentale.* — Dans la figure 51, où pour la FEM

Fig. 431.



on avait une courbe d'oscillation sinusoidale, on avait porté le

(*) Quand les deux moitiés sont parallèles leur distance peut être assez petite (383 b).

temps t en abscisses, et la distance de deux points consécutifs de la

Fig. 432.



courbe coupant l'axe des abscisses était $\frac{l}{n}$. La FEM au temps t était; par rapport à sa valeur maxima (55),

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \pi n t.$$

Ici (fig. 429), où les distances comptées sur l'oscillateur représentent les abscisses, la distance de deux intersections consécutives

Fig. 433.



de la courbe et de l'axe des abscisses est l , longueur de l'oscillateur; la valeur maxima est \bar{i}_0 . On doit donc avoir

$$i_{x_0} = \bar{i}_0 \sin \frac{\pi x}{l}.$$

2° De la même manière on a pour :

La première oscillation supérieure.....	$i_{x_0} = \bar{i}_0 \sin \frac{2 \pi x}{l}$
La deuxième oscillation supérieure.....	$i_{x_0} = \bar{i}_0 \sin \frac{3 \pi x}{l}$
La troisième oscillation supérieure..	$i_{x_0} = \bar{i}_0 \sin \frac{4 \pi x}{l}$
.....

280. Distribution du courant dans l'oscillateur de Hertz. — La distribution du courant dans le fil de l'oscillateur de Hertz s'obtient de la même manière que dans l'oscillateur linéaire.

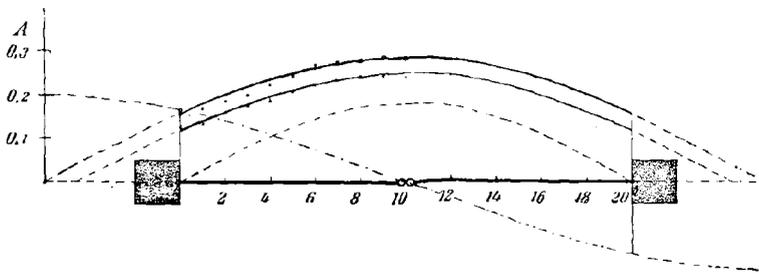
a. Au dispositif de la figure 428 on ajoute, à chaque extrémité du fil d'une longueur totale de 20^m, un cylindre métallique qui, pris isolément, avait une capacité mesurée de 0,10.10⁻³ microfarad pour une charge statique. On obtient par les procédés de **279 a** les valeurs

marqués par des croix sur la figure 434; ces croix sont voisines de la partie pleine d'une sinusoïde, dont le reste est en pointillé (courbe inférieure). Cette courbe diffère de celle de l'oscillateur linéaire (tout entière en pointillé) de deux manières :

1° Le rapport de l'amplitude du courant au milieu et près de l'extrémité du fil est beaucoup inférieur au rapport correspondant de l'oscillateur linéaire.

2° La donnée du thermique au centre, c'est-à-dire au voisinage immédiat de l'éclateur, est beaucoup plus grande que pour l'oscillateur linéaire (*). Cela ne veut pas dire que l'amplitude du courant soit bien supérieure, puisque le rapport des facteurs d'amortissement dans les deux cas n'est pas connu. Mais il ressort immédiatement

Fig. 434.



que l'effet du courant de l'oscillation est bien plus fort ici que pour l'oscillateur linéaire (245).

b. Si l'on remplace les cylindres de $0,10 \cdot 10^{-3}$ microfarad par des cylindres de $0,15 \cdot 10^{-3}$ microfarad de capacité, on obtient les points correspondant à la courbe supérieure (fig. 434).

Pour les petits cylindres le rapport des indications des thermiques au centre et aux extrémités du fil était $\frac{1,9}{1}$, pour les gros cylindres le rapport correspondant n'est plus que $\frac{1,7}{1}$. L'augmentation des cylindres produit donc un acheminement vers le courant quasi stationnaire; en outre, l'effet du courant augmente également. Pour les petits cylindres l'indication du thermique au centre était de

(*) Le nombre de décharges et la longueur d'étincelle étaient les mêmes; par ailleurs la résistance effective du thermique pour ces oscillations était sensiblement la même que pour le courant constant (243).

0,237 ampère; pour les gros cylindres elle était de 0,289 ampère, dans le rapport $\frac{1,2}{1}$ avec la précédente.

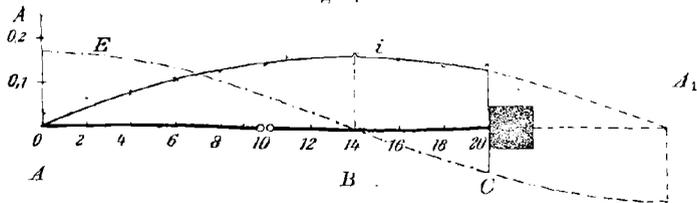
c. On arrive au résultat suivant : plus la capacité aux extrémités de l'oscillateur de Hertz augmente, plus l'effet du courant de l'oscillation, toutes choses égales d'ailleurs, augmente comparativement à un oscillateur linéaire de même longueur, et plus la distribution du courant se rapproche du courant quasi stationnaire.

Ce dernier point est expliqué (288) par ce fait que la fréquence de l'oscillation décroît en raison inverse de cette capacité.

Par ailleurs on a vu (227) que la distribution du courant, sur une certaine longueur, se rapprochait d'autant plus du courant quasi stationnaire que la fréquence de l'oscillation était plus faible.

281. Oscillateurs dissymétriques. — Pour des recherches ultérieures, il est utile de connaître la distribution du courant dans un

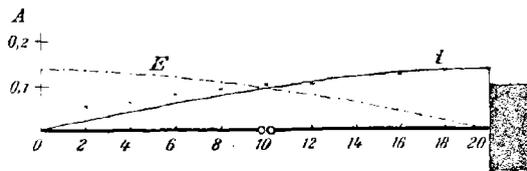
Fig. 435.



système composé d'un fil et à une seule extrémité d'un corps de grande capacité.

Pour cette expérience on fixe à une extrémité du fil de 20^m un cylindre en tôle, qui, réuni à lui, forme une capacité de 0,23 . 10⁻³ microfarad. Les valeurs que donne l'expérience de 279 a sont repré-

Fig. 436.

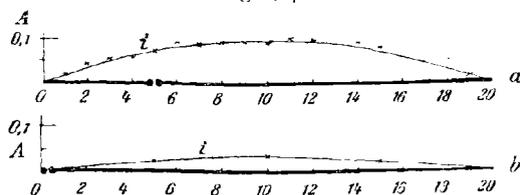


sentées par la figure 435. Le cylindre métallique est ensuite remplacé par un grand pôle en fonte. On a les valeurs et la courbe de la figure 436.

Pour le cylindre considéré le maximum du courant est à 6^m environ du cylindre; si l'on met le poêle, qui a plus de capacité certainement que le cylindre, le maximum du courant est à l'extrémité correspondante du fil. Donc plus la capacité terminale est forte, plus le maximum du courant s'éloigne du milieu du fil et se rapproche de cette capacité.

282. Influence de la place de l'éclateur sur la distribution du courant. — *a.* Si, dans l'oscillateur linéaire, au lieu de mettre l'éclateur au milieu comme primitivement à 279 *a*, on le met au quart de la longueur totale ou tout à l'extrémité, on obtient les courbes de la figure 437. La forme de la courbe du courant, et en particulier la

Fig. 437.



place du ventre de courant, est sensiblement indépendante de la place de l'éclateur; mais dans les deux derniers cas l'effet du courant est bien diminué. Il est d'autant plus grand que l'éclateur est plus voisin du maximum du courant.

b. Si cela est exact d'une manière générale, en déplaçant, dans les oscillateurs dissymétriques des figures 435 et 436, l'éclateur de manière qu'il soit le plus voisin possible de ce maximum, c'est-à-dire en le mettant (*fig.* 435) à 6^m de l'extrémité et (*fig.* 436) à l'extrémité de l'oscillateur, on doit obtenir un plus fort effet de courant. C'est ce que vérifie l'expérience.

Si l'éclateur dans l'oscillateur de la figure 435 est reporté à l'aplomb du ventre de courant, le thermique donne 0,215 ampère; tandis que dans le dispositif de 281 il donnait, toutes choses égales d'ailleurs, 0,190 ampère. De même pour l'oscillateur de la figure 436 on obtient 0,215 ampère, quand l'éclateur est à toucher la capacité, et 0,170 seulement quand il est au milieu du fil.

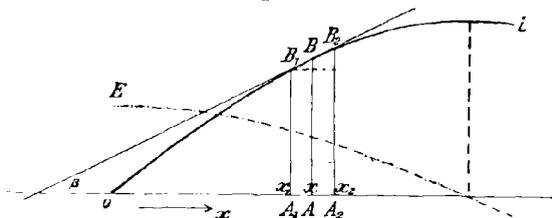
II. — LE CHAMP ÉLECTRIQUE A LA SURFACE DES OSCILLATEURS.

283. Relation entre le champ électrique et la distribution du courant. — Si l'on connaît la répartition de l'amplitude du courant i_0 sur

un fil homogène, on peut en déduire la répartition de l'intensité du champ électrique E normalement à la surface du fil.

a. On arrive à une relation entre ces quantités par un raisonnement identique à celui de 82. Si le courant i_2 au point A_2 est plus fort que le courant i_1 au point A_1 , on voit que la quantité totale d'électricité, qui passe dans la section en A_2 , ne comprend pas seulement celle qui passe dans la section en A_1 , mais aussi une partie de celle

Fig. 438.



qui constitue la charge e du segment A_1A_2 . On a, d'après 23, dans ces conditions,

$$i_2 - i_1 = -e'.$$

Puisque i_1 et i_2 ont d'après 277 b même phase, il suit de cette relation, d'après 248 b,

$$(1) \quad (i_2 - i_1)_0 = i_{20} - i_{10} = \pi n c_0,$$

n étant la fréquence de l'oscillation supposée peu amortie.

La charge du segment A_1A_2 est, d'après 16 c, égale au nombre de lignes d'induction qui sortent de sa surface S ; donc elle est égale à $S\mathfrak{E}_x$, si \mathfrak{E} est la composante de l'induction électrique perpendiculairement à la surface du fil à l'endroit x où se trouve le segment très petit A_1A_2 . Si S_1 est la surface de l'unité de longueur du fil, la surface entre les points A_1 et A_2 sera $S = S_1(x_2 - x_1)$, si x_1 et x_2 sont les distances des points A_1 et A_2 à un point déterminé du fil. On tire de l'égalité (1)

$$(2) \quad \mathfrak{E}_{x_0} = \frac{1}{\pi n S_1} \frac{i_{20} - i_{10}}{x_2 - x_1},$$

ou (16 a)

$$(3) \quad E_{x_0} = \frac{1}{\pi n \epsilon S_1} \frac{i_{20} - i_{10}}{x_2 - x_1},$$

si E est l'intensité du champ électrique normalement à la surface, et ϵ la constante diélectrique du milieu où se trouve le fil.

b. On peut encore lui donner une autre forme si \mathcal{V}_x est la tension à l'endroit A_1A_2 , déterminée par la condition que la charge e du segment A_1A_2 soit égale à cette tension \mathcal{V}_x multipliée par sa capacité (18). Si l'on suppose que pour les segments de longueurs égales cette capacité est la même le long de tout le fil, et si l'on désigne par ϵ la capacité d'un segment de longueur 1, on a

$$e = (x_2 - x_1) \epsilon \mathcal{V}_x.$$

De l'égalité (1) on déduit pour \mathcal{V} la relation

$$(4) \quad \mathcal{V}_{r_0} = \frac{1}{\pi n \epsilon} \frac{i_{20} - i_{10}}{x_2 - x_1}.$$

c. Si l'on trace la courbe (en traits pleins, *fig.* 438) qui représente la distribution de l'amplitude du courant sur le fil, i_{20} sera représenté par A_2B_2 et i_{10} par A_1B_1 . On a (*fig.* 438)

$$\frac{i_{20} - i_{10}}{x_2 - x_1} = \text{tang } \beta,$$

donc

$$(5) \quad E_{r_0} = \frac{1}{\pi n \epsilon S_1} \text{tang } \beta,$$

et aussi

$$(6) \quad \mathcal{V}_{r_0} = \frac{1}{\pi n \epsilon} \text{tang } \beta.$$

Plus le segment A_1A_2 est petit, plus la relation de l'égalité (5) est exacte, et β devient d'autant plus identique à l'angle que la tangente à la courbe de la distribution du courant fait avec l'axe des abscisses.

Donc les relations entre la courbe de distribution de l'intensité du champ électrique E normalement à la surface du fil, ou de la tension \mathcal{V} , et la courbe de distribution du courant sont analogues à celles de 51 α entre la courbe de \mathcal{C} et la courbe de Q_m . Il suit de la relation de l'égalité (5) :

1° Si la courbe de distribution du courant est une sinusoïde, il en sera de même de celle de l'intensité du champ électrique ou de la tension.

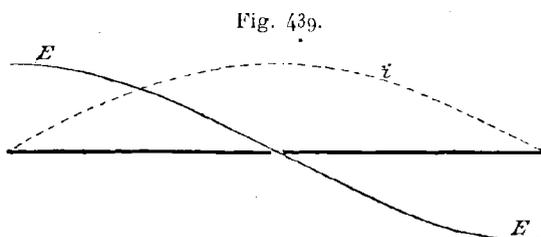
2° La courbe de l'intensité du champ électrique possède un maximum aux points où la courbe des amplitudes du courant traverse l'axe des abscisses, dans l'un ou l'autre sens. Les ventres d'intensité du champ électrique perpendiculaire à la surface de l'oscillateur, ou les ventres de la tension, correspondent donc aux nœuds du courant et réciproquement.

3° En ce qui concerne le signe, il y a une différence entre l'égalité (5) et la relation analogue de 51 [note de l'égalité (4)]. La courbe de l'intensité du champ électrique, ou de la tension, est positive (au-

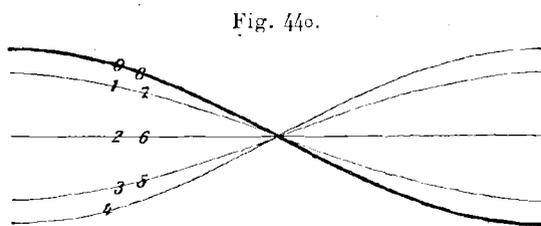
dessus de l'axe des abscisses) quand la courbe des amplitudes du courant va en montant, et négative quand la courbe des amplitudes du courant va en descendant. On suppose que l'intensité du champ électrique est positive quand les lignes d'intensité sortent du fil, et que la direction positive du courant est celle marquée par la flèche de la figure 438.

La courbe de l'intensité du champ électrique, correspondant à la courbe de distribution du courant de la figure 438, est donc de la forme de celle qui est portée en traits et points sur cette figure.

284. **Le champ électrique à la surface d'un oscillateur linéaire.** — *a.* La courbe de distribution du courant, pour l'oscillation fondamentale d'un oscillateur linéaire, est représentée en traits interrompus figure 439. La courbe de distribution des intensités du champ élec-



trique normalement à la surface de l'oscillateur, ou la courbe de la tension, doit avoir d'après 283 *c* la forme de celle marquée en trait plein sur cette figure. Les courbes de la figure 440 correspondent à celles de la figure 430, où la distribution du courant était donnée



pour une oscillation totale; celles qui ont même numéro se correspondent entre elles.

b. Pour les oscillations supérieures, on a les courbes de courant en traits interrompus) et celles du champ électrique normal à la

surface ou de la tension (en traits pleins) représentées par les figures 441, 442, 443, analogues pour les données à celles des figures 431, 432, 433.

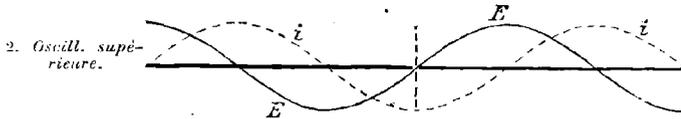
Une propriété commune aux oscillations supérieures d'ordre pair et

Fig. 441.



à l'oscillation fondamentale est que l'on a un nœud d'intensité du champ électrique normal à la surface, ou de tension, au milieu de l'oscillateur. Les tensions sont par conséquent égales et de signes

Fig. 442.



contraires en deux points symétriques par rapport à ce milieu. Pour les oscillations supérieures d'ordre impair, on a un ventre d'intensité du champ électrique, ou de tension, au milieu de l'oscillateur;

Fig. 443.



par rapport à ce point, les intensités du champ électrique sont égales et de même signe.

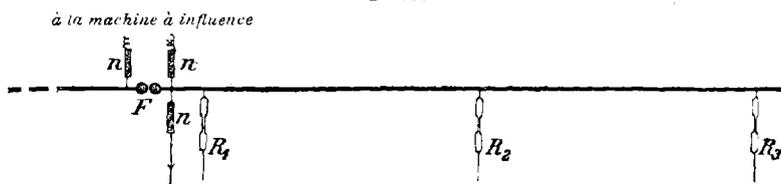
285. Détermination expérimentale de la distribution de la tension.

— *a.* La distribution du champ électrique à la surface d'un oscillateur peut être montrée, d'une manière toute qualitative, au moyen de tubes de Geissler également sensibles (*) placés aux différents points de l'oscillateur. Ceux-ci brillent d'autant plus vivement que l'intensité du champ électrique, ou la tension, est plus forte à l'endroit consi-

(*) On les essaye au préalable.

déré. Pour examiner par exemple la distribution du champ électrique perpendiculaire à la surface d'un oscillateur linéaire, on distribue les tubes de Geissler sur une moitié de l'oscillateur qui communique à la terre par une haute résistance électrolytique n (*); l'autre moitié est soigneusement isolée et chargée par une machine à influence, dont les pôles sont réunis aux moitiés de l'oscillateur par de très fortes résistances électrolytiques (294) (*fig. 444*). Dès que les étincelles

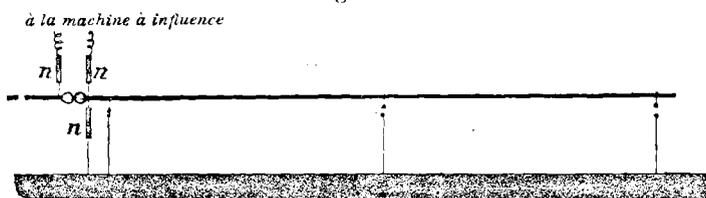
Fig. 444.



jaillissent entre les boules et par suite que les oscillations commencent dans l'oscillateur, les tubes brillent, R_3 davantage et R_1 moins que les autres. Mais la différence d'éclat entre ces deux tubes n'est pas aussi forte que le faisait prévoir la courbe E de la figure 439.

b. On peut obtenir plus exactement, de la manière suivante, la valeur de l'amplitude de l'intensité du champ électrique aux différents points d'un oscillateur. Au lieu de tubes de Geissler mis aux différents points d'une moitié de l'oscillateur, on emploie des micromètres à étincelles (*fig. 445*), dont une boule est à la terre ou reliée

Fig. 445.

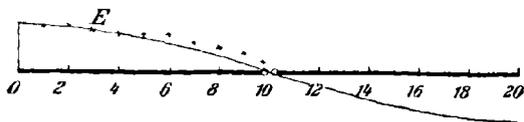


à un gros conducteur. A chaque endroit on détermine la distance d'éclatement pendant l'oscillation; elle donne, d'après 253 a, une mesure de l'amplitude de la tension et par suite de l'amplitude de

(*) Les tubes brillent par suite de la charge de la machine à influence. Si les tubes sont peu sensibles, on peut changer leur éclat en leur ajoutant quelques décimètres de fil.

l'intensité du champ électrique à l'endroit considéré. La figure 446 représente les valeurs obtenues pour l'oscillateur de 20^m qui avait été

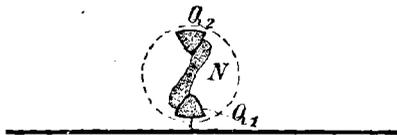
Fig. 446.



utilisé plus haut (279). Elles confirment qualitativement les données de 284 α .

Les mesures de cette sorte sont d'ailleurs sujettes à caution, quand elles se rapportent à de longs oscillateurs; elles ne doivent être acceptées que quand une boule du micromètre peut être reliée à la terre par un conducteur toujours le même et aussi petit que possible (comme à la figure 445). Si l'on met à la terre, comme dans les laboratoires, par contact avec une conduite de gaz ou d'eau (370), on

Fig. 447.



obtiendra des valeurs très différentes suivant la position et la longueur de la connexion.

c. Il est bien préférable d'employer pour ces mesures un petit électromètre (246), dont un quadrant est mis en communication avec les différentes parties de l'oscillateur, tandis que l'autre et l'aiguille sont laissés libres (*) (fig. 447).

286. Le champ électrique à la surface d'une bobine. — L'application de la méthode précédente est relativement facile, quand il s'agit d'oscillateurs d'assez faible longueur (bobines par exemple). On peut réunir une des boules du micromètre à une conduite de gaz ou d'eau (370), et la position du fil de jonction peut rester à peu près la même pour toutes les mesures.

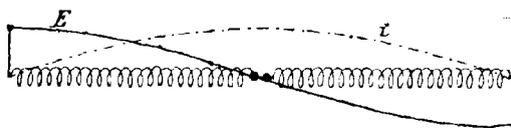
α . Pour l'oscillation fondamentale d'une bobine (**), ces mesures

(*) Quadrants et aiguille sont reliés par de très hautes résistances (246 c).

(**) Longueur de la bobine 0^m, 80; nombre de spires 54; rayon d'une spire 57^{mm}.

ont donné les valeurs de la figure 448. La courbe du champ électrique ne diffère donc pas beaucoup de celle relative à l'oscillateur linéaire. Dans tous les cas, l'intensité du champ électrique est maxima aux extrémités, minima au centre. Si l'on emploie pour la démonstration de ce phénomène les tubes de Geissler sur une moitié de la bobine comme à 285 *a*, la différence d'éclat est bien plus accentuée que pour l'oscillateur linéaire. On peut déduire la courbe d'amplitude

Fig. 448.



du courant de la courbe d'amplitude de l'intensité du champ électrique (283 *c*). Elle affecte la forme, points et traits, figure 448. Il est difficile de l'obtenir directement d'après la méthode de 278, car pour les bobines on n'obtient que de très faibles valeurs dans le thermique.

b. De même que pour les oscillateurs linéaires, les oscillations supérieures sont encore possibles ici. La différence est qu'avec les oscillateurs à bobines la distance entre deux nœuds de courant ou de tension n'est pas nécessairement constante le long de la bobine pour la même oscillation supérieure, comme elle l'était pour les oscillateurs linéaires. P. Drude (¹⁶⁷) a trouvé, par exemple, pour la deuxième oscillation supérieure avec une bobine de 11^{cm},5 (*), que les nœuds de l'intensité du champ électrique se trouvaient au milieu et à une distance de 1^{cm} des extrémités; alors que ces derniers, si la répartition était la même que pour un oscillateur linéaire, devraient être à 1^{cm},9 des extrémités.

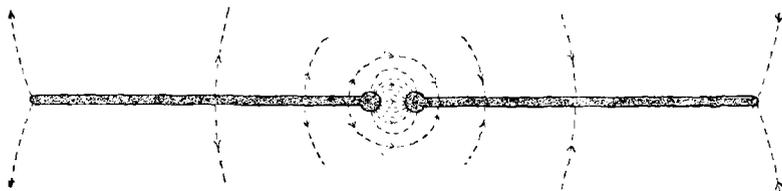
287. Le champ électrique au commencement et pendant l'oscillation. — *a.* On a vu à 284 *a* que, pendant l'oscillation fondamentale d'un oscillateur linéaire, l'intensité du champ électrique normalement à la surface avait des maxima aux extrémités, un minimum au centre. Donc pendant l'oscillation les lignes d'intensité du champ électrique oscillatoire, qui sortent ou qui rentrent de l'oscillateur, seront d'autant plus serrées qu'on se rapprochera des extrémités.

Au début, avant que l'étincelle et par suite l'oscillation com-

(*) Rayon d'une spire 2^{cm},83; nombre de spires 107.

mencent, quand par une machine à influence ou une bobine d'induction on a chargé positivement une moitié de l'appareil et négativement l'autre, il ne peut y avoir aucun doute : les lignes d'intensité électrique sont particulièrement serrées entre les boules; donc l'intensité du champ électrique normal à la surface est maxima à cet endroit. Il

Fig. 449.



s'ensuit que le champ électrique n'est pas le même au commencement et pendant l'oscillation.

b. On arrive au même résultat pour l'oscillateur de Hertz. Au commencement le phénomène est le même que pour l'oscillateur linéaire : avant la décharge le champ électrique est surtout concentré au milieu. Mais pendant l'oscillation l'intensité du champ électrique au-dessus du fil est relativement faible (*fig. 434*, courbe points et traits). Le fil avec éclateur n'envoie au dehors que peu de lignes d'intensité électrique, presque toutes doivent donc sortir des conducteurs des extrémités ou y entrer. Sous ce rapport le champ électrique est semblable à celui qui existerait si les conducteurs des extrémités étaient isolés dans l'espace, l'un étant chargé positivement, l'autre étant chargé négativement. Il en est de même pour tous les autres oscillateurs.

c. Puisque le champ électrique au commencement de l'oscillation diffère de ce qu'il est lorsque l'oscillation à l'état normal se produit, il doit donc y avoir transformation graduelle de l'une des formes du champ en l'autre. En conséquence, la courbe du courant n'obtiendra que peu à peu la forme qui a été donnée à 279. Et cela est d'autant plus vraisemblable que, lorsque l'on excite l'oscillation en chargeant les deux moitiés opposées jusqu'à ce qu'une étincelle éclate, il se produit au commencement des oscillations supérieures en outre de l'oscillation fondamentale.

En fait on a observé, dans ces conditions, les oscillations supérieures aussi bien sur les oscillateurs linéaires que sur ceux de Hertz; les recherches à ce sujet sont dues surtout à F. Kiebitz (168). Il a pu avec un oscillateur linéaire obtenir jusqu'à huit oscillations supérieures, et il a constaté que l'amplitude de ces oscillations supérieures était petite par rapport à celle de l'oscillation fondamentale. Cette ampli-

tude est cependant suffisante pour que les oscillations supérieures se fassent sentir dans des mesures comme celles de 279 et 285.

d. Le fait, que le champ obtenu initialement par la charge est totalement différent de celui qu'on obtient pendant l'oscillation, rend aussi plus compréhensible l'observation de 282. On y avait établi que l'effet du courant était d'autant plus considérable, pour l'oscillation fondamentale, que l'éclateur était plus voisin du ventre du courant et par suite du nœud de la tension (283 *c*). Un nœud de tension sépare maintenant les parties qui pendant l'oscillation ont des charges de signe contraire. On peut donc traduire l'observation de la manière suivante : La position de l'éclateur la plus favorable pour un haut effet de courant est celle qui sépare les parties chargées en sens contraire pendant l'oscillation et qui reçoivent aussi au commencement une charge contraire, ou telle qu'en cet endroit le champ électrique initial soit aussi différent que possible du champ électrique pendant l'oscillation. C'est dans ces conditions que la majeure partie de l'énergie de la charge passe dans l'oscillation fondamentale et la moindre dans les oscillations supérieures (*).

e. On tire encore une autre conséquence de *a*. Pour un conducteur linéaire ayant un éclateur en son milieu, on a vu (*fig. 449*) que le champ électrostatique initial était tel que sur les deux moitiés, à distance égale de l'éclateur, l'intensité du champ électrique était égale et de signe contraire. Si dans un tel champ une oscillation se produit, il est à penser que pendant l'oscillation le champ restera symétrique dans le même sens par rapport à l'éclateur. Il s'ensuit que seules les oscillations supérieures qui ont les mêmes propriétés de symétrie que le champ électrique initial se produiront, c'est-à-dire d'après 284 *b* les oscillations de numéros pairs seulement (¹⁶⁹). Par suite, si l'on change la position de l'éclateur, l'oscillation est excitée d'une autre manière par la charge électrostatique, et l'on pourra arriver à n'obtenir que des oscillations supérieures de numéros impairs.

III. — FRÉQUENCE DES OSCILLATIONS PROPRES DES OSCILLATEURS OUVERTS.

288. Oscillateur de Hertz. — *a.* On a vu, à 275 *b*, que l'oscillateur de Hertz pouvait se déduire par déformation continue du circuit à condensateur. Cette déformation, on l'a vu, ne modifie pas qualitati-

(*) Il s'ensuit que, pour la même tension entre les deux parties de l'oscillateur, la charge électrique aura un maximum quand l'éclateur sera au milieu.

vement les phénomènes de l'oscillation (276). Le courant dans un oscillateur de Hertz peut, de même que dans un circuit à condensateur, être considéré comme quasi stationnaire (280), pourvu que la capacité des plaques ou des boules des extrémités de l'oscillateur soit assez forte. Il est d'ailleurs vraisemblable que, dans ce dernier cas, la fréquence de l'oscillateur de Hertz se laisse déterminer comme celle d'un circuit à condensateur.

On peut en fait exprimer la fréquence n de l'oscillation fondamentale d'un oscillateur de Hertz comme celle d'un circuit à condensateur (209), à condition que la capacité soit assez grande et le fil assez court :

$$(1) \quad n = \frac{1}{\pi \sqrt{pc}}.$$

Dans cette égalité, p et c sont déterminés par

$$(2) \quad -p i' = \Psi_i,$$

$$(3) \quad c \Psi = e,$$

où Ψ_i est la tension induite le long du fil (*), Ψ la tension entre les boules ou les plaques et e la charge d'une boule ou d'une plaque.

b. Si le conducteur de l'oscillateur de Hertz était constitué par une bobine, on pourrait prendre pour p la valeur du coefficient de self-induction de la bobine supposée intercalée dans un circuit à condensateur (voir nota de 34 *d*). Il ne gênerait en rien que le champ magnétique à l'extérieur de la bobine, qu'on obtient dans ces circonstances avec l'oscillateur de Hertz, eût une valeur essentiellement différente. En effet, ce champ magnétique n'intervient pour la fréquence que par la grandeur de la FEM induite. Celle-ci est surtout déterminée par le champ magnétique à l'intérieur de la bobine, et celui-ci pour les oscillations ne dépassant pas 10^8 /sec n'est pas très différent de ce qu'il était pour les oscillations beaucoup plus lentes (272). Mais, quand le conducteur est un fil rectiligne, il ne saurait être question de donner au coefficient de self-induction la définition de 34 *a*. Il est toutefois à prévoir que le champ électrique induit le long du fil, qui détermine la valeur de p dans l'égalité (2), dépend en première ligne du champ magnétique dans le voisinage immédiat du fil. Ce champ magnétique ne peut être bien différent de celui qui existerait si ce fil appartenait

(*) A la place de la FEM \mathcal{C}_i induite le long du conducteur d'un circuit à condensateur [209, égalité (2), ou 249, égalité (3)]. On signifie par là la tension dans le champ électrique induit.

à un circuit fermé. Il est donc vraisemblable que p aura à peu près la même valeur que dans ce dernier cas. Mais il faut remarquer que le coefficient de self-induction d'un élément d'un circuit fermé est changé par l'action des autres éléments du circuit ⁽¹⁷⁰⁾ (voir 31 d) :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} p = \frac{\mu_0}{4\pi v^2} 2l \left(\log \text{nép. } \frac{2l}{r} - 1 \right) \\ = 2l \left(\log \text{nép. } \frac{2l}{r} - 1 \right) \text{ C.G.S.} \end{array} \right.$$

quand le fil se trouve dans l'air (*) (l longueur du fil, r son rayon).

c. A 287 b, on a établi que, dans l'oscillateur de Hertz, pendant l'oscillation, les lignes d'intensité électrique sortaient des boules ou plaques, absolument de la même manière que si ces boules ou plaques étaient isolées dans l'espace avec des charges de signe contraire.

On en déduit une valeur approchée de c . Si la tension sur une boule ou plaque est Ψ_1 et la charge e ,

$$(5) \quad e = c\Psi_1 \quad (18),$$

si c est la capacité d'une boule ou d'une plaque isolée. Si Ψ_1 est la tension positive de l'une des plaques, la tension négative de l'autre sera $-\Psi_1$, et l'on a, pour la différence de tension entre les deux plaques ou boules Ψ de l'égalité (3),

$$\Psi = 2\Psi_1.$$

En remplaçant dans l'égalité (3), on a

$$e = 2c\Psi_1;$$

de l'égalité (5) on tire

$$(6) \quad c = \frac{e}{2}.$$

On a donc dans l'égalité (1), pour valeur de c , la moitié de la valeur de la capacité obtenue pour une plaque ou une boule chargée statiquement et isolée dans l'espace (**).

Pour les boules et les plaques circulaires, la valeur de c peut être prise dans la Table II. Pour les plaques carrées, on doit la déterminer de préférence expérimentalement par comparaison avec des boules.

(*) Cette manière de procéder n'est pas exempte d'objections, puisque sa justification repose sur l'hypothèse d'un circuit fermé.

(**) Cela n'est exact que si les deux boules sont assez éloignées pour ne pas s'influencer mutuellement.

d. Les relations données par les égalités (1), (4) et (6) sont commodes pour obtenir une valeur approchée de la fréquence de l'oscillateur. Elles ont servi à Hertz (¹⁷¹) pour déterminer celle de l'oscillateur qu'il utilisait pour ses premières expériences sur les oscillations rapides, avant qu'il fût en état de la déterminer expérimentalement. Dans un cas (¹⁷²), Hertz calcula pour un oscillateur (*) la valeur

$$n = 1,0 \cdot 10^8 / \text{sec.} \quad \text{Valeur correspondante } \frac{\lambda}{2} = 3^m \quad (227 \text{ d}).$$

Une détermination expérimentale ultérieure donna

$$n = 1,1 \cdot 10^8 / \text{sec.}$$

On n'obtiendra pas toutes les fois une aussi bonne détermination. Pourtant on peut toujours obtenir un ordre de grandeur exact, ce qui suffit souvent pour épargner une vérification laborieuse.

Naturellement, cette méthode de calcul n'est applicable qu'aux oscillateurs pour lesquels les hypothèses sont vérifiées, c'est-à-dire pour des oscillateurs où la capacité des plaques ou des boules n'est pas très petite, et où la longueur du fil n'est pas très grande (¹⁷³). Elle n'est pas applicable à l'oscillateur de Righi (275 c), car là le courant sur les boules entre aussi en ligne de compte pour le champ magnétique.

e. Les fréquences des oscillations supérieures ont été étudiées par Kiebitz (¹⁶⁸). Il a trouvé que ces fréquences n'étaient pas des multiples entiers de celle de l'oscillation fondamentale, donc que, pour employer l'expression de l'Acoustique, les oscillations supérieures n'étaient pas à proprement parler des harmoniques. Il a trouvé, par exemple, pour un oscillateur de Hertz, dont les extrémités étaient formées par des plaques carrées de zinc de 30^{cm} de côté et dont le fil avait une longueur de 102^{cm} dans un cas, puis de 240^{cm}, les résultats suivants :

Longueur du fil.	Oscillation fondamentale.		Deuxième oscillation supérieure.		Quatrième oscillation supérieure.		Sixième oscillation supérieure.	
	$\lambda/2$ cm.	n .	$\lambda/2$ cm.	n_2 .	$\lambda/2$ cm.	n_4 .	$\lambda/2$ cm.	n_6 .
102	249	$1,20 \cdot 10^8 / \text{sec}$	108	$2,78 \cdot 10^8$	51	$5,88 \cdot 10^8$	34	$8,82 \cdot 10^8$
240	387	$7,75 \cdot 10^7 / \text{sec}$	239	$1,25 \cdot 10^8$	112	$2,68 \cdot 10^8$	86	$3,49 \cdot 10^8$

289. Oscillateur linéaire. — a. Quand le diamètre d'un tel oscil-

(*) Fil de 60^{cm} de longueur, plaques terminales de laiton de 40^{cm} de côté.

lateur est petit par rapport à sa longueur, la fréquence et en particulier la longueur d'onde (227 d) des oscillations fondamentale et supérieures s'obtiennent d'une manière très simple. Si l est la longueur en centimètres de l'oscillateur, on a :

Oscillation fondamentale.....	$\frac{\lambda}{2} =$	$n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{l}$ cm
Première oscillation supérieure.....	$\frac{\lambda_1}{2} = \frac{l}{2}$	$n_1 = 2 \frac{3 \cdot 10^{10}}{l}$ cm
Seconde oscillation supérieure.....	$\frac{\lambda_2}{2} = \frac{l}{3}$	$n_2 = 3 \frac{3 \cdot 10^{10}}{l}$ cm
.....

Pour l'oscillation fondamentale, la longueur d'onde est donc approximativement le double de la longueur du fil.

L'oscillateur linéaire, dont le diamètre est petit par rapport à la longueur, a des oscillations supérieures harmoniques.

Kiebitz (169) a vérifié expérimentalement ces relations. Il s'agissait d'un oscillateur linéaire de 250^{cm} de longueur et de 5^{mm} de diamètre.

Oscillation fondamentale.....	$\frac{\lambda}{2} = 248$	^{cm} au lieu de 250 ^{cm}
Deuxième oscillation supérieure.....	$\frac{\lambda_2}{2} = 83$	au lieu de 83,3
Quatrième oscillation supérieure.....	$\frac{\lambda_4}{2} = 50,5$	au lieu de 50
Sixième oscillation supérieure.....	$\frac{\lambda_6}{2} = 36,5$	au lieu de 35,7

La vérification est donc aussi satisfaisante qu'on pouvait s'y attendre raisonnablement (176).

b. Pour le cas où le diamètre de l'oscillateur linéaire est petit par rapport à sa longueur, mais pas assez pour que l'influence du diamètre disparaisse tout à fait, M. Abraham (175) a donné les relations suivantes déduites de la théorie.

Si l représente la longueur totale de l'oscillateur linéaire, r son rayon, on pose

$$\tau = \frac{1}{4 \log \text{nép} \frac{l}{r}}$$

On peut appliquer à de tels oscillateurs les relations précédentes de a , à condition d'ajouter à la longueur de l'oscillateur les quantités

suivantes :

Pour l'oscillation fondamentale.....	$5,6 \eta^2 l$
Pour la première oscillation supérieure...	$3,3 \eta^2 l$
Pour la deuxième oscillation supérieure...	$\frac{4,8 + 2 \log \text{nép } 3}{3} \eta^2 l$
.....
Pour la $k^{\text{ième}}$ oscillation supérieure.....	$\frac{4,8 + 2 \log \text{nép } (k + 1)}{k + 1} \eta^2 l$

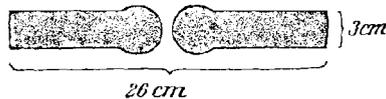
de telle sorte que la fréquence de l'oscillation fondamentale est

$$n = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ cm}}{l(1 + 5,6 \eta^2)}$$

Une augmentation de l'épaisseur de l'oscillateur linéaire a donc comme influence de diminuer quelque peu la fréquence de l'oscillation. L'influence de cette correction est très faible. Pour un fil de 50^m de longueur et de 5^{mm} de rayon, $5,6 \eta^2 = 0,007$. On ne commet donc pas une erreur de plus de 1 pour 100 en appliquant les relations primitives de a .

c. Quand le diamètre d'un oscillateur linéaire atteint environ $\frac{1}{10}$ de sa longueur, il faut remplacer la correction d'Abraham par une autre plus compliquée; mais, même encore, on obtient pour l'oscillation fondamentale une valeur pratiquement suffisante dans le cas général en employant les relations de a . Un cas encore plus défavorable peut

Fig. 450.



le montrer. Hertz, dans ses recherches sur les propriétés optiques des ondes électromagnétiques d'un oscillateur linéaire, a employé l'oscillateur linéaire de la figure 450, dont le diamètre est relativement gros par rapport à la longueur.

La formule simple de a donne

$$\frac{\lambda}{2} = 26 \text{ cm}, \quad n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{26} = 1,15 \cdot 10^9 / \text{sec.}$$

La formule d'Abraham donne (conducteur homogène $r = 1 \text{ cm}, 5$)

$$\frac{\lambda}{2} = 27 \text{ cm}, \quad n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{27} = 1,11 \cdot 10^9 / \text{sec.}$$

Expérimentalement, Hertz (¹⁷⁶) a trouvé

$$\frac{\lambda}{2} = 33^{\text{cm}}, \quad n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{33} = 0,9 \cdot 10^9 / \text{sec} \quad (*).$$

Si les premiers nombres ne sont pas d'une exactitude rigoureuse, ils ont du moins parfaitement suffi à indiquer à quelle grandeur de fréquence l'on avait affaire.

d. D'après les propositions de 279 *c*, il faut s'attendre à ce que les relations restent encore approximativement vraies, quand l'oscillateur n'est plus droit mais est recourbé. C'est exact si le rayon de courbure n'est pas trop petit par rapport au diamètre du fil, et si les parties du fil ne sont pas trop rapprochées, comme c'est le cas par exemple dans une bobine.

P. Drude (¹⁷⁷) a trouvé que la longueur d'onde d'un oscillateur linéaire, courbé en cercle jusqu'à ce que ses extrémités soient à une faible distance l'une de l'autre, était de 6,5 pour 100 plus grande que celle d'un oscillateur rectiligne de même longueur. J.-A. Pollock (¹⁷⁸), qui a fait là-dessus des recherches expérimentales, a trouvé que des fils (diamètre 3^{mm},3) de 300^{cm} à 450^{cm} de longueur, recourbés en cercle jusqu'à ce que leurs extrémités soient à une distance de 15^{cm}, avaient une longueur d'onde de 3,3 pour 100 plus courte que si le fil était rectiligne.

290. **Oscillateurs dissymétriques.** — *a.* Le plus intéressant de ces oscillateurs (281) est sans contredit celui qui possède une forte capacité à une de ses extrémités (*fig.* 436). La distribution du courant et du champ électrique à la surface est, d'après 281, la même que si à la place de la forte capacité se trouvait un second fil de même longueur l que le premier. On en présume, ce qui est vérifié par les recherches théoriques de M. Abraham (¹⁷⁸), que la fréquence est la même que celle d'un oscillateur linéaire de longueur double $2l$. On a donc dans ce cas

$$\frac{\lambda}{2} = 2l, \quad n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2l} \text{ cm.}$$

Un oscillateur de cette espèce et de 50^m de longueur aurait pour fréquence 3.10⁶/sec, comme les circuits à condensateur de 212 *c* et de 240 *d*.

b. Pour les oscillateurs dissymétriques de la figure 435, forme intermédiaire entre le précédent et l'oscillateur linéaire symétrique,

(*) Mesurés dans l'air.

la distribution du courant est à peu près la même que pour un oscillateur symétrique dont la demi-longueur serait AB. Dans ce cas, il est encore exact de conclure que la longueur d'onde est la même que celle d'un oscillateur linéaire de longueur $2AB$, en ce qui concerne l'oscillation fondamentale.

Si l'on compare (fig. 435) un tel oscillateur dissymétrique AC avec un autre AA_1 symétrique dont la demi-longueur est AB, et si l'on suppose l'éclateur en B, on peut exprimer ainsi le résultat. Si l'on coupe en C un morceau de l'oscillateur ABA_1 , et si l'on remplace ce morceau par un gros conducteur (*) (boule, plaque, cylindre), on peut toujours choisir la capacité de ce corps, ou la longueur BC, de sorte que, sur le reste du fil, la distribution du courant soit la même que précédemment ainsi que la fréquence. Pour le rapport dans lequel la capacité c du conducteur doit être avec la longueur BC, on peut conclure que la capacité doit être d'autant plus forte que BC est plus petit (281). On peut, avec une exactitude suffisante dans la pratique, déterminer la capacité c pour une longueur l de BC par la relation

$$\frac{c_1}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} \quad (179),$$

où λ est la longueur d'onde de l'oscillation $= 2AA_1$ et c_1 la capacité de l'unité de longueur du fil, pour laquelle on peut utiliser la formule donnée à la fin de l'Ouvrage dans la Table II h.

291. Bobines. — *a.* Les relations données jusqu'ici étaient, pour la plupart, établies à ce point de vue que chaque changement qui augmente la capacité d'un demi-oscillateur diminue la fréquence.

On considère maintenant un oscillateur rectiligne de longueur l , de rayon du fil r , qu'on enroule en bobine; les parties de la même moitié, qu'on aura rapprochées les unes des autres, auront, dans la première moitié, une charge de même signe; il en sera de même pour l'autre moitié. Les parties de l'une et l'autre moitié, qui ont des charges de signe différent, seront également rapprochées les unes des autres. Si la première de ces deux conditions existait seule, elle produirait une diminution de capacité pour chaque moitié de l'oscillateur (18 d); la seconde condition seule augmenterait au contraire la capacité (18 d). Suivant les cas, l'une ou l'autre action prédomine.

Si l'on compare deux bobines de même longueur de fil l et de même

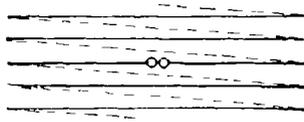
(*) De faible longueur par rapport à AB.

pas g (*fig.* 451 et 452), mais de rayons différents R , on constate que les parties des conducteurs chargées avec le même signe sont également rapprochées dans l'une et l'autre bobine, mais que dans la bobine plate les parties chargées de sens contraire sont beaucoup plus voisines que dans la bobine longue. Donc l'élévation de la capacité doit être beaucoup plus forte dans le premier cas que dans le second. Si donc l'une des deux a une capacité inférieure à celle de

Fig. 451.



Fig. 452.



l'oscillateur linéaire correspondant, c'est la bobine longue et mince. En réalité il en est bien ainsi, et la diminution est très accentuée.

D'après 288, il faut s'attendre à ce que, non seulement la capacité, mais le coefficient de self-induction de la bobine joue un rôle pour la fréquence. On doit, pour établir le rapport de cette influence dans les bobines précédentes (*fig.* 451 et 452), considérer ce qui suit.

Dans la bobine de la figure 451, le nombre des spires est grand, mais le rayon d'une spire petit, et les spires extrêmes sont très éloignées du milieu de l'oscillateur; de sorte que toutes les lignes d'induction qui traversent une spire sont loin de traverser toutes les autres. Dans la bobine de la figure 452, le nombre des spires est petit, le rayon d'une spire très grand, et en outre toutes les spires sont voi-

sines les unes des autres. La différence entre les coefficients de self-induction n'est pas aussi forte que pour les capacités, mais ces coefficients de self-induction sont certainement supérieurs à celui d'un fil rectiligne.

La conséquence est donc : les bobines longues et minces ont, pour la même longueur de fil et le même pas, une fréquence beaucoup plus élevée que les bobines plates et larges; pour les premières, il est concevable que la fréquence puisse être plus forte que celle d'un fil rectiligne de même longueur.

b. Le raisonnement entier de a n'est pas très rigoureux. Il n'avait pour but que de rendre intelligibles les recherches expérimentales de P. Drude (180).

Pour le facteur f , par lequel on doit multiplier la longueur l du fil de la bobine pour avoir la demi-longueur d'onde,

$$\frac{\lambda}{2} = f.l,$$

Drude a trouvé les courbes de la figure 453.

La courbe A se rapporte à une bobine à enroulement très serré (rapport du pas au diamètre du fil 1,09) sans noyau. Les courbes B et C se rapportent à des bobines avec noyau d'ébonite, B ayant le même enroulement que A, C un enroulement plus lâche (rapport du pas au diamètre du fil 2,4). Comme abscisses communes, on a porté $\frac{h}{2R}$, c'est-à-dire la hauteur de la bobine rapportée à son diamètre. Il en ressort que :

1° La longueur d'onde et par suite la fréquence ne dépendent que peu du pas (courbes B et C presque semblables).

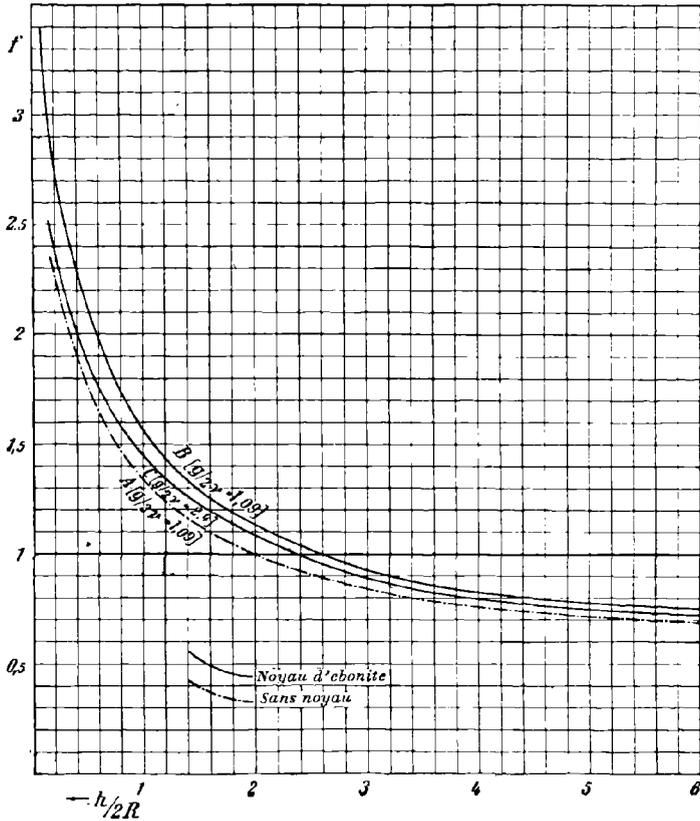
2° Pour les bobines longues et étroites ($\frac{h}{2R}$ grand par rapport à 1), la longueur d'onde peut devenir les $\frac{7}{10}$ de celle d'un fil rectiligne de même longueur; tandis que dans les bobines larges et plates ($\frac{h}{2R} < 1$), elle est beaucoup plus grande que pour la même longueur de fil rectiligne.

3° Dans les cas qui se présentent dans la pratique, la hauteur de la bobine est inférieure à la demi-longueur d'onde (*).

(*) La plus petite valeur que prenne f pour les courbes actuelles est 0,7. Quand le pas est petit par rapport à R, on a à peu près $l = 2\pi RN$, N étant le

c. Les bobines correspondant aux courbes A et B (fig. 453) ont un nombre d'oscillations différent, quoiqu'elles soient enroulées exactement de la même manière, parce que B possède un noyau d'ébonite et A ne contient que de l'air. On voit donc que le noyau d'une bobine

Fig. 453.



influe aussi sur la fréquence, ce qui est facilement compréhensible. Si l'on introduit un oscillateur de Hertz, pour lequel les relations

nombre de spires, et l'on a dans le cas de la figure 453 pour $f = 0,7$, $h = 6 \times 2R$, environ,

$$\frac{\lambda}{2} = 0,7 \frac{\pi N}{6} h,$$

donc $\frac{\lambda}{2} > h$ si $N > 3$.

de 288 sont valables, dans un milieu ayant une constante diélectrique ϵ différente de celle de l'air ϵ_0 , la capacité c de la plaque aux extrémités de l'oscillateur sera augmentée dans le rapport $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ (18 c); la fréquence de l'oscillation diminuera alors dans le rapport $\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ [288, égalité (1)]. En fait on vérifie exactement, pour chaque oscillateur, que la fréquence est diminuée dans le rapport $\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$, quand on change le milieu air en un milieu de constante diélectrique ϵ (181).

Drude l'a vérifié expérimentalement pour les bobines. Il a trouvé, par exemple, pour une bobine dans l'air $\frac{\lambda}{2} = 276$; dans du pétrole la demi-longueur d'onde devenait $\frac{\lambda}{2} = 360$, la bobine étant presque complètement plongée. Comme dans les deux cas les fréquences sont en raison inverse des longueurs d'onde, on a, pour le rapport des fréquences, $\frac{360}{276} = 1,31$, alors que le rapport $\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{2}$ environ = 1,41 environ. Il n'est pas surprenant que la valeur trouvée soit inférieure; l'égalité ne saurait avoir lieu que si la bobine se trouvait dans un milieu indéfini de pétrole.

Si, au lieu de cela, la bobine a seulement un noyau de matière dont la constante diélectrique soit plus élevée que celle de l'air, la relation donnée plus haut ne sera pas exacte. Mais il est évident que la fréquence sera aussi changée dans le même sens. C'est ce que montrent les courbes A et B, et ce qui peut être facilement prouvé avec le dispositif de la figure 511.

d. Maintenant, avec ce qui a été dit en 286 b sur la répartition de la tension dans les oscillations supérieures et leur rapport avec la courbe de la tension de l'oscillation fondamentale, on peut remarquer que les oscillations supérieures des bobines ne sont pas harmoniques par rapport à l'oscillation fondamentale. Drude (180) l'a vérifié expérimentalement et a trouvé pour une bobine :

Oscillation fondamentale	$\frac{\lambda}{2} = 771$ cm	$n = 3,9 \cdot 10^7/\text{sec}$
Première oscillation supérieure	$\frac{\lambda_1}{2} = 466$	$n_1 = 6,4 \cdot 10^7/\text{sec}$
Seconde oscillation supérieure	$\frac{\lambda_2}{2} = 351$	$n_2 = 8,5 \cdot 10^7/\text{sec}$

292. Oscillateur de Righi. — La détermination expérimentale de la

fréquence des oscillations pour l'appareil de Righi exige, à cause du fort amortissement, des précautions spéciales. Les valeurs trouvées par divers observateurs diffèrent beaucoup les unes des autres. G.-H. Hull (¹⁸²), dont la méthode inspire peut-être le plus de confiance, a trouvé les valeurs suivantes :

Diamètre (2R) des boules.....	cm 1,93	$\lambda = 9,1$	$\frac{\lambda}{2R} = 4,7$
Diamètre (2R) des boules.....	0,93	$\lambda = 4,3$	$\frac{\lambda}{2R} = 4,6$
Diamètre (2R) des boules.....	0,79	$\lambda = 4,0$	$\frac{\lambda}{2R} = 5,1$

On peut en conclure que la longueur d'onde d'un oscillateur de Righi est à peu près égale à cinq fois le diamètre d'une boule.

293. Oscillateur pour très haute fréquence. — Les oscillateurs décrits précédemment avaient la commune propriété que leur fréquence augmentait d'autant plus que leurs dimensions diminuaient. Pour les oscillateurs linéaires, la fréquence était exactement en raison inverse de la longueur. Mais, ce qui est valable dans ce cas particulier, s'applique également au cas général.

Si l'on diminue dans un certain rapport $\frac{1}{\alpha}$ toutes les dimensions d'un oscillateur, la fréquence deviendra α fois plus grande (¹⁸¹).

Avec cette relation, on possède un moyen commode de mesurer la fréquence de petits oscillateurs, connaissant celle d'appareils plus gros géométriquement semblables. Cela permet de voir dans quel sens il faut opérer pour obtenir des oscillations très rapides.

On a déjà donné, à 289 c et 292, des exemples d'oscillateurs de petite dimension et de haute fréquence. En particulier, Lampa (¹⁸³) est parvenu très loin dans la diminution des dimensions. Les oscillations les plus rapides connues jusqu'ici ont été obtenues par P. Lebedew (¹⁸⁴), qui a fait un oscillateur extrêmement petit de 1^{mm},33 de longueur et 0^{mm},5 de diamètre, constitué par deux petits cylindres de platine. Il a obtenu avec cet appareil des oscillations pour lesquelles

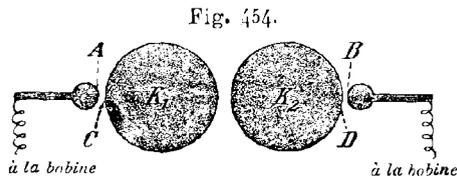
$$\frac{\lambda}{2} = 0^{\text{cm}}, 3, \quad n = 10^{11}/\text{sec.}$$

294. Connexions de l'oscillateur. — Pour tous les petits oscillateurs, il y a une difficulté. Si on leur communique la charge initiale au moyen d'une machine à influence ou d'une bobine d'induction, les fils de jonction à la bobine ou à la machine forment une espèce d'oscil-

lateur linéaire; et l'on doit obtenir, au moins à côté des oscillations propres à l'oscillateur, celles correspondant aux fils de jonction.

a. Un moyen simple, pour remédier à cet inconvénient avec les oscillateurs assez grands, consiste à intercaler sur ces fils, immédiatement avant l'oscillateur, des cordes mouillées ou de fortes résistances électrolytiques. Le courant de la source n'est pas trop modifié ainsi, tandis que les oscillations des connexions sont ainsi presque totalement interrompues.

b. Une autre méthode, applicable aux plus petits oscillateurs, a été donnée par Righi (¹⁸⁵); elle consiste à intercaler des éclateurs immédiatement avant l'oscillateur. La figure 454 représente la dispo-



sition schématique d'un oscillateur de Righi avec ces éclateurs. Ils remplissent le même but que les résistances, mais moins sûrement. Le raisonnement qui suit est vraisemblable :

Quand les boules A et B sont chargées par une machine à influence, il se produit entre A et C, B et D un champ électrique; si la tension est assez forte, les étincelles jaillissent entre A et C, B et D. Les étincelles établissent une communication momentanée entre K_1 et K_2 et la machine à influence; K_1 et K_2 reçoivent une certaine charge, qui augmente à mesure que le nombre d'étincelles croît. Quand K_1 et K_2 sont assez chargées, une étincelle éclate entre ces boules et donne naissance à l'oscillation (*). Pendant cette décharge, la tension entre A et C, B et D n'est pas assez forte pour provoquer des étincelles (**). Ces éclateurs permettent le chargement de l'oscillateur, mais l'isolent pendant la décharge. Pour son oscillateur miniature (293), Lebedew a employé indifféremment les résistances électrolytiques et les petits éclateurs.

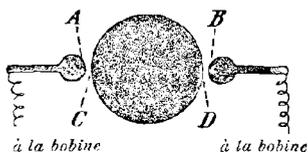
295. **Oscillateur de Lodge** (¹⁸⁶). — A l'aide du dispositif précédent, on peut réaliser des oscillations dans l'oscillateur de la figure 455, qui

(*) On peut, si les boules K_1 et K_2 sont assez grosses, vérifier *de visu* l'existence des étincelles entre A et C, B et D avant la décharge oscillatoire.

(**) En supposant que les longueurs d'étincelles en AC et BD sont réglées en rapport avec l'éloignement de K_1 et K_2 .

ne comprend qu'une seule boule. Le phénomène est le suivant. A et B sont chargées de signes contraires, jusqu'à ce qu'entre A et C, B et D jaillissent simultanément deux étincelles. Celles-ci mettent en communication, pendant un temps extrêmement court, la boule K et les deux pôles de la machine. Les points C et D reçoivent des charges de signes contraires. Il s'ensuit qu'un courant s'établit sur la boule entre C et D, ce courant produit un champ magnétique, etc., comme

Fig. 455.



dans tout autre oscillateur dont les deux moitiés ont reçu préalablement des charges de signes contraires. Les fréquences de ces oscillateurs ont été déterminées par Hull (1882) et J.-C. Bose (1887). Hull a trouvé que l'oscillateur de Lodge avait exactement la même fréquence que l'oscillateur de Righi ayant des boules de même diamètre (292); donc la longueur d'onde de ces oscillateurs est égale environ à cinq fois le diamètre de la boule. Cependant Bose a trouvé pour une boule d'un diamètre de $0^{\text{cm}},78$ une longueur d'onde de $1^{\text{cm}},84$, c'est-à-dire à peu près le double du diamètre de la boule.

IV. — AMORTISSEMENT DES OSCILLATEURS OUVERTS.

296. Oscillateur linéaire rectiligne. — L'amortissement des oscillateurs ouverts est qualitativement analogue à celui des circuits à condensateur (216). La raison de l'amortissement est dans la perte d'énergie pendant l'oscillation :

- 1° Par développement de chaleur Joule dans les fils;
- 2° Par développement de chaleur dans l'étincelle;
- 3° Par rayonnement.

Les décrets, qui correspondent à ces diverses pertes d'énergie considérées isolément, sont désignés comme au Chapitre IX, § III, par d_f , d_j , d_Σ , et le décrement total

$$d = d_f + d_j + d_\Sigma$$

est égal à la somme des décrets partiels.

a. Une détermination expérimentale du décrement total d'un oscillateur linéaire rectiligne est contenue dans l'Ouvrage plusieurs fois cité de Kiebitz. Il a trouvé, par la méthode de 336 *b*, avec son oscillateur de 250^{cm} de longueur et 0^{cm}, 25 de rayon de fil, comme décrement pour l'oscillation fondamentale 0,154, pour la deuxième oscillation supérieure 0,182. Le premier décrement donne un rapport d'amplitudes $\frac{100}{86}$, le second $\frac{100}{83}$.

b. L'amortissement par rayonnement a été calculé par M. Abraham (175). Les relations, auxquelles il est arrivé pour le $\delta\Sigma$ des oscillations fondamentale et supérieures, sont :

$$\begin{aligned} \text{Oscillation fondamentale} & \dots \delta\Sigma = 9,74\tau \\ \text{Première oscillation supérieure} & \dots \delta\Sigma = 6,23\tau \\ k^{\text{ième}} \text{ oscillation supérieure} & \dots \delta\Sigma = \frac{9,66 + 4 \log \text{nép}(k+1)}{k-1} \tau \end{aligned}$$

où τ représente la même grandeur qu'en 289 *b*, de sorte que, pour l'oscillation fondamentale,

$$\delta\Sigma = \frac{2,44}{\log \text{nép} \frac{l}{r}}$$

(*l* longueur totale, *r* rayon du fil). On trouve pour une longueur de fil de 100^m, avec différents rayons de fils, les résultats suivants :

<i>r</i> en millimètres ...	0,25	0,5	1	1,5	2	2,5
$\delta\Sigma$	0,18	0,20	0,21	0,22	0,225	0,23

c. D'après *b*, le décrement de rayonnement est plus faible pour les oscillations supérieures que pour l'oscillation fondamentale, et d'autant plus faible que l'oscillation supérieure est d'un ordre plus élevé. Quant aux facteurs d'amortissement par rayonnement $\delta\Sigma$, on tire des valeurs données pour $\delta\Sigma$ et de 289 *a* :

$$\begin{aligned} \text{Oscillation fondamentale} & \dots \delta\Sigma = 9,74 \frac{n}{2} \tau \\ \text{Première oscillation supérieure} & \dots \delta\Sigma = 12,46 \frac{n}{2} \tau \\ k^{\text{ième}} \text{ oscillation supérieure} & \dots \delta\Sigma = [9,66 + 4 \log \text{nép}(k+1)] \frac{n}{2} \tau \end{aligned}$$

si *n* est la fréquence de l'oscillation fondamentale. Le facteur d'amortissement est donc plus élevé pour les oscillations supérieures que pour l'oscillation fondamentale. Donc (217 *b*) l'amplitude des oscilla-

tions supérieures décroît plus rapidement, en un temps donné, que l'amplitude de l'oscillation fondamentale. Les oscillations supérieures peuvent être à peu près éteintes, alors que l'oscillation fondamentale se fait encore sentir nettement.

d. Si l'on calcule d'après les formules de *b* le décrement de rayonnement de l'oscillateur étudié par Kiebitz (*a*), on trouve pour l'oscillation fondamentale $\delta_{\Sigma} = 0,343$, pour la deuxième oscillation supérieure $\delta_{\Sigma} = 0,168$, correspondant à des décrets totaux de 0,154 dans le premier cas et de 0,182 dans le second. Le décrement de rayonnement serait donc, pour l'oscillation fondamentale, supérieur au décrement total; cela vient de ce que dans les mesures les hypothèses de la théorie ne sont que très imparfaitement justifiées. Le travail théorique d'Abraham suppose que l'oscillateur est isolé dans l'espace. Dans les mesures, dont les résultats doivent être comparés à ceux de la théorie, on doit au moins faire en sorte que les parois perturbatrices se trouvent à une distance de l'oscillateur grande par rapport à la longueur d'onde. Cette condition n'était guère réalisée pour l'oscillation fondamentale ($\lambda = 5^m$). On peut déduire des résultats obtenus que l'influence des parois de la pièce où l'on opère peut diminuer l'amortissement (*).

On doit admettre que pour la deuxième oscillation supérieure cette condition est approximativement réalisée, puisque la valeur observée $\delta = 0,182$ est compatible avec la valeur calculée $\delta_{\Sigma} = 0,168$. Il résulte de ces deux valeurs que presque tout le décrement est à mettre sur le compte du rayonnement; la perte par chaleur Joule et par chaleur d'étincelle n'ayant comparativement qu'un rôle secondaire.

e. Cela n'est exact, quant à la chaleur d'étincelle, qu'autant que la longueur d'étincelle est faible. Pour les grandes étincelles, l'amortissement peut, de ce fait, être notablement augmenté. La figure 456 représente les indications d'un thermique intercalé sur un oscillateur linéaire de 20^m de longueur totale; les abscisses sont les longueurs d'étincelle.

On observe, comme pour les circuits à condensateur (252 *f*), que l'effet du courant de l'oscillation n'augmente plus à partir d'une certaine longueur d'étincelle, quand on augmente celle-ci. Cela est dû à un fort accroissement du décrement.

f. On peut montrer par le calcul que le décrement par chaleur Joule δ_j est, dans les cas pratiques, très petit par rapport au décrement par rayonnement. Le décrement Joule peut être calculé, avec une

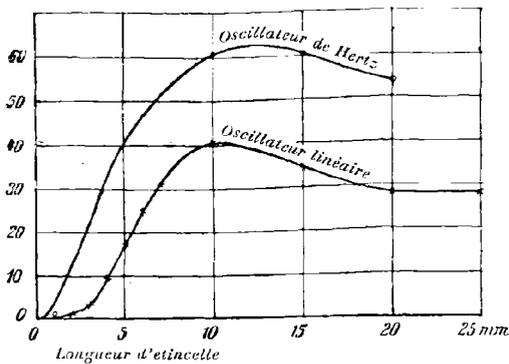
(*) Par contre, les masses métalliques situées au voisinage peuvent augmenter l'amortissement (conduites d'eau, de gaz) (338 *a*, nota).

exactitude suffisante pour un calcul de décharge, par la relation (188)

$$(1) \quad \delta_j = \frac{w}{2p}, \quad \delta_j = \frac{\delta_j}{\frac{n}{2}} = \frac{w}{np},$$

complètement analogue à la valeur correspondante du circuit à condensateur (217). w représente la résistance effective de l'oscillateur linéaire (233) et p la valeur prise dans la Table VIII e 2 du coefficient

Fig. 456.



de self-induction pour un fil isolé. Si l'on calcule par cette formule le décrement Joule δ_j , on le trouvera dans tous les cas pratiques bien inférieur à δ_Σ .

Cela ressort de l'exemple suivant : un oscillateur linéaire se compose de deux fils de cuivre de 50^m de longueur ($l = 100^m$), dont le diamètre est de 1^{mm} ($r = 0^m,05$). On a pour l'oscillation fondamentale, d'après b ,

$$\delta_\Sigma = 0,2,$$

d'après l'égalité (1),

$$\delta_j = 0,014,$$

et, d'après des calculs plus exacts (189),

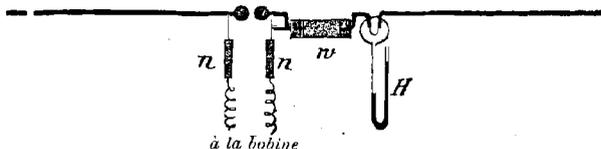
$$\delta_j = 0,013.$$

Le décrement Joule n'est donc environ que $\frac{1}{15}$ du décrement par rayonnement. De plus, dans l'exemple donné, le fil était mince par rapport à sa longueur; s'il devient plus épais, δ_j diminue encore par rapport à δ_Σ .

g. Une expérience simple montre que la chaleur Joule n'a qu'une

faible influence sur la grandeur totale du décrement. Une résistance électrolytique réglable w se trouve à peu près au milieu d'un oscillateur linéaire (*fig. 457*), ainsi qu'un thermique H. Aussi longtemps que

Fig. 457.



les électrodes sont au contact, c'est-à-dire que la résistance w n'intervient pas, le thermique donne 0,2 ampère ($l = 20^m$). Si l'on introduit progressivement la résistance, contrairement à l'expérience analogue avec les circuits à condensateur (244 a), l'indication de H ne tombe que très lentement. Par exemple, avec $w = 12$ ohms, on a encore une indication de 0,17 ampère. Comme la résistance effective du fil n'est environ que de 3 ohms (*), l'introduction d'une résistance de 12 ohms aurait dû avoir une tout autre influence, si la chaleur Joule avait le rôle principal dans l'amortissement (**).

297. Oscillateur linéaire presque fermé. — Pour la distribution du courant et la fréquence, il était, d'après 279 c et 289 d, à peu près indifférent d'employer un oscillateur rectiligne ou un cercle à peu près fermé. On va voir que pour l'amortissement ces deux oscillateurs ne se comportent pas de la même manière.

(*) Cette résistance de 3 ohms ne travaille que comme $\frac{3}{2}$ ohms au ventre du courant. Si w_1 représente la résistance effective de r^m du fil, l'effet calorifique pour $r^m = w_1 i_{\text{eff}}^2$, si i est la valeur du courant. Puisque i est différent en chaque point du fil, il en est de même de l'effet calorifique. Comme l'effet calorifique total est la somme des effets calorifiques dans les diverses parties du fil, on l'obtiendra en multipliant w_1 par la valeur moyenne du carré du courant i_{eff}^2 . Cette valeur est, comme on peut le déduire de 71 et 279 a, égale à $\frac{1}{2} \bar{i}_{\text{eff}}^2$ (\bar{i} étant le courant au ventre). L'effet calorifique dans tout le fil de longueur l centimètres est donc

$$\frac{1}{2} l w_1 \bar{i}_{\text{eff}}^2 = \frac{w}{2} \bar{i}_{\text{eff}}^2.$$

(**) Cette expérience n'est probante que si l'introduction de la résistance ne modifie pas l'amortissement par étincelle et par rayonnement. On donnera plus loin une meilleure démonstration (338 a).

a. L'amortissement d'un oscillateur linéaire, recourbé en cercle à peu près fermé, a été déterminé par V. Bjerknæs (190). Il a trouvé, pour un oscillateur de 123^{cm} de longueur et 0^{mm},25 de rayon (*), en fil de cuivre, le décrement total $\delta = 0,034$. Le décrement δ_j pour la chaleur Joule était de 0,007; il restait donc pour décrement de rayonnement $\delta_\Sigma = 0,027$. D'autres déterminations expérimentales ont été faites par S. Lagergreen (191), sur les oscillateurs linéaires presque fermés, pour un rayon de fil de 0^{cm},019 et diverses longueurs l ; il a trouvé :

Longueur l .	200 cm.	275 cm.	350 cm.
Fréquence n	8,26.10 ⁷ /sec	5,03.10 ⁷ /sec	4,36.10 ⁷ /sec
δ (valeur expérimentale)..	0,072	0,078	0,040
δ_j (calculé).....	0,013	0,014	0,015
$\delta_\Sigma = \delta - \delta_j$	0,060	0,065	0,025

Comme les oscillateurs de Lagergreen n'étaient point linéaires au sens exact du mot, mais présentaient entre leurs extrémités un petit condensateur de 9.10⁻⁶ microfarad de capacité, ces nombres ne peuvent être considérés que comme une limite inférieure pour δ ; ils ne sont d'ailleurs pas très éloignés de ceux qui correspondraient à un oscillateur strictement linéaire.

b. Si l'on calcule, par les formules de 296 b, le décrement de rayonnement, pour des oscillateurs linéaires rectilignes qui ont les mêmes dimensions que ceux de Lagergreen, on trouve, pour celui de 200^{cm},

$$\delta_\Sigma = 0,26$$

et, pour celui de 350^{cm},

$$\delta_\Sigma = 0,25.$$

Il s'ensuit que :

1° Même pour un oscillateur linéaire presque fermé, le décrement par rayonnement est plus grand que le décrement par effet Joule, mais relativement bien moins que pour un oscillateur rectiligne de mêmes dimensions.

2° Le décrement total pour un oscillateur presque fermé est bien moindre que pour un oscillateur rectiligne de mêmes dimensions.

298. Oscillateur de Hertz. — a. L'amortissement de l'oscillateur de Hertz fut l'objet de deux travaux de V. Bjerknæs (192), qui y appliqua

(*) Ces oscillateurs, comme ceux de Lagergreen, n'avaient pas d'éclateur. C'étaient en fait des résonateurs circulaires (315), et la méthode d'expérience était celle des résonances

deux méthodes de recherches se rapportant au même oscillateur. La capacité de chaque extrémité était formée par une plaque en laiton de 40^{cm} de diamètre; le conducteur était constitué par un fil de 204^{cm} de longueur et 2^{mm} de diamètre; la longueur d'onde λ de l'oscillation égale 443^{cm}, d'où une fréquence $n = 1,35 \cdot 10^8$ /sec. L'une des méthodes, celle de la résonance (336), donne pour l'amortissement total

$$d = 0,26,$$

et l'autre méthode,

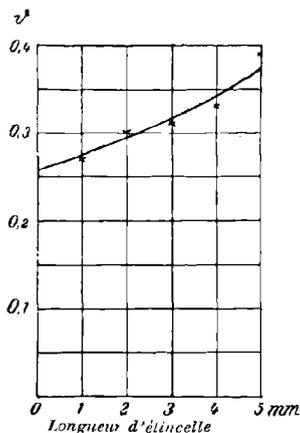
$$d = 0,22.$$

b. Il résulte d'un travail théorique de M. Plank (¹⁹²⁴) que la chaleur Joule ne joue qu'un rôle très restreint par rapport à celui du rayonnement dans l'amortissement de l'oscillateur de Hertz. On peut le montrer comme pour l'oscillateur linéaire (296 g). Le résultat d'une expérience de ce genre sera développé plus tard.

c. De même l'amortissement par l'étincelle, tant que celle-ci est courte, n'est pas prédominant.

Bjerknes a trouvé pour l'oscillateur décrit en a les valeurs marquées par des croix sur la figure 458, en augmentant progressivement la lon-

Fig. 458.



gueur d'étincelle de 1^{mm} à 5^{mm}. Si l'on suppose cette courbe continuée jusqu'à sa rencontre avec l'axe des ordonnées, ainsi qu'elle paraît devoir le faire d'après sa forme générale, on trouve, pour le décrement correspondant à une longueur d'étincelle nulle, $d = 0,26$ environ. Pour 1^{mm} d'étincelle, $d = 0,27$; il y a donc environ 4 pour 100 à mettre

sur le compte de l'étincelle dans l'amortissement. Pour les grosses étincelles, l'influence de δ_f est importante. Cela ressort de la courbe supérieure de la figure 456, qui représente la variation de l'effet du courant avec la longueur d'étincelle (*voir* 296 *e*).

d. Pour les études qui vont suivre, il est intéressant de comparer l'amortissement par rayonnement dans l'oscillateur de Hertz et dans un oscillateur linéaire de même fréquence ou de même longueur. Pour un oscillateur linéaire de même fréquence et de même épaisseur de fil que l'oscillateur de Hertz de $\alpha \left(\frac{\lambda}{2} = 221^{\text{cm}}, 5 \right)$, les formules de 296 *b* donnent

$$\delta_{\Sigma} = 0,317;$$

pour un oscillateur linéaire de même longueur que l'oscillateur de Hertz, on a environ 0,320.

e. Le résultat est donc que :

1° L'amortissement dans l'oscillateur de Hertz est causé principalement par le rayonnement; la chaleur Joule et la chaleur d'étincelle, tant que les étincelles restent petites, ont peu d'influence.

2° L'amortissement total et par suite l'amortissement par rayonnement sont, pour un oscillateur de Hertz, peu différents de ce qu'ils seraient pour l'oscillateur linéaire de même longueur ou de même fréquence. Ceci n'est exact que si le conducteur n'est pas très court, et que si les capacités des extrémités ne sont pas très grosses.

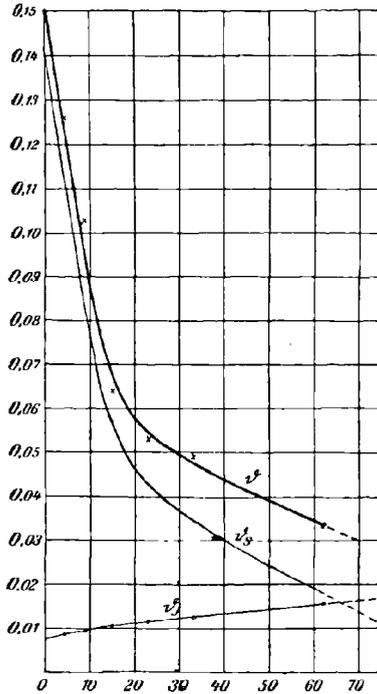
299. Bobines. — Pour les décréments des oscillations propres des bobines, on n'a pas pour le moment de recherches suffisamment exactes. Mais il résulte d'expériences assez anciennes (339) que leur amortissement peut être bien moindre que celui des oscillateurs linéaires ou de Hertz; il est environ de l'ordre de grandeur de celui qu'on obtient avec des circuits à condensateur avec étincelle.

300. Comparaison des oscillateurs ouverts et des circuits à condensateur. — *a.* On a établi (220 *b*) que l'amortissement d'un circuit à condensateur était surtout dû au développement de chaleur dans le fil et dans l'étincelle. L'amortissement par rayonnement n'a dans ce cas qu'une influence minime. Dans les oscillateurs ouverts, à l'exception des bobines, le rapport est exactement le contraire; c'est le rayonnement qui cause l'amortissement, l'effet Joule et la chaleur d'étincelle n'ayant que peu d'influence.

Les mesures de Lagergreen (¹⁹¹) sont sous ce rapport instructives. Il construisait des oscillateurs, en joignant à un condensateur de

capacité variable un fil de 320^{cm} de longueur recourbé circulairement. Il obtint, avec diverses capacités, les valeurs du décrétement total et du décrétement Joule marquées par des petites croix (fig. 459), et qui sont

Fig. 459.



reliées par les courbes supérieure et inférieure. On en déduit les valeurs de δ_{Σ} (courbe du milieu) (*). Tant que la capacité aux extrémités est petite, l'oscillateur peut être considéré à la rigueur comme un oscillateur linéaire presque fermé (297), δ_{Σ} surpasse de beaucoup δ_j ; mais plus la capacité augmente, plus le décrétement par rayonnement diminue. Les courbes font prévoir que, vraisemblablement, pour une capacité plus forte les courbes δ_j et δ_{Σ} se couperaient, et que pour une capacité encore plus grande le décrétement par rayonnement serait petit par rapport au décrétement Joule. La courbe montre donc comment la loi d'amortissement des oscillateurs linéaires presque fermés n'est

. (*) δ_j sur la figure.

qu'un prolongement de celle des circuits à condensateur à courant quasi stationnaire. .

b. Quant à la grandeur de l'amortissement total donnée par la courbe supérieure, les mesures de Lagergreen montrent qu'elle décroît notablement quand on passe de l'oscillateur linéaire presque fermé au circuit à condensateur. Pour les circuits à condensateur sans étincelle, il est possible d'obtenir des oscillations d'une fréquence de 10^6 à 10^7 /sec, dont le décrément ne dépasse guère 0,005 (340 *d*). On ne peut certainement obtenir des oscillations si peu amorties avec des oscillateurs linéaires ouverts ou même avec des oscillateurs linéaires presque fermés. Mais les circuits à condensateurs avec étincelle peuvent aussi donner des oscillations (voir Table XVII et 296 *b*) qui, par rapport à celle des oscillateurs ouverts correspondants, sont peu amorties.

c. Il y a encore une différence essentielle entre le circuit à condensateur et l'oscillateur ouvert. Au commencement, avant que l'oscillation se produise, l'énergie totale contenue dans le système est identique à l'énergie du champ électrique qui est produit par chargement des deux moitiés de l'oscillateur. Pour une tension (longueur d'étincelle) donnée, cette énergie est proportionnelle à la capacité d'une moitié d'oscillateur ou du condensateur.

On déduit facilement de 288 *c* et de la Table II que, pour la même fréquence, l'appareil le plus avantageux sera le circuit à condensateur, puis l'oscillateur de Hertz et enfin l'oscillateur linéaire rectiligne. Quant aux bobines, elles seront, d'après 291 *a*, meilleures que les oscillateurs linéaires si elles sont larges et courtes, plus mauvaises si elles sont longues et étroites.

On peut le démontrer facilement en comparant la capacité des moitiés d'oscillateurs de différentes sortes et celle d'un circuit à condensateur de même fréquence. On trouve alors que, des oscillateurs ouverts, le meilleur est celui de Hertz, et qu'il est d'autant meilleur que ses masses terminales sont plus grosses et qu'en même temps la longueur du conducteur est plus courte. De même sous ce rapport les bobines larges et courtes sont préférables aux bobines longues et étroites; mais tous ces oscillateurs sont bien loin derrière les circuits à condensateur de capacité même modérée.

On en donne encore une autre démonstration; on charge avec une machine à influence les différents oscillateurs de même fréquence (*) dont on a mesuré la capacité, et l'on tâche de faire jaillir exactement

(*) Il est facile de montrer que les différents oscillateurs ont la même fréquence, en les disposant suivant la méthode de 330.

la même étincelle entre les deux boules de l'éclateur reliées aux pôles de la machine. Pour un même nombre de tours, la machine donne dans le même temps à peu près la même quantité d'électricité (*). Les oscillateurs seront donc chargés d'autant plus rapidement que leur capacité sera plus faible, et les étincelles se suivront d'autant plus rapidement également. On trouve que l'intervalle entre les étincelles est maximum pour un circuit à condensateur, plus faible pour un oscillateur de Hertz; il est moindre encore pour un oscillateur linéaire, et enfin le plus faible possible pour une bobine longue et étroite.

(*) Il est recommandé de faire tourner la machine à l'aide d'un petit moteur. Les oscillateurs devront être bien isolés.

CHAPITRE XIII.

ACTION D'UNE OSCILLATION NON AMORTIE SUR UN OSCILLATEUR.

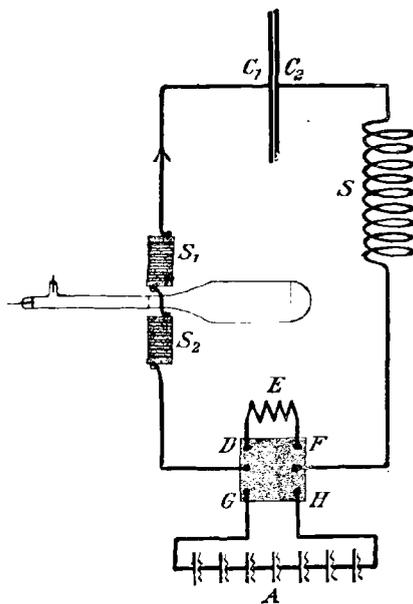
301. Production d'oscillations propres dans les oscillateurs électriques. — *a.* Dans les Chapitres IX et XII, on a implicitement ou explicitement supposé que les oscillateurs sont d'abord chargés électriquement; que, par conséquent, un champ électrique est produit d'abord dans le système, et que celui-ci est ensuite abandonné à lui-même. L'apparition de ce champ électrique donne naissance à tous les phénomènes qui ont été décrits sous le nom d'*oscillations propres du système*. Mais il n'est nullement nécessaire qu'un champ électrique soit établi directement. L'expérience de la bobine d'induction avec un circuit à condensateur (215) le prouve. On avait là à l'instant initial un courant électrique, ou, ce qui revient au même, un champ magnétique, puis on abandonnait à lui-même le circuit à condensateur. Il en résultait les mêmes oscillations que si l'on avait primitivement chargé le condensateur.

b. L'existence initiale du champ électrique ou du champ magnétique n'est pas seulement équivalente; mais la manière dont ces champs s'établissent est aussi, jusqu'à un certain point, indifférente. Il s'ensuit que, certains côtés pratiques mis à part, on ne fera aucune différence pour les oscillations, que la charge ait été effectuée par une machine à influence ou une bobine d'induction. Dans le premier cas, le champ électrique augmente assez lentement d'intensité et peut être regardé comme à peu près constant à un moment donné, alors que dans le second cas il s'établit très rapidement.

Il en est de même quand le champ initial est magnétique. Le cas de 215 montrait l'analogie magnétique de la charge par une machine à influence, le champ magnétique initial pouvant être considéré comme constant. On peut obtenir une certaine analogie magnétique de la charge par bobine d'induction de la manière suivante : Un circuit à condensateur, qui, en outre d'un grand condensateur à papier C_1C_2 , contient une bobine S et deux bobines plus petites S_1

et S_2 pour dévier les rayons cathodiques d'un tube de Braun, peut être mis par un commutateur en communication avec les pôles d'une batterie d'accumulateurs A (*fig.* 460). Quand la communication est établie, il se produit un courant dans le condensateur, et par suite un champ magnétique rapidement croissant. Mais le courant ne circule pas dans une direction fixe jusqu'à ce que les armatures du condensateur soient chargées à la tension de la batterie d'accumulateurs. Le champ magnétique s'établissant avec rapidité a comme conséquence

Fig. 460.



de nombreuses oscillations dans le circuit à condensateur, comme le montre la courbe de courant photographiée figure 461 (*). On peut prouver, en changeant la position du commutateur, que ces oscillations sont identiques comme fréquence et amortissement à celles obtenues par décharge du même circuit à condensateur (*voir* 204 (**))-

(*) Capacité du condensateur, 7,8 microfarads. Coefficient de self-induction du circuit, 0,09 henry, $n = 380/\text{sec}$.

(**) On suppose que la partie DEF (*fig.* 460) possède la même résistance et la même self-induction que GAH. Si S est une grosse bobine à noyau de fer, l'influence de GAH sur la fréquence et l'amortissement est insensible. On peut alors joindre D et F par un fil de cuivre quelconque.

c. On voit donc que, d'une manière tout à fait générale (¹⁹³), chaque système de force électrique ou magnétique, qui travaille dans un circuit à condensateur ou un autre oscillateur électromagnétique, a pour conséquence d'établir dans cet oscillateur une oscillation propre, c'est-à-dire caractérisée pour un même appareil par sa fréquence et son amortissement. L'amplitude et la phase de l'oscillation propre dépendent de la constitution de la force électrique ou magnétique extérieure.

Cela ne veut pas dire qu'en dehors des oscillations propres il ne s'en puisse établir d'autres; dans des conditions particulières l'amplitude de l'oscillation propre peut même devenir nulle et celle-ci ne plus intervenir.

302. Oscillations propres dans la charge d'un condensateur. — La détermination de l'amplitude et de la phase des oscillations propres sera particulièrement simple, dans l'exemple de 301 b, pour la charge d'un condensateur.

a. Si Ψ_1 représente la tension de la batterie d'accumulateurs, Ψ_2 la tension que les oscillations communiquent aux armatures du condensateur, la tension totale entre les plaques sera

$$(1) \quad \Psi = \Psi_1 + \Psi_2;$$

est le courant dans le circuit à condensateur. Il faut remplir les conditions suivantes : au moment où le circuit à condensateur est relié aux pôles de la batterie,

$$(2) \quad i = 0,$$

le courant n'existant pas encore; on a, à cet instant,

$$(3) \quad \Psi = 0,$$

puisque la charge du condensateur et par suite sa tension ne peuvent prendre naissance que par le courant i .

On a, comme condition générale,

$$(4) \quad i = c \Psi' \quad (185 b)$$

(c capacité du condensateur), i désignant le courant dans la direction de la flèche de la figure 460 et Ψ la tension de C_1 par rapport à C_2 . La relation (4) montre que i est en avance sur Ψ de 90° dans la phase,

d'autant plus exactement que l'amortissement du circuit à condensateur est plus faible (248 b).

Les conditions (2) et (4) déterminent immédiatement les positions respectives des courbes de i et de Ψ_2 (*) représentées figure 462. Au

Fig. 461.

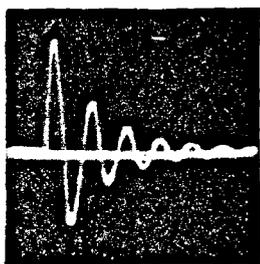
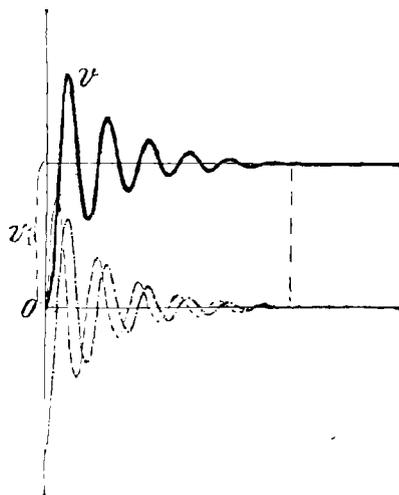


Fig. 462.



premier moment, Ψ_2 a tout de suite sa valeur minima (négative) Ψ_{20} . La grandeur de cette amplitude se déduit des égalités (1) et (3),

$$\Psi_{20} = \Psi_{10}.$$

La courbe de la tension totale Ψ est donc celle tracée en trait fort dans la figure 462.

En résumé, l'influence des oscillations propres se fait sentir de telle sorte que la tension entre les armatures du condensateur ne prenne pas immédiatement sa valeur définitive Ψ_1 , mais oscille quelque temps autour de cette valeur.

b. Dans la figure 463, on a représenté la courbe du courant quand on introduit dans le circuit à condensateur de la figure 460 une résistance encore plus élevée (**), et par suite quand on augmente l'amor-

(*) Courbe i en traits, courbe Ψ_2 en traits et points. La première, identique à celle de la figure 461.

(**) Quatre lampes en parallèle (32 bougies, 123 volts).

tissement des oscillations. La courbe correspondante de Ψ est tracée en trait fort à la figure 464. Si l'on compare avec la figure 461, on voit

Fig. 463.

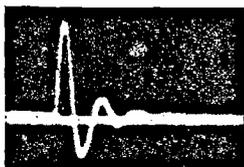
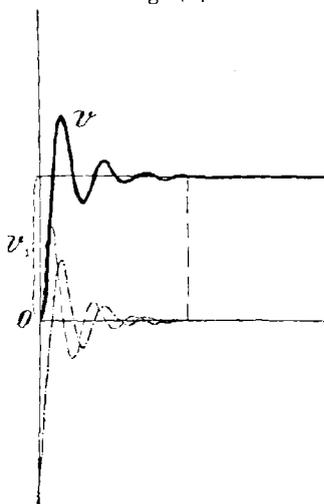


Fig. 464.



que le condensateur arrive d'autant plus vite à une tension stable que les oscillations propres sont plus amorties.

I. — INFLUENCE DES OSCILLATIONS PROPRES. CAS GÉNÉRAL.

303. Possibilité des oscillations propres. — Il semble en contradiction directe avec ce qui a été dit Chapitre VIII, § II, qu'une force électromagnétique quelconque puisse susciter dans un oscillateur des oscillations qui soient propres à cet appareil en tant que fréquence et amortissement ($301 c$). Il s'agissait alors d'une force électromotrice extérieure non amortie, agissant sur un circuit à condensateur, c'est-à-dire, d'après le Chapitre IX, sur un système susceptible de produire des oscillations propres électromagnétiques. On avait conclu que la fréquence des oscillations observées n'était pas propre au circuit à condensateur, mais était déterminée par la FEM extérieure, et que l'oscillation était amortie comme la FEM extérieure, c'est-à-dire qu'elle ne l'était généralement pas. Puisque les relations du § II, Chapitre VIII, sont constamment vérifiées par l'expérience, il ne peut y avoir aucun doute sur l'existence d'oscillations non amorties de la fréquence des forces extérieures agissant dans le circuit à con-

densateur. Il reste à savoir si, en outre de ces *oscillations forcées* par la FEM extérieure, il n'existe pas des oscillations propres amorties, dont la fréquence et l'amortissement soient propres au circuit à condensateur.

Une chose est déjà certaine : si ces oscillations propres se produisent dès la fermeture du circuit à condensateur, elles doivent devenir insensibles peu après, à cause de leur grand amortissement. Dans le cas de la figure 461, par exemple, l'amplitude des oscillations propres après 12 demi-périodes, c'est-à-dire puisque la fréquence est de 380/sec après $\frac{12}{380} = \frac{1}{30}$ de seconde environ, est devenue presque insensible.

Le moyen d'ailleurs avec lequel les rapports du Chapitre VIII ont été vérifiés est le thermique, qui a besoin d'une seconde au moins après la fermeture du courant pour établir son indication suivant ce courant. Si donc dans les expériences du Chapitre VIII il s'était produit des oscillations propres, on n'aurait guère pu les observer. Ce qu'on avait mesuré alors étaient les oscillations forcées, et ces expériences ne sauraient être invoquées contre l'existence des oscillations propres.

304. Nécessité des oscillations propres. — L'apparition des oscillations propres dans les circuits à condensateur n'est pas seulement possible dans les expériences du Chapitre VIII. Elles permettent d'éviter une contradiction, que les phénomènes introduisent, quand on néglige ces oscillations propres.

On a établi à **185 b** que, dans un conducteur contenant un condensateur, le courant i et la tension φ entre les armatures du condensateur diffèrent de 90° dans la phase, c'est-à-dire que, quand le courant est nul, la tension a sa valeur maxima φ_0 . Si, maintenant, on fait agir sur un tel circuit à condensateur une FEM oscillatoire \mathcal{E}_a , en mettant les extrémités du fil en communication avec les pôles secondaires d'un transformateur de courant alternatif, et qu'on ferme le courant, au premier moment le courant $i = 0$, comme à **302 a**.

Mais alors, comme à **302 a**, la tension φ entre les armatures du condensateur est également nulle, puisque le condensateur n'est pas chargé et ne peut l'être que par le courant. Par conséquent, les relations de **193** ne sont applicables qu'après l'établissement du courant, leur valabilité reposant sur **185 b**.

Si l'on admet, en outre des oscillations forcées, d'autres oscillations propres, les relations du Chapitre VIII ne se heurtent à aucune contradiction. A chaque moment, la tension totale φ se compose de la tension φ_1 , que reçoivent les armatures en vertu des oscillations forcées, et de la tension φ_2 provenant des oscillations propres. De même le courant total i se compose de deux parties i_1 et i_2 , provenant

de ces deux sortes d'oscillations. Les relations, qui au commencement doivent être

$$(1) \quad i = i_1 + i_2 = 0,$$

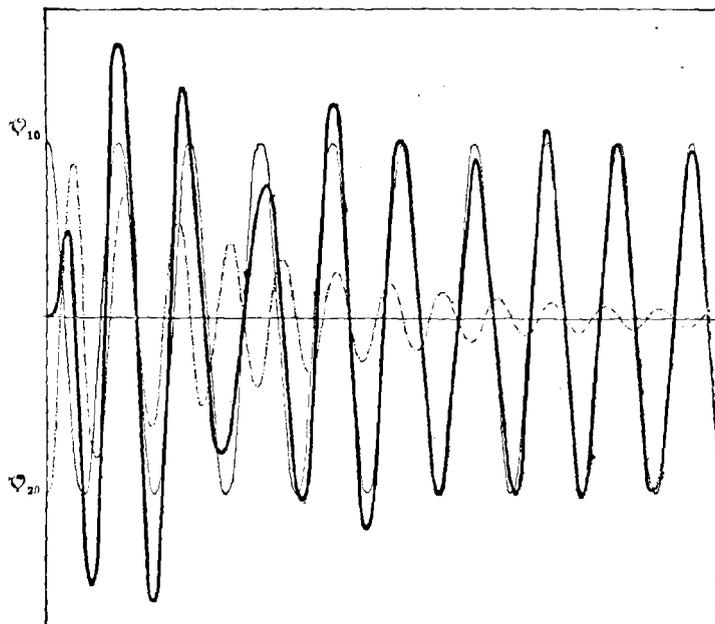
$$(2) \quad \Psi = \Psi_1 + \Psi_2 = 0,$$

peuvent être très bien remplies, puisque l'amplitude et la phase des oscillations propres sont encore disponibles pour satisfaire à l'égalité.

305. Amplitude et phase des oscillations propres. — La détermination de l'amplitude et de la phase des oscillations propres sera surtout simple, quand les oscillations propres des circuits à condensateur (ou en général des oscillateurs) ne seront pas trop amorties, de sorte que δ_2^2 soit petit par rapport à $(\pi n_2)^2$ (δ_2 amortissement, n_2 fréquence des oscillations propres). Le courant i_2 diffère alors de Ψ_2 de 90° dans la phase, comme dans les oscillations non amorties (248 b). On l'admet dans ce qui suit.

a. La courbe de tension Ψ_1 pour l'oscillation forcée est celle tracée

Fig. 465.



en trait fin dans la figure 465, et l'on suppose qu'elle est au moment de la fermeture du courant à son maximum Ψ_{10} . Dans ce cas on se

convainc très facilement qu'on satisfait aux conditions des égalités (1) et (2), si l'on a en grandeur pour l'amplitude de l'oscillation propre

$$\Psi_{20} = \Psi_{10},$$

et si l'on choisit la phase de sorte que Ψ_2 à l'instant initial passe par son minimum et ait pour valeur $-\Psi_{20}$ (courbe traits et points de la figure 465). A l'instant initial,

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 = \Psi_{10} - \Psi_{20} = 0.$$

et $i = i_1 + i_2$ est aussi nul, puisque dans cette hypothèse i_1 et i_2 sont nuls.

La courbe de tension réelle, résultante de Ψ_1 et Ψ_2 , est marquée en trait fort sur la figure 465. C'est une courbe assez compliquée, qui d'ailleurs au bout de peu de périodes se confond avec la courbe des oscillations forcées, et cela d'autant plus vite que les oscillations propres du circuit à condensateur sont plus amorties.

b. Si le moment où se produit la fermeture du courant est tel que la tension de l'oscillation forcée soit exactement nulle, le courant est maximum, la courbe du courant sera exactement la même que la courbe de la tension; il suffit dans ce qui a été dit de remplacer Ψ par i , ainsi que dans la figure 465.

c. Deux cas plus étendus, et dans lesquels les relations entre les oscillations propres et les oscillations forcées sont simples, sont les suivants :

1° La FEM extérieure \mathcal{E}_a , agissant sur le circuit à condensateur, est maxima ou minima quand on ferme le courant.

On a alors, comme le montre un calcul simple (19*), pour l'amplitude Ψ_{10} de l'oscillation forcée et l'amplitude Ψ_{20} de l'oscillation propre,

$$\frac{\Psi_{20}}{\Psi_{10}} = \sqrt{\frac{(\pi \mu_2)^2 + \delta_2^2}{(\pi \mu_2)^2}} \quad (*),$$

ou, si l'oscillation n'est pas très amortie,

$$\Psi_{20} = \Psi_{10}.$$

L'amplitude de la tension de l'oscillation propre sera égale en grandeur à celle de l'oscillation forcée.

On trace par conséquent la courbe de l'oscillation forcée Ψ_1 d'après les relations de 193, puis celle de l'oscillation propre Ψ_2 avec la même amplitude que la précédente. On renverse ensuite la courbe Ψ_2 , de

(*) Relation exacte pour une valeur quelconque de l'amortissement.

sorte que sa valeur à l'établissement du courant soit égale et de signe contraire à la valeur initiale de \mathcal{V}_1 (*).

2° La FEM extérieure, agissant sur le circuit à condensateur, est exactement nulle au moment de l'établissement du courant.

On a alors

$$\frac{\mathcal{V}_{20}}{\mathcal{V}_{10}} = \frac{n_1}{n_2} \quad (**),$$

ou, approximativement (185 c et 248 b),

$$i_{20} = i_{10}.$$

L'amplitude du courant de l'oscillation propre est égale à celle de l'oscillation forcée. La construction de la courbe de courant se fera donc d'après les mêmes règles que celle de la courbe de tension dans le cas 1°.

d. On peut démontrer expérimentalement l'existence d'oscillations propres dans les circuits à condensateur, au moment et peu après l'établissement du courant, au moyen des tubes de Braun. L'observation dans le miroir tournant suffit pour la démonstration, en se servant du dispositif obtenu en remplaçant dans la figure 460 la batterie d'accumulateurs par un circuit à courant alternatif. Si l'on ferme le commutateur sur le courant alternatif, on voit dans le miroir tournant des courbes comme celles de la figure 465, que l'on reconnaît facilement comme la résultante d'une oscillation non amortie (oscillation forcée) et d'une oscillation amortie (oscillation propre).

306. Élévation de la tension par l'introduction d'un condensateur.

— La courbe tracée en trait fort de la figure 465 montre une apparence particulière. L'action simultanée des oscillations propre et forcée a pour conséquence, par exemple dans la troisième demi-oscillation, d'élever la tension bien au-dessus de ce qu'elle serait si l'oscillation forcée existait seule. On peut donc, par l'introduction d'un condensateur et d'une bobine (d'après 199 f, également par l'introduction d'un long câble), obtenir une tension et, par suite, un courant initiaux bien supérieurs à ceux que l'on obtient pendant l'exploitation normale (**).

(*) La position de la courbe ne sera pas ainsi complètement déterminée. Elle le sera par la condition initiale $i_2 = -i_1$. La position exacte de la courbe est alors unique.

(**) Relation exacte pour une valeur quelconque de l'amortissement.

(***) Voir 93 c. Les phénomènes seront aussi les mêmes par introduction d'un condensateur sans self-induction notable.

On peut donner la preuve expérimentale de l'existence de cette forte tension et d'un fort courant par le tube de Braun.

Le dispositif est celui de 305 *d*. Les deux points G et H de la figure 460 ne sont pas réunis à une batterie d'accumulateurs, mais aux deux bornes d'un courant alternatif (*). Si on lance le courant à l'aide du commutateur, on observe dans certaines circonstances qu'au premier moment la tache lumineuse du tube de Braun est beaucoup plus déviée que sous l'influence de l'oscillation forcée seule. Le courant doit par conséquent augmenter beaucoup d'intensité, peu après l'introduction du courant alternatif dans le circuit à condensateur.

II. — INFLUENCE DES OSCILLATIONS PROPRES. RÉSONANCE.

307. **Conditions de résonance.** — *a*. On a dit, dans 194 *b*, que dans un circuit à condensateur le courant i sera très fort, quand la fréquence n_1 (n dans 194) de la FEM extérieure agissant dans le circuit sera telle que l'inductance soit égale à la condensance (ou capacitance)

$$(1) \quad \pi n_1 p = \frac{1}{\pi n_1 c} \quad (**).$$

C'était une conséquence de la relation entre i et \mathcal{E}_a .

$$(2) \quad i_0 = \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{\sqrt{\omega^2 + \left(\pi n_1 p - \frac{1}{\pi n_1 c}\right)^2}},$$

donnant une valeur maxima pour i_0 , quand la parenthèse du dénominateur est nulle.

Il suffit d'une légère transformation de la formule

$$(3) \quad \varphi_0 = \frac{1}{\pi n c} \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{\sqrt{\omega^2 + \left(\pi n p - \frac{1}{\pi n c}\right)^2}} \quad [\text{égalité (2), 185; égalité (2), 248 } b],$$

pour voir que dans ce cas l'amplitude φ_0 de la tension entre les armatures du condensateur sera maxima (***) .

(*) On recommande d'employer des bobines sans noyau de fer. Le phénomène se produit aussi avec les bobines à noyau de fer, mais on ne sait pas alors si cela est pour la raison précédente.

(**) Voir 233, 239 et 259; p , c et ω de 194 sont remplacés par p , c et ω .

(***) En supposant que l'oscillation du circuit à condensateur ne soit pas très amortie (voir 313).

Quant à 194 *b*, on donnait à ce phénomène le nom de *résonance*; on ne pouvait avancer en justification de cette appellation que le nom semblable donné en Acoustique au renforcement des oscillations pour une fréquence donnée, la force extérieure qui agit dans le circuit restant constante. On sait d'ailleurs, en Acoustique, que cette fréquence, pour laquelle un système donné réagit fortement, est identique ou à peu près à la fréquence des oscillations propres du système.

Il reste à savoir si quelque chose de semblable ne se produit pas aussi dans la résonance électromagnétique (194 *b*). Au Chapitre VIII cette question ne se posait pas, car il n'était pas encore question d'oscillations propres des circuits à condensateur. On peut y répondre affirmativement maintenant, au moins pour les oscillations propres peu amorties. La condition pour la résonance [égalité (1)] peut en effet s'écrire

$$(4) \quad n_1 = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}$$

On a d'ailleurs pour la fréquence n_2 du circuit à condensateur peu amorti

$$(5) \quad n_2 = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}} \quad [209, \text{égalité (4 a)}];$$

donc l'égalité (1) est équivalente à

$$(6) \quad n_1 = n_2,$$

c'est-à-dire : si dans un circuit à condensateur de faible amortissement on fait agir une FEM extérieure oscillatoire, les oscillations produites dans le circuit à condensateur seront particulièrement fortes, quand la fréquence de la FEM extérieure et la fréquence des oscillations propres du circuit à condensateur seront les mêmes. On dit fréquemment, dans ce cas, que le circuit à condensateur est accordé sur la fréquence de la FEM extérieure.

La résonance électrique est donc sous ce rapport l'analogie absolue de la résonance acoustique.

b. La relation de l'égalité (5) et par suite les conclusions qui suivent ne sont pas rigoureusement exactes; mais l'inexactitude n'est pas sensible tant que l'amortissement du circuit à condensateur n'est pas très fort. Pour le cas général, la relation exacte est la suivante :

$$(5 a) \quad n_2 = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \delta^2} \quad [222, \text{égalité (1 a)}]$$

ou

$$\frac{1}{LC} = \pi^2 n_2^2 + \delta^2,$$

et à la place de l'égalité (6) on a

$$(6 a) \quad \pi^2 n_1^2 = \pi^2 n_2^2 + \delta^2$$

ou

$$(6 b) \quad n_1 = n_2 \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\pi n_2}\right)^2} = n_2 \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}.$$

Par conséquent, en général, la résonance, c'est-à-dire le cas où l'oscillation produite atteint un maximum, est différente de l'isochronisme, c'est-à-dire du cas où la fréquence de l'oscillation propre et celle de l'oscillation forcée sont égales.

c. Ce que l'on a dit en *a* et *b* n'est pas exact seulement pour les circuits à condensateur, pour lesquels cela a pu être déduit élémentairement de relations antérieures. Ces propositions conservent leur valeur quand une oscillation non amortie de fréquence n_1 agit sur un oscillateur dont les oscillations propres ont la fréquence n_2 et le facteur d'amortissement δ (193).

308. Accroissement de l'amplitude par résonance. — *a.* L'accroissement de l'amplitude du courant et de la tension dans le cas de la résonance est donné par les relations de 194. Dans l'égalité (1) de 194, en remplaçant ω par $2\pi\delta$ [217, égalité (2)], on a

$$(1) \quad i_0 = \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{2p\delta},$$

d'où l'on tire, ainsi que de 185, égalité (4 a),

$$(2) \quad \psi_0 = \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{p \cdot 2\pi n \delta} = \pi n \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{2\delta}.$$

Les amplitudes du courant et de la tension croissent d'autant plus que l'amortissement du circuit à condensateur est plus faible. Il en est de même pour un oscillateur quelconque, sur lequel agit une oscillation extérieure non amortie.

b. Les règles de 305 montrent de quelle manière les amplitudes du courant et de la tension augmentent. Ces règles sont particulièrement simples dans le cas précédent, où la fréquence des oscillations forcées coïncide avec celle des oscillations propres (*). Les deux cas considérés plus loin sont ceux pour lesquels, au moment où le circuit à condensateur est fermé :

1° La FEM extérieure \mathcal{E}_a est exactement nulle (305 c, 2°);

(*) On suppose que l'amortissement n'est pas très grand, ce qui doit être admis dans la suite.

2° La FEM extérieure \mathcal{E}_a est maxima ou minima (305 c, 1°).
 Dans le cas 1°, le courant i_1 de l'oscillation forcée est au commen-

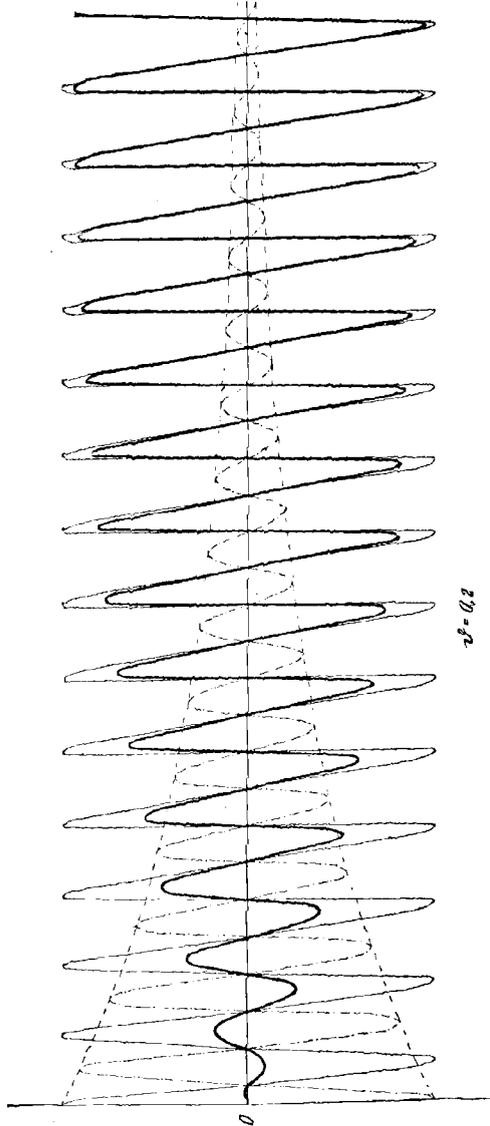


Fig. 466.

cement identiquement nul [194, égalité (1)], la tension \mathcal{Q}_1 de l'oscillation forcée est par conséquent maxima (cas 305 a). L'amplitude de

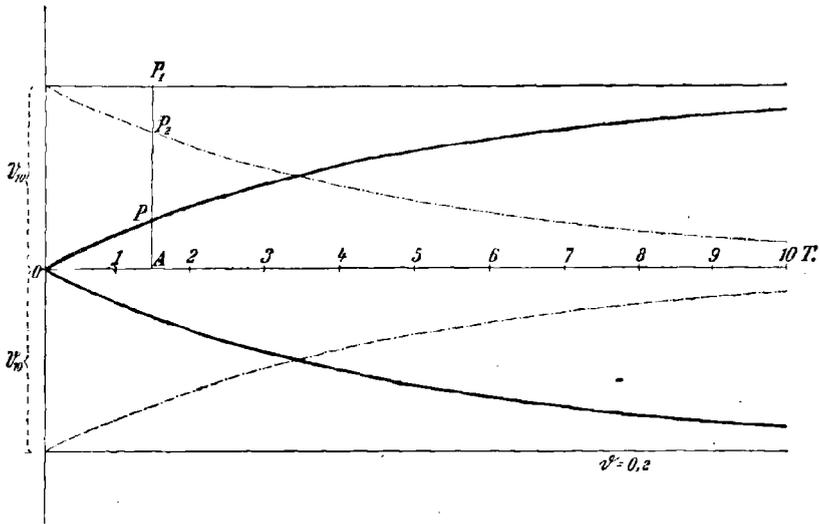
la tension \mathcal{Q}_{20} de l'oscillation propre est alors égale à celle \mathcal{Q}_{10} de l'oscillation forcée, et la tension de l'oscillation propre passe par un minimum au commencement. La courbe de tension de l'oscillation propre ne peut donc avoir que la forme de la courbe en traits et points de la figure 466. Comme la courbe de tension de l'oscillation forcée est celle figurée par un trait mince, la résultante de ces deux courbes sera l'oscillation figurée par un trait fort sur la figure 466.

Dans le cas 2° (voir 305 b), on a, pour les courbes de courant, exactement ce qui vient d'être dit pour les courbes de tension.

Le résultat est, dans ces deux cas, une oscillation qui monte progressivement à la valeur que possède l'amplitude de l'oscillation forcée.

c. Il n'était pas nécessaire, dans les cas précédents, de dessiner complètement les courbes de courant ou de tension. Ce qui est inté-

Fig. 467.



ressant se déduit déjà des courbes d'amplitudes seules (217 b). Comme les oscillations propre et forcée ont la même fréquence et diffèrent de 180° dans la phase, l'amplitude de l'oscillation résultante est à chaque instant la différence des amplitudes des oscillations composantes. On peut donc obtenir de la manière suivante la courbe des amplitudes de l'oscillation résultante. P_1 est un point de la courbe d'amplitudes de l'oscillation forcée correspondant à l'abscisse A

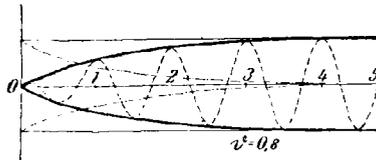
(fig. 467), P_2 un point de la courbe d'amplitudes de l'oscillation propre correspondant à la même abscisse; le point P de la courbe d'amplitudes de l'oscillation résultante pour la même abscisse sera défini par

$$(3) \quad AP = AP_1 - AP_2 = P_1 P_2.$$

Dans le cas précédent, la courbe d'amplitudes de l'oscillation forcée non amortie est une parallèle (*) à l'axe des abscisses à la distance Φ_{10} [ligne en trait mince (fig. 467)]. La courbe d'amplitudes de l'oscillation propre amortie est une exponentielle (*) d'après 217 b (courbe traits et points). Si l'on effectue la construction indiquée (**) par l'égalité (3), on obtient une courbe figurée en trait fort figure 467, et qui correspond à la courbe de la figure 466.

d. Les figures 466 et 467 montrent les relations dans le cas d'oscillations propres relativement peu amorties $\delta = 0,2$. On peut supposer, pour comparer, que dans les mêmes conditions le facteur d'amortissement ou le décrement soit quadruple de la valeur précédente $\delta = 0,8$. D'après les égalités (1) et (2), l'amplitude de l'oscillation forcée sera quatre fois plus faible, la courbe d'amplitudes de l'oscillation propre rejoindra beaucoup plus vite l'axe des abscisses, et la courbe des amplitudes de l'oscillation résultante atteindra bien plus vite sa valeur maxima. La figure 468, qui représente les courbes d'amplitudes dans

Fig. 468.



ce cas, confirme ce raisonnement. Si l'on compare les figures 468 et 466, et si l'on réfléchit que ce qui concerne un circuit à condensateur s'applique à un oscillateur quelconque, il suit que : moins les oscillations propres d'un oscillateur sont amorties, plus l'amplitude qu'atteint l'oscillation dans le cas de la résonance est grande; mais aussi l'amplitude atteint d'autant plus lentement son maximum après la fermeture du courant (**).

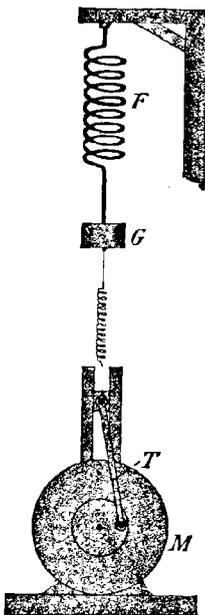
(*) Sur la figure on a également tracé la courbe symétrique.

(**) Cela revient à déplacer la courbe traits et points du bas de la quantité Φ_{10} vers le haut, et inversement pour la courbe du haut.

(***) Par rapport à cette croissance de l'amplitude, la relation reste celle de 302b.

e. On peut savoir maintenant quelle raison physique provoque dans la résonance une si forte augmentation de l'amplitude des oscillations. Il suffit de considérer dans la figure 466 la courbe de l'oscillation résultante et celle de l'oscillation forcée, qui, d'après la relation (1) de 194, est de même phase que la FEM extérieure; ces oscillations sont au commencement de même phase. Il en résulte que, dans la première période, une oscillation de faible amplitude sera excitée;

Fig. 469.



puis, par suite de la résonance, une force agira pendant les périodes suivantes, et renforcera à chaque moment dans le circuit à condensateur l'oscillation existante. Mais ce phénomène ne se produit que dans le cas de la résonance. Dans le cas général, dès que la force extérieure a une autre fréquence que les oscillations propres du système et tant que l'oscillation propre existe, la force extérieure agit à contresens de l'oscillation existante et l'affaiblit (*fig. 465*). Et quand l'oscillation propre est éteinte, la FEM extérieure travaille toujours pendant une partie de la période en sens contraire de l'oscillation, car elle n'est pas de même phase que le courant ou la tension dans le circuit à condensateur (194). Si l'on veut éclaircir ces phénomènes, on peut employer le dispositif suivant (*fig. 469*). Un poids G

est suspendu à un fort ressort F (voir 220). Cet ensemble forme un système mécanique susceptible d'oscillations propres. Pour faire agir sur ce système une force périodique non amortie, on relie le poids G à une bielle T par un ressort très léger et lâche; cette bielle est mue dans l'un et l'autre sens par un petit électromoteur. En général le poids n'exécute que de faibles mouvements; on peut s'assurer *de visu* de la raison pour laquelle les mouvements sont faibles. Quand le poids G arrive à sa position la plus haute, il n'en est pas de même pour la bielle; les mouvements du poids et de la force extérieure ne sont donc pas de même phase. Quand le poids va vers le haut, la bielle se meut quelque temps vers le bas et le mouvement est contrarié.

Pour un certain nombre de tours du moteur, le poids exécute de fortes oscillations; alors le nombre de tours est le même que le nombre d'oscillations propres du système poids-ressort; le système et le moteur sont en résonance. On voit immédiatement que dans ce cas la bielle agit toujours sur le poids de manière à renforcer son mouvement.

309. Relations de l'énergie. — *a.* Cet exemple mécanique est également propre à montrer une propriété importante de la résonance, en supposant que le moteur soit relativement faible (*) et que le ressort F soit fort. Dans l'expérience précédente, il suffit d'un petit moteur pour communiquer à un gros poids et à un ressort très puissant de fortes oscillations. Si l'on relie le poids à la bielle par une tige rigide, le moteur ne pourra se mettre en marche; car il n'est pas capable de développer en un seul tour assez de force pour tendre le ressort et permettre la mise en marche. Le grand développement d'énergie pendant la résonance est dû aux causes suivantes. A chaque tour le moteur cède un peu d'énergie au système oscillant; celui-ci n'a pas dépensé toute cette énergie dans le frottement ou la résistance de l'air, mais il en a emmagasiné la plus grande partie. Les tours successifs du moteur ont fini par accumuler une grande provision d'énergie dans le système, qui dans le cas de la résonance apparaît ainsi comme un totalisateur d'énergie.

b. Il en est de même quand il s'agit de forces électromagnétiques. On a démontré, à 199 *e*, qu'une FEM de 130 volts était capable, dans le cas de la résonance, de produire une oscillation pour laquelle la tension entre les plaques d'un condensateur pouvait être triple. Cette

(*) On peut se servir des moteurs interrupteurs des bobines d'induction; ils sont déjà munis d'une bielle verticale.

haute valeur de l'énergie provenait de ce qu'au commencement toute l'énergie venant de l'extérieur n'avait pas été utilisée, mais en partie accumulée. A chaque nouvelle oscillation se produit un nouvel apport d'énergie renforçant l'oscillation précédente.

c. D'après l'explication précédente, il semblerait qu'on puisse faire monter l'amplitude de l'oscillation autant qu'on le désire, si l'on peut faire agir assez longtemps la force extérieure. La raison pour laquelle il n'en est pas ainsi est la suivante :

La dépense d'énergie par oscillation monte également avec l'amplitude des oscillations, et plus rapidement que l'apport extérieur. On peut le démontrer d'une façon élémentaire, quand il s'agit d'un circuit à condensateur de faible amortissement et d'une FEM extérieure non amortie. D'après 308 *d* l'amplitude ne croît alors que très lentement; on peut donc sans grande erreur considérer l'amplitude comme constante pendant la durée d'une oscillation unique, et appliquer pour cette oscillation unique les égalités qui ne sont rigoureusement valables que pour une oscillation non amortie. D'après celles-ci, l'énergie apportée à un circuit à condensateur (courant i) par une FEM extérieure \mathcal{E}_a en une seconde est $i_{\text{eff}}\mathcal{E}_{a\text{eff}}$ (96), puisque i et \mathcal{E}_a sont de même phase par suite de la résonance. L'énergie reçue par le circuit à condensateur pendant une période T d'oscillation est donc (42 *c*)

$$= i_{\text{eff}}\mathcal{E}_{a\text{eff}}T.$$

Puisque \mathcal{E}_{a_0} doit être constant, l'énergie apportée au circuit à condensateur pendant une oscillation est proportionnelle à i_{eff} , c'est-à-dire à l'amplitude du courant.

La dépense d'énergie pendant une période est (233 *a*)

$$= w i_{\text{eff}}^2 T;$$

elle augmente donc proportionnellement au carré de l'amplitude, par conséquent beaucoup plus vite que l'apport d'énergie. Il y aura donc toujours une valeur de l'amplitude du courant pour laquelle l'énergie apportée au système de l'extérieur sera totalement employée, et pour laquelle une croissance de l'énergie et par suite de l'amplitude ne sera plus possible.

Il suit de ce raisonnement que cet état d'équilibre sera d'autant plus vite atteint que la dépense d'énergie pour une amplitude donnée du courant sera plus forte, c'est-à-dire que, toutes choses égales d'ailleurs, l'amortissement du système sera plus grand. On a donc l'explication de ce fait, déjà constaté, que dans un système fortement amorti la valeur maxima de l'amplitude est plus faible que dans un système moins amorti (308 *a*).

d. Une certaine vérification de l'exactitude des propositions énoncées est donnée par la relation suivante. D'après ces propositions, l'amplitude ne croît plus quand l'apport et la dépense d'énergie s'égalisent. Par ailleurs, il ressort de 308 que le maximum de l'amplitude est atteint quand les oscillations propres du système sont éteintes et que les oscillations forcées restent seules. Il s'ensuit donc que la phrase relative à l'équilibre de l'apport et de la dépense d'énergie n'est valable que pour les oscillations forcées, l'énergie dépensée étant celle transformée en chaleur par le circuit à condensateur. En fait cette proposition avait déjà été établie (200).

Il doit d'ailleurs être admis que ceci n'est valable que lorsque l'oscillation a atteint son amplitude maxima. Pendant l'accroissement de l'amplitude, une partie de l'énergie extérieure est employée à l'établissement des champs électrique et magnétique.

III. — COURBES DE RÉSONANCE.

310. Courbes de résonance pour un faible amortissement. —

a. Soient, dans le cas d'une oscillation non amortie agissant sur un oscillateur, n_1 et n_2 les fréquences des oscillations non amortie et propre de l'oscillateur; on introduit ces quantités, ainsi que le facteur d'amortissement δ , dans les relations (2) et (3) de 307.

On obtient, en se servant de l'égalité (1) de 222 et de l'égalité (2) de 217,

$$(1) \quad i_0 = \frac{\pi n_1}{\mu \sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - \delta^2]^2 + (\pi n_1 2 \delta)^2}} \mathcal{E}_{a_0},$$

$$(2) \quad \mathcal{V}_0 = \frac{(\pi n_2)^2 + \delta^2}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - \delta^2]^2 + (\pi n_1 2 \delta)^2}} \mathcal{E}_{a_0}.$$

Si l'on suppose préalablement que l'amortissement n'est pas très fort, on peut (222) négliger δ^2 par rapport à $(\pi n_2)^2$ et, par suite, simplifier; on a alors

$$(3) \quad i_0 = \frac{\pi n_1}{\mu \sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2]^2 + (\pi n_1 2 \delta)^2}} \mathcal{E}_{a_0},$$

$$(4) \quad \mathcal{V}_0 = \frac{(\pi n_2)^2}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2]^2 + (\pi n_1 2 \delta)^2}} \mathcal{E}_{a_0}.$$

b. Ces relations servent de point de départ à l'étude de la variation de l'amplitude i_0 ou \mathcal{V}_0 dans l'oscillation forcée :

1° Quand la fréquence n_1 de la FEM extérieure change, celle n_2 du circuit à condensateur restant constante;

2° On quand la fréquence n_1 de la FEM extérieure reste constante, celle n_2 du circuit à condensateur étant variable.

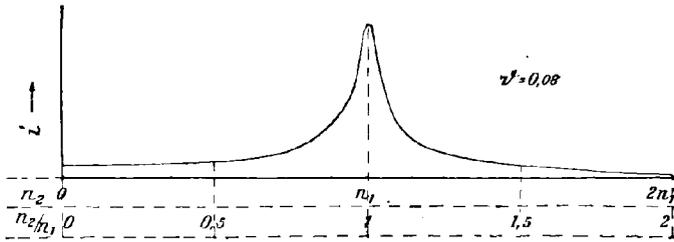
Comme ces deux fréquences n'entrent pas de la même manière dans les égalités (3) et (4), la variation sera différente suivant le cas. On ne traitera dans ce qui va suivre que le deuxième cas, le plus important en vue des applications futures.

c. Les relations pour i_0 seront différentes, suivant que dans le circuit à condensateur le changement de fréquence se fera avec un coefficient de self-induction constant ou avec une capacité constante. La première disposition sera supposée dans ce qui suit; elle a, entre autres avantages, celui que le facteur d'amortissement δ reste pratiquement invariable.

d. On peut résumer par une courbe la variation des valeurs de i_0 et Ψ_0 quand, pour une fréquence constante n_1 de la FEM extérieure C_a , les fréquences n_2 du circuit à condensateur prennent successivement différentes valeurs. On porte en abscisses cette fréquence variable n_2 , et en ordonnées l'amplitude i_0 ou Ψ_0 de l'oscillation pour la fréquence considérée.

Les courbes des figures 470 et 471 sont ainsi construites avec les

Fig. 470.

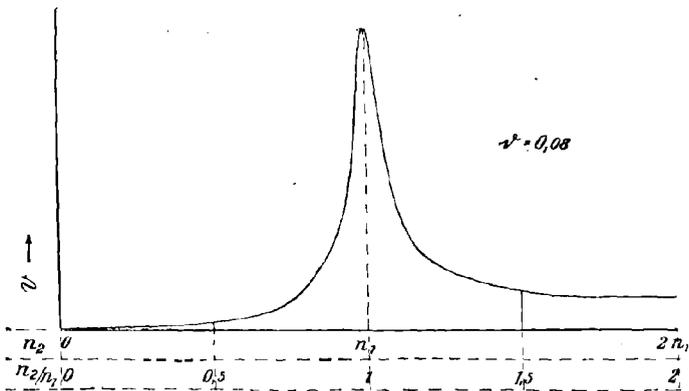


mêmes données, d'après les relations (3) et (4) ($\delta = 0,08$). Les deux courbes n'ont pas la même forme, parce que les relations pour i_0 et Ψ_0 sont différentes. Mais elles ont ceci de commun, que pour $n_1 = n_2$, c'est-à-dire quand la fréquence de l'oscillation propre coïncide avec celle de la FEM extérieure, elles ont un maximum correspondant. Elles montrent ainsi nettement ce qui avait été établi déjà (307 a). Tant que la fréquence des oscillations propres dans le circuit à condensateur est différente de celle de la FEM extérieure, l'amplitude de l'oscillation est très peu considérable, mais elle croît rapidement dans le cas de la résonance.

Les courbes telles que celles des figures 470 et 471 s'appellent *courbes de résonance*.

e. La construction de d n'est pas très favorable à la comparaison des courbes de résonance de divers circuits à condensateur, qui n'entrent pas en résonance pour la même fréquence. On trouvera la comparaison plus facile, si l'on ne prend pas comme abscisses la fré-

Fig. 471.



quence n_2 des oscillations propres, mais le rapport de cette fréquence à celle de la FEM extérieure, $\frac{n_2}{n_1}$. Si l'on introduit ce rapport dans les relations (3) et (4), elles se transforment de la manière suivante :

$$(5) \quad i_0 = \frac{I}{\pi n_1 \psi \sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{2\delta}{\pi n_1}\right)^2}} \mathcal{E}_{a_0},$$

$$(6) \quad \psi_0 = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{2\delta}{\pi n_1}\right)^2}} \mathcal{E}_{a_0},$$

ou, en remplaçant le facteur d'amortissement δ par le décrément

$$d = \frac{2\delta}{n_2} \quad [217, \text{égalité (4)}],$$

$$(5 a) \quad i_0 = \frac{I}{\pi n_1 \psi \sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \left(\frac{d}{\pi}\right)^2}} \mathcal{E}_{a_0},$$

$$(6 a) \quad \psi_0 = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \left(\frac{d}{\pi}\right)^2}} \mathcal{E}_{a_0}.$$

f. Enfin il est évident, pour la comparaison des courbes de résonance qui sont étudiées dans diverses circonstances et surtout pour différentes amplitudes \mathcal{E}_{a_0} de la FEM extérieure, que les amplitudes pour la résonance seront en général différentes. On peut se proposer de rendre les ordonnées au point maximum toutes égales; on y arrive en prenant pour ordonnées non plus i_0 ou φ_0 , mais $\frac{i_0}{i_r}$ ou $\frac{\varphi_0}{\varphi_r}$, i_r ou φ_r étant la valeur de l'amplitude dans le cas de la résonance. L'ordonnée au point de résonance sera évidemment égale à 1.

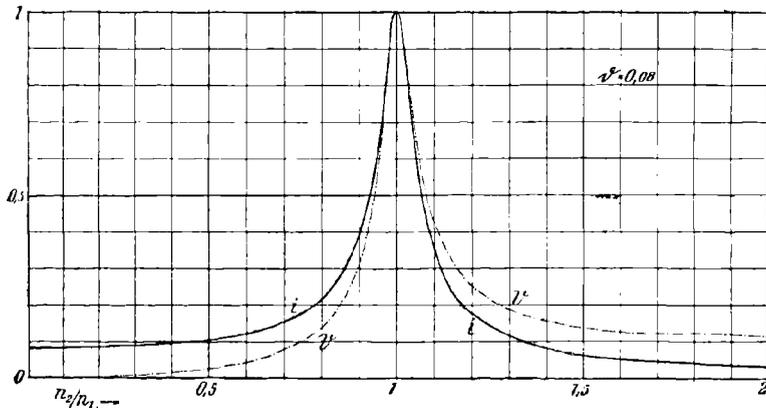
Les égalités (5) et (6) donnent pour les rapports $\frac{i_0}{i_r}$ et $\frac{\varphi_0}{\varphi_r}$:

$$(7) \quad \frac{i_0}{i_r} = \frac{2\delta}{\pi n_1 \sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{2\delta}{\pi n_1}\right)^2}},$$

$$(8) \quad \frac{\varphi_0}{\varphi_r} = \frac{2\delta \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}{\pi n_1 \sqrt{\left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{2\delta}{\pi n_1}\right)^2}}.$$

Les courbes de résonance de l'oscillation des figures 470 et 471 ainsi modifiées sont représentées figure 472. L'avantage de cette modifica-

Fig. 472.

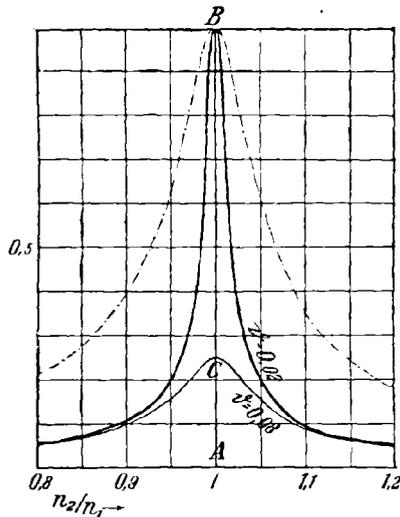


tion est le suivant. Il est plus facile de voir sur ces courbes la différence entre les courbes de résonance pour le courant et pour la tension. Des courbes, tracées avec l'abscisse indiquée en ϵ et l'ordonnée qui vient d'être définie, sont comparables pour diverses fréquences et amplitudes.

g. Ce qui vient d'être dit pour les courbes de résonance des circuits à condensateur est également valable pour celles d'un oscillateur quelconque, soit exactement, soit avec des modifications insignifiantes, lorsqu'une oscillation non amortie agit sur lui.

311. Influence de l'amortissement sur la courbe de résonance dans les systèmes peu amortis. — La même oscillation (FEM) non amortie agit sur deux circuits à condensateur, pour lesquels la fréquence des oscillations propres est la même mais l'amortissement différent. D'après 310, égalités (3) et (4), on obtient des courbes de résonance différentes. La figure 473 représente deux de ces courbes (*).

Fig. 473.



La courbe marquée en trait fort correspond à un décrement de 0,02, celle marquée en trait mince correspond à un décrement de 0,08.

a. La comparaison des deux courbes montre, ce qui d'ailleurs ressortait immédiatement de 308 *a*, que plus l'amortissement est fort et moins la courbe monte au point de résonance. On a les relations entre les amplitudes $i_r \Psi_r$ et les facteurs d'amortissement des circuits à condensateur :

$$(1) \quad \frac{i_{r2}}{i_{r1}} = \frac{\Psi_{r2}}{\Psi_{r1}} = \frac{AC}{AB} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{b_1}{b_2}.$$

(*) Abscisses $\frac{n_2}{n_1}$; ordonnées : valeur de l'amplitude i_0 ou Ψ_0 .

Les facteurs d'amortissement et aussi (mais seulement pour fréquences égales des oscillations propres) les décréments varient pour une même FEM extérieure en sens inverse des ordonnées de la courbe de résonance au point de résonance.

b. Si l'on égalise les maxima des courbes de la figure 473, en modifiant les ordonnées de la courbe en trait mince dans le rapport $\frac{AB}{AC}$ (voir 310 f), on a alors la courbe en traits et points de la figure 473. Elle atteint son maximum beaucoup plus lentement que la courbe en trait fort. Si donc on compare deux oscillateurs, dont l'un a un plus fort décrément que l'autre, la courbe de résonance de celui qui a un fort décrément monte plus graduellement à son maximum que la courbe de l'autre, en supposant que l'on a réduit les deux maxima à la même valeur.

On va donner la démonstration seulement dans le cas de la courbe des amplitudes de courant, avec $\frac{n_2}{n_1}$ comme abscisses. Dans les autres cas la démonstration est semblable.

L'égalité (7) de 310 peut s'écrire (195)

$$(2) \quad \frac{i_0}{i_r} = \frac{2\delta}{\pi n_1 \sqrt{\left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right)^2 \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{2\delta}{\pi n_1}\right)^2}},$$

i_0 étant l'amplitude pour la fréquence n_2 , avec comme abscisse $\frac{n_2}{n_1}$ (point C, fig. 474), et étant représenté par l'ordonnée CD_1 . Si l'on ne considère que la forme de la courbe aux environs du point de résonance A, on a approximativement $1 + \frac{n_2}{n_1} = 2$. Comme $1 - \frac{n_2}{n_1}$ est la distance du point C (abscisse $\frac{n_2}{n_1}$) au point de résonance A, l'égalité devient, en posant $AC = x$,

$$(3) \quad \frac{i_0}{i_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{\pi n_1}\right)^2}}}.$$

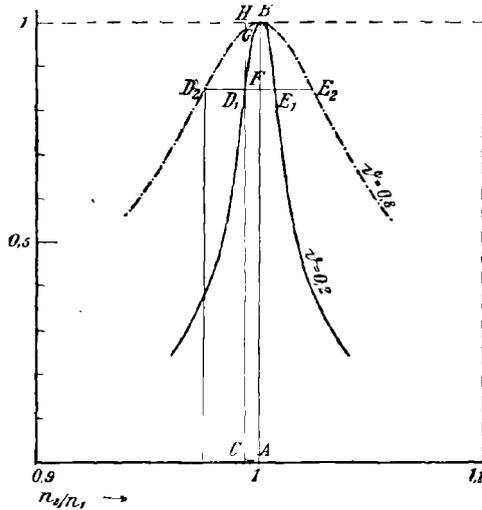
Au voisinage du point A on a approximativement $n_1 = n_2$, la fréquence des oscillations propres dans le circuit à condensateur. D'après 217, égalité (4), $\frac{\delta}{n_2} = \nu$ est le décrément de l'oscillation; on

aura donc approximativement

$$(4) \quad \frac{i_0}{i_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}}}$$

Donc le dénominateur, pour une valeur déterminée de x , sera d'autant plus voisin de 1 que le décrement δ des oscillations propres sera plus grand. Donc plus le décrement δ est fort, plus la courbe de

Fig. 474.



résonance atteint lentement son maximum, puisque l'ordonnée CD à une distance donnée du maximum diffère d'autant moins de celle qui correspond à celui-ci.

c. Si l'on a tracé pour deux oscillateurs les courbes de résonance (*fig. 474*), les abscisses étant $\frac{n_2}{n_1}$ et les ordonnées $\frac{i_0}{i_r}$, on peut déduire de leurs formes aux environs du maximum le rapport des décrets δ_1 et δ_2 des deux oscillations. On trace au voisinage de ce point une parallèle D_2E_2 à l'axe des abscisses, qui découpe les segments D_1E_1 et D_2E_2 sur les courbes de résonance. On a

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{D_1E_1}{D_2E_2}$$

La vérification de cette égalité se fait immédiatement par la relation (4), quand les courbes représentent des amplitudes de courant; mais elle subsiste encore, quand au lieu des amplitudes de courant on considère des amplitudes de tension.

Cette méthode présente sur celle de α , qui donne également le rapport des décréments, le grand avantage de ne pas nécessiter la connaissance de l'amplitude et de la fréquence de la FEM extérieure, celles-ci pouvant ne pas être les mêmes dans les deux cas.

d. Non seulement on peut avoir le rapport des décréments, mais encore leur valeur absolue tirée uniquement de la courbe de résonance.

On considère la courbe de résonance en trait plein de la figure 474. De l'égalité (4) on tire

$$(5) \quad \delta = 2\pi x \frac{i_0}{\sqrt{i_r^2 - i_0^2}} \quad (*)$$

On mène une parallèle à l'axe des ordonnées à une petite distance $AC = x$; l'ordonnée $CD_1 = FA$ ainsi déterminée représente i_0 , l'ordonnée AB étant i_r . Donc, d'après (5),

$$\delta = 2\pi AC \frac{FA}{\sqrt{(AB)^2 - (FA)^2}} \quad (*)$$

312. Acuité de la résonance. — On suppose que les deux systèmes, dont les courbes de résonance sont figurées (fig. 474) en trait plein et en traits et points, soient d'abord en résonance avec la FEM extérieure \mathcal{E}_a ; puis on change leur fréquence, de sorte que pour les deux systèmes le rapport de $\frac{n_2}{n_1}$ (abscisse C) soit le même. Pour le premier système l'amplitude diminue de la valeur HD_1 , pour le second de la valeur HG , bien plus faible que HD_1 . Ce fait, que l'amplitude de l'oscillation décroisse plus rapidement dans un cas que dans l'autre, s'énonce en disant que la résonance du système 1 est plus aiguë que celle du système 2.

Comme mesure de cette acuité de résonance, on a surtout la courbure de la courbe de résonance au maximum, c'est-à-dire l'inverse du

(*) Cette relation est identique à $\delta = 2\pi x \sqrt{\frac{i_0^2}{i_r^2 - i_0^2}}$. Si l'on avait pris comme ordonnées i_0^2 au lieu de i_0 , on aurait simplement

$$\delta = 2\pi AC \sqrt{\frac{FA}{FB}}$$

rayon de courbure ρ . Cette quantité est donnée par ⁽¹⁹⁶⁾

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\left(\frac{b}{2\pi}\right)^2},$$

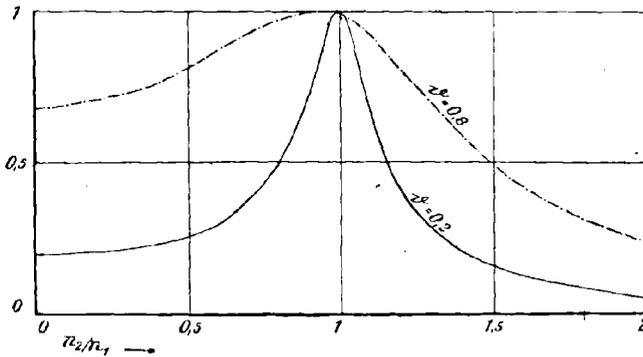
la courbe étant construite suivant les règles de 310 *e* et *f*. Abscisses $\frac{n_2}{n_1}$, ordonnées $\frac{I_0}{I_r}$ ou $\frac{\Psi_0}{\Psi_r}$.

C'est donc en même temps la mesure de l'acuité de la résonance.

313. Courbe de résonance pour un fort amortissement. — *a*. L'amortissement est assez fort pour que δ^2 ne soit plus négligeable devant $(\pi n_2)^2$. On ne peut plus alors utiliser pour construire les courbes de résonance les égalités (3) et (4) de 310; on doit prendre les relations générales, égalités (1) et (2).

Les figures 475 et 476 représentent les courbes de résonance, pour les amplitudes du courant et de la tension pour les mêmes oscillations

Fig. 475.



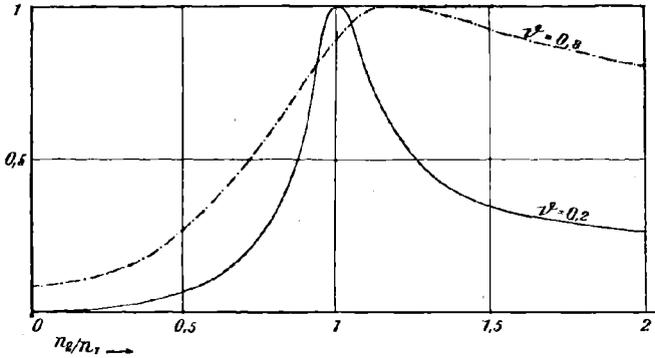
auxquelles se rapportent les figures 467 et 468. L'action du fort amortissement (courbe traits et points) se fait sentir par les deux points suivants.

1° La fréquence pour laquelle la tension atteint son maximum (*fig.* 476) est différente de celle pour laquelle l'amplitude du courant est maxima (*fig.* 475); le point de résonance est donc différent pour les amplitudes du courant et de la tension.

2° Ce maximum ne se produit ni pour le courant, ni pour la ten-

sion, lorsque la fréquence de l'oscillation propre n_2 est égale à celle de l'oscillation excitatrice n_1 ; autrement dit l'isochronisme des oscil-

Fig. 476.



lations ne coïncide pas avec la résonance, ni pour le courant, ni pour la tension.

b. Si l'on pose

$$(\pi n_2)^2 + \delta^2 = (\pi n_3)^2,$$

les relations (1) et (2) de 310 deviennent

$$(1) \quad i_0 = \frac{\pi n_1}{p \sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_3)^2]^2 + (\pi n_1 2\delta)^2}} \mathcal{E}_{n_0},$$

$$(2) \quad \psi_0 = \frac{(\pi n_3)^2}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_3)^2]^2 + (\pi n_1 2\delta)^2}} \mathcal{E}_{n_0}.$$

Elles diffèrent des relations (3) et (4) de 310, seulement parce que n_3 remplace n_2 . Toutes les conséquences que l'on a déduites de ces relations, dans 310, se tirent également de ces nouvelles égalités (1) et (2).

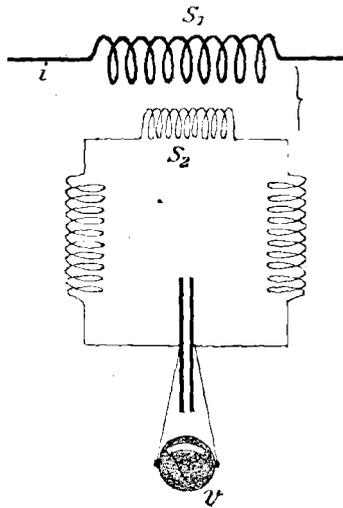
314. Emploi pratique de la résonance et des courbes de résonance.

— a. Le phénomène de la résonance peut être utilisé pour mesurer la fréquence d'un courant alternatif. On emploie dans ce but un circuit à condensateur, dont la fréquence propre est réglable et connue à chaque position, et dont par ailleurs l'amortissement est faible.

Sur ce circuit à condensateur, on fait agir le courant alternatif considéré, la disposition étant à peu près celle de la figure 477. S_1 est une bobine parcourue par le courant à étudier, et qui induit une oscillation dans la bobine S_2 et par suite dans le circuit à condensateur. On

met le circuit à condensateur sur sa fréquence la plus basse et l'on augmente progressivement cette fréquence, pendant qu'on observe le courant dans le circuit à condensateur, à l'aide d'un ampèremètre, ou la tension entre les plaques du condensateur, à l'aide d'un volt-mètre. On voit qu'à un certain moment le courant ou la tension aug-

Fig. 477.



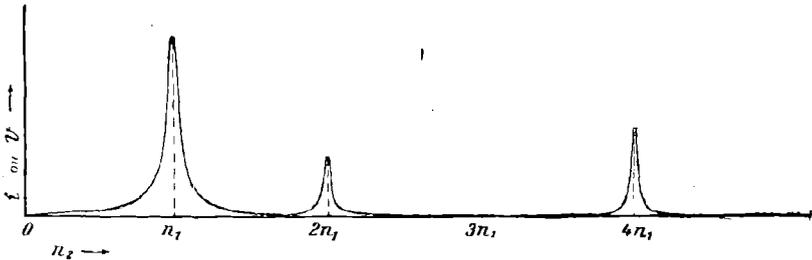
mente fortement et pour une certaine fréquence atteint un maximum. Cette fréquence est, d'après 307 ou 310, très voisine de celle du courant alternatif.

b. Cette méthode est surtout précieuse dans le cas où le courant alternatif étudié se compose de plusieurs oscillations de fréquences différentes, par exemple quand il s'agit d'un courant non sinusoïdal (54). Si donc la fréquence du circuit à condensateur augmente progressivement, on aura d'abord un fort maximum d'amplitude quand la fréquence du circuit à condensateur sera en résonance avec la fréquence de l'oscillation fondamentale. Mais ensuite l'amplitude montera brusquement, également, lorsque la fréquence du circuit à condensateur coïncidera avec celle d'une oscillation supérieure. On n'a donc qu'à construire la courbe de résonance, en prenant comme abscisses les fréquences n_2 du circuit à condensateur et comme ordonnées les amplitudes de courant ou de tension. On peut alors en déduire les oscillations supérieures contenues dans le courant, car la courbe de résonance ainsi obtenue n'est que la résultante des courbes de

résonance qu'aurait données chaque oscillation séparée (¹⁹⁷). Si donc la courbe de résonance affecte la forme de la figure 478, il s'ensuit qu'en outre de l'oscillation fondamentale de fréquence n_1 , on a encore les première et troisième oscillations supérieures de fréquences $2n_1$ et $4n_1$.

De la hauteur des ordonnées aux points de résonance on peut, en outre, d'après 308 α , déduire l'amplitude relative des oscillations supérieures par rapport à l'oscillation fondamentale. On peut donc par

Fig. 478.



cette méthode effectuer ainsi l'analyse complète de la forme de l'oscillation (¹⁹⁸).

c. Le circuit à condensateur étant en résonance avec l'oscillation fondamentale, l'amplitude de l'oscillation fondamentale qui y prend naissance est très forte et celles des oscillations supérieures très faibles. Le courant alternatif non sinusoïdal est, en effet, à peu près débarrassé de ses oscillations supérieures dans le circuit à condensateur. Cette méthode peut rendre de bons services, quand il s'agit d'obtenir, pour une mesure, un courant autant que possible sinusoïdal.

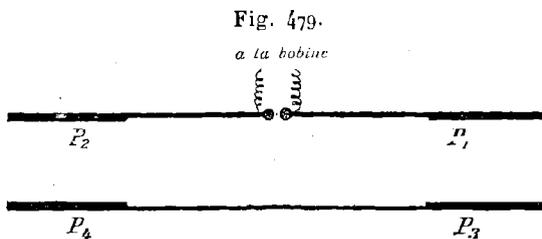
Inversement, quand un circuit à condensateur est en résonance avec une oscillation supérieure, celle-ci est à peu près seule agissante (198 α). Il est donc possible d'isoler d'un courant alternatif non sinusoïdal de basse fréquence une oscillation sinusoïdale de très haute fréquence. Mais il est nécessaire, pour réussir, que le nombre de tours de la machine productrice du courant alternatif soit très constant (¹⁹⁹).

CHAPITRE XIV.

SYSTÈME COUPLÉ. — COUPLAGE TRÈS LACHE.

315. **Diverses sortes de couplage.** — *a.* Par couplage de deux systèmes électromagnétiques (deux circuits fermés, un circuit fermé et un oscillateur, ou deux oscillateurs), on entend (⁸¹) (voir 152 *a*) une disposition dans laquelle les phénomènes électromagnétiques produits dans l'un des systèmes se répercutent dans l'autre; par exemple, des oscillations dans le premier système provoquent des oscillations dans l'autre. On appelle *système primaire* celui dans lequel l'oscillation est produite par un apport extérieur d'énergie, par exemple charge initiale par une bobine d'induction; l'autre système est appelé *secondaire*, comme dans les transformateurs (133); il ne reçoit ses oscillations que par l'intermédiaire du primaire. Si les deux systèmes sont des oscillateurs, on désigne particulièrement sous ce nom le primaire, le secondaire étant appelé *résonateur*.

b. On a déjà vu (152 *a*) deux sortes de couplage : magnétique et galvanique. Une troisième sorte de couplage est le couplage élec-



trique; le champ électrique du primaire agit directement sur le secondaire. Le dispositif de la figure 479 montre un exemple dans lequel le couplage électrique joue un rôle. Deux oscillateurs de Hertz sont mis l'un à côté de l'autre à une distance assez faible (*). Si la charge d'une

(*) Mais pas trop faible, car alors les plaques P_1P_3 et P_2P_4 formeraient condensateur, et l'ensemble serait un circuit à condensateur

bobine d'induction produit des oscillations dans le primaire P_1P_2 , c'est essentiellement le champ électrique de P_1P_2 qui produit des oscillations dans P_3P_4 .

Dans ce qui suit, lorsqu'il est question de couplage, il s'agit, à moins de stipulations contraires, de couplage magnétique.

316. Couplage lâche et couplage serré. — *a.* Quand un primaire agit sur un secondaire, celui-ci en oscillant réagit sur le primaire et modifie son oscillation. Dans les transformateurs techniques, si l'on négligeait cette réaction de l'enroulement secondaire sur le circuit primaire, on serait conduit à des résultats entièrement faux (Chapitre VI, § II).

On peut quand même imaginer un dispositif dans lequel cette réaction soit à peu près insensible, sans qu'il en soit de même pour l'oscillation communiquée par le primaire au secondaire. On considère en effet deux circuits exactement semblables, pas trop rapprochés l'un de l'autre. Dans le premier, on produit un courant alternatif i à l'aide d'une FEM extérieure \mathcal{E}_a , qui produit à travers ce circuit un flux d'induction magnétique Q_m et induit dans ce premier circuit une FEM \mathcal{E}_i . L'amplitude de celle-ci est, d'après 88 *b*, approximativement égale à celle de \mathcal{E}_a , quand l'inductance du circuit est grande par rapport à sa résistance, ce qui doit être supposé. De ce flux d'induction magnétique, une partie seulement, $\frac{1}{10}$ par exemple, agit sur le circuit secondaire. L'amplitude de la FEM extérieure dans ce dernier, et par suite aussi l'amplitude du courant, ne sont donc qu'environ $\frac{1}{10}$ de celles dans le premier circuit. La réaction sur le primaire sera dans les mêmes proportions; la quantité venant altérer l'oscillation primitive sera environ $\frac{1}{100}$, donc insensible, tandis que le courant secondaire ($\frac{1}{10}$) restera sensible.

b. L'exemple montre aussi de quelles quantités dépend la grandeur de la réaction sur le primaire. Le flux d'induction magnétique à travers le primaire est proportionnel à son coefficient de self-induction p_1 . Le flux d'induction magnétique que le primaire transmet au secondaire est proportionnel au coefficient d'induction mutuelle p_{21} des deux systèmes. Donc le flux d'induction (et par suite l'amplitude de l'oscillation) dans le secondaire sera d'autant plus grand par rapport à celui dans le primaire que p_{21} le sera par rapport à p_1 , c'est-à-dire que $\frac{p_{21}}{p_1}$ sera plus grand. De même le rapport du flux d'induction retourné au primaire au flux produit par l'oscillation dans le secondaire sera d'autant plus grand que $\frac{p_{12}}{p_2}$ sera plus grand.

Au total la réaction sera donc proportionnelle à

$$\frac{p_{21}}{p_1} \frac{p_{12}}{p_2},$$

dont la racine carrée

$$K = \sqrt{\frac{p_{12} p_{21}}{p_1 p_2}},$$

ou, pour $p_{12} = p_{21}$,

$$K = \frac{p_{12}}{\sqrt{p_1 p_2}}$$

s'appelle *coefficient de couplage magnétique*, ou simplement *coefficient de couplage des deux systèmes*.

Si très peu de lignes d'induction du primaire traversent le secondaire et inversement, K différera très peu de zéro. On dit que le couplage est *lâche*. Si presque toutes les lignes d'induction d'un système traversent l'autre, K différera très peu de 1 et le couplage sera dit *serré*. Le cas d'un couplage extrêmement serré était réalisé dans le transformateur sans dispersion. On avait en effet (33 b, 34 c)

$$p_{12}^2 = p_1 p_2;$$

donc $K = 1$.

c. Le cas du transformateur montrait déjà que la valeur du coefficient de couplage n'influe pas seule sur la force de la réaction. Si l'on ajoute à la bobine secondaire une très haute résistance, de telle sorte que le courant secondaire soit très faible, la réaction du courant du secondaire sur le primaire sera négligeable (140 d, égalité (2)) malgré la valeur élevée du couplage. Par conséquent, pour cette réaction, en outre de la valeur élevée du couplage, la résistance du circuit secondaire et éventuellement son amortissement jouent encore un rôle.

I. — INFLUENCE D'UN OSCILLATEUR SUR UN CIRCUIT FERMÉ.

317. **Le courant dans le circuit fermé.** — Un oscillateur, circuit à condensateur par exemple, comme cela était le cas à 251 c, induit dans un circuit fermé. Le couplage entre les deux systèmes est assez lâche pour que la réaction puisse être considérée comme nulle.

a. Si i_1 est le courant dans le circuit à condensateur, la FEM qu'il induit dans le circuit fermé est

$$\mathcal{E}_a = -p_{21} \dot{i}_1 \quad (38 e).$$

Si l'amortissement de l'oscillation dans le circuit à condensateur n'est

pas très fort, on a (248) approximativement

$$(1) \quad \begin{aligned} \mathcal{E}_{a_0} &= \pi n p_{21} i_{10}, \\ \angle(\mathcal{E}_a, i_1) &= 90^\circ. \end{aligned}$$

Puisque le courant au moment où les oscillations s'établissent dans le circuit à condensateur est nul, la FEM \mathcal{E}_a au premier moment doit passer par un maximum ou un minimum (200).

b. Sur le circuit fermé agit donc une FEM \mathcal{E}_a , qui produit une oscillation amortie (facteur d'amortissement δ , fréquence n). Ce cas a déjà été envisagé (249), en supposant toutefois que le courant pût être considéré comme quasi stationnaire dans tout le circuit fermé. Cette hypothèse reste établie. On avait alors pour le courant i_2 dans le circuit fermé

$$(2) \quad i_{20} = \frac{\mathcal{E}_{n_1}}{\sqrt{(\omega_2 - p_2 \delta)^2 + (\pi n p_2)^2}},$$

$$(3) \quad \tan \varphi(i_2, \mathcal{E}_a) = \frac{\pi n p_2}{\omega_2 - p_2 \delta},$$

ω_2 étant la résistance effective et p_2 le coefficient de self-induction du circuit fermé. Mais les déductions de 249, comme celles de 86, ont un défaut : c'est qu'on n'y tient pas compte de l'état initial au début de l'oscillation.

Des raisonnements analogues à ceux de 93 montrent que les relations de 249 ne peuvent être valables pour cet état initial. Dans 93, on montre les rapports qui existent réellement à l'instant initial pour une oscillation non amortie, mais ce que l'on y dit s'applique également à une oscillation amortie (140). En particulier, la règle d'après laquelle on construit la courbe du courant, au commencement de l'oscillation, conserve encore sa validité. On construit d'abord la courbe au moyen des relations (2) et (3) (courbe en trait fin de la figure 480). La valeur de i_2 , que cette courbe donne à l'instant initial, est J_2 . On construit ensuite la courbe correspondant à la relation

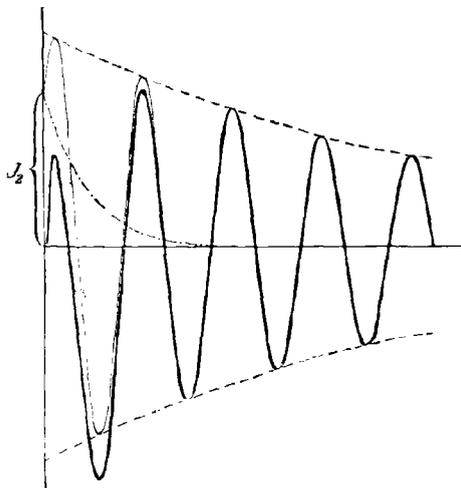
$$i_2 = J_2 e^{-\frac{\omega_2}{p_2} t}$$

(courbe en traits et points, fig. 480). Si l'on construit une courbe avec la différence des ordonnées de cette courbe et de la précédente, on a une courbe (en trait fort) qui est la courbe de courant cherchée.

La figure 480 suppose que l'oscillation dans le circuit à condensateur est celle de la courbe en traits et points de la figure 466 ($\delta = 0,2$ et $n = 3 \cdot 10^5$ /sec), le circuit fermé étant celui utilisé comme exemple dans 240 (rayon du cercle 25^{cm}, rayon du fil de cuivre 2^{mm},5). En

outre, on suppose que la résistance électrolytique introduite est assez

Fig. 480.



considérable pour que la résistance totale, égale à l'inductance, soit de 13,9 ohms.

c. Si aucune résistance électrolytique n'avait été introduite dans le circuit, la résistance effective totale serait environ 0,03 ohm, petite par rapport à l'inductance. Mais alors (250 b, 2°) i_2 diffère de \mathcal{E}_a de 90° environ dans la phase, et à l'instant initial $i_2 = J_2 = 0$. Dans ce cas, les complications envisagées en b pour l'instant initial de l'oscillation n'entrent pas en jeu. L'oscillation est depuis l'instant initial représentée par les égalités (2) et (3), prenant dans ces conditions la forme

$$i_2 = \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{\pi n p_2},$$

$$\angle(i_2, \mathcal{E}_a) = 90^\circ.$$

Si l'on introduit la valeur de \mathcal{E}_a tirée de l'égalité (1), et qu'on se rappelle que dans le cas actuel i_2 diffère de i_1 de 180° dans la phase, on a

$$i_2 = -i_1 \frac{p_{21}}{p_2}.$$

Donc, si les oscillations d'un oscillateur agissent sur un circuit fermé, les oscillations amorties provoquées dans celui-ci ne sont en général pas les mêmes que celles de l'oscillateur. C'est seulement

quand dans le circuit fermé l'inductance est bien supérieure à la résistance (cas II de 250 *b*) que le courant y est à chaque instant proportionnel à celui de l'oscillateur, le facteur de proportionnalité étant indépendant de la fréquence.

318. Effet calorifique dans le circuit. — *a.* La condition de l'inductance grande par rapport à la résistance est, d'après 250 *a*, remplie à partir de la fréquence de 10^6 /sec, pour tout conducteur de fil assez épais et bon conducteur. Seulement, dans l'application très importante du dispositif de 317, on intercale dans le circuit un thermique (251 *c*) ou un holomètre (329) d'une résistance relativement élevée. On peut encore augmenter l'inductance par rapport à la résistance en composant le circuit de plusieurs spires, au lieu d'un cercle unique (*fig.* 390); on augmente ainsi le coefficient de self-induction, mais d'après 251 *c* la sensibilité du système est ainsi diminuée. Si l'on remédie à ce défaut par un couplage plus serré, on peut changer les conditions des oscillations.

Le résultat en est que l'on arrive à des dispositifs qui, dans certaines circonstances, ne répondent plus au cas particulier de l'inductance grande par rapport à la résistance. Ce cas particulier ne peut donc être appliqué, quand on étudie ce qui arrive en fait avec le dispositif de la figure 390.

b. Mais, si le cas particulier n'est pas réalisé, les oscillations affectent dans le circuit fermé la forme compliquée décrite à 317 *b*. Il faut tenir compte que l'effet calorifique dans le circuit, duquel dépend l'indication du thermique intercalé, est dans un rapport très complexe avec les oscillations dans le circuit à condensateur. C'est exact en général. Mais, dans tous les cas importants de la pratique, l'effet calorifique est sensiblement le même que si les oscillations affectaient la forme des égalités (2) et (3) de 317 (courbe en trait mince, *fig.* 480), c'est-à-dire que cet effet calorifique dans un fil de résistance effective w , avec b décharges par seconde, est

$$\begin{aligned}
 L_w &= b w \frac{i_{10}^2}{4\delta} \quad (244 \text{ c}) \\
 &= b w \frac{(\pi n p_{21})^2}{(w_2 - p_2 \delta)^2 + (\pi n p_2)^2} \frac{i_{10}^2}{4\delta} \quad [317, \text{égalité (2)}] \\
 &= b w \frac{1}{1 + \left(\frac{w_2}{\pi n p_2} - \frac{\delta}{\pi n} \right)^2} \left(\frac{p_{21}}{p_2} \right)^2 \frac{i_{10}^2}{4\delta} \\
 &= b w \frac{1}{1 + \left(\frac{w_2}{\pi n p_2} \right)^2} \left(\frac{p_{21}}{p_2} \right)^2 \frac{i_{10}^2}{4\delta},
 \end{aligned}$$

lorsque l'amortissement n'est pas très élevé. Si l'instrument avait été intercalé directement dans le circuit à condensateur, l'effet calorifique eût été

$$= b w \frac{i_1^2}{4\delta}.$$

Donc : si un circuit à condensateur induit dans un circuit fermé où se trouve un thermique, l'effet calorifique dans celui-ci est proportionnel à celui que l'on eût obtenu en insérant le thermique dans le circuit à condensateur. Le facteur de proportionnalité dépend, en général, de la fréquence de l'oscillation. Toutefois, quand l'inductance du circuit fermé est grande par rapport à sa résistance, l'effet calorifique dans ce cas

$$= b w \left(\frac{p_{21}}{p_2} \right)^2 \frac{i_1^2}{4\delta}$$

est indépendant de la fréquence (243), comme si le thermique se trouvait dans le circuit à condensateur lui-même. Il faut donc s'attacher à la réalisation de ce cas, quand on opère des mesures à des fréquences différentes.

II. — INFLUENCE D'UN OSCILLATEUR SUR UN AUTRE POUR UN COUPLAGE TRÈS LÂCHE.

319. Oscillations propres et oscillations forcées. — Cas général. — En oscillateur (circuit à condensateur) est parcouru par des oscillations provoquées par une machine à influence ou une bobine d'induction. Il induit dans un second oscillateur, qui peut être aussi un circuit à condensateur, en couplage assez lâche pour que la réaction de cet oscillateur secondaire soit insensible. Les oscillations se poursuivent alors dans le primaire, comme si le secondaire n'existait pas, et sur le secondaire agit une FEM \mathcal{E}_2 , dont la fréquence n_1 et le facteur d'amortissement δ_1 sont ceux de l'oscillateur primaire (317 a et b). Il reste à savoir de quelle sorte sont les oscillations que cette FEM provoque dans l'oscillateur secondaire.

a. La question est la même que celle traitée au Chapitre XIII. La seule différence consiste en ce que la FEM extérieure \mathcal{E}_2 , qui agit sur le secondaire, est cette fois amortie. Dans le Chapitre XIII (303), on avait comme résultat : il existe dans le circuit à condensateur des oscillations de deux sortes :

1° Oscillations forcées (i_1 ou \mathcal{C}_1), qui ont la même fréquence n_1 que la FEM extérieure, et comme celle-ci ne sont pas amorties ;

2° Oscillations propres (i_2 ou \mathcal{V}_2), qui ont la fréquence propre n_2 du circuit à condensateur et son amortissement δ_2 .

Il en est de même dans le cas actuel, comme le montre la théorie (201). On obtient dans le secondaire deux sortes d'oscillations :

1° Oscillations forcées, dont la fréquence n_1 et l'amortissement δ_1 sont les mêmes que ceux de la FEM extérieure, c'est-à-dire de l'oscillateur primaire;

2° Oscillations propres, de la fréquence propre n_2 et de l'amortissement δ_2 de l'oscillateur secondaire.

b. L'amplitude et la phase de l'oscillation forcée se déterminent, comme dans le Chapitre XIII, par les fréquences des deux oscillateurs et leurs amortissements. Les relations de 310 a, pour l'amplitude et la phase, donnent immédiatement celles qui s'appliquent à ce cas-ci, en remplaçant le facteur d'amortissement δ par la différence $\delta_1 - \delta_2$ des facteurs d'amortissement des deux oscillateurs :

$$(1) \left\{ \begin{aligned} i_{10} &= \frac{\pi n_1}{\mu_2 \sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2]^2 + [\pi n_1 \delta_2 (\delta_1 - \delta_2)]^2}} \mathcal{E}_{a_0} \quad (*), \\ \mathcal{V}_{10} &= \frac{(\pi n_2)^2}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2]^2 + [\pi n_1 \delta_2 (\delta_1 - \delta_2)]^2}} \mathcal{E}_{a_0} \quad (*), \\ \text{tang}(\mathcal{V}_1, \mathcal{E}_a) &= \frac{2 \pi n_1 (\delta_1 - \delta_2)}{(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2}. \end{aligned} \right.$$

c. Pour l'amplitude et la phase de l'oscillation propre, on admettra qu'à l'instant initial le courant et la tension dans l'oscillateur secondaire sont nuls (305) et que la valeur initiale de \mathcal{E}_a est connue. Les relations ne seront simples que dans les cas cités plus haut en 305. Parmi ceux-ci il n'y a d'intéressant que celui où au moment initial le courant dans l'oscillateur primaire est nul, la FEM \mathcal{E}_a agissant sur le secondaire passant par un maximum ou un minimum. C'est le cas analogue à celui des oscillations non amorties (305 c, 1°),

$$(2) \quad \frac{\mathcal{V}_{20}}{\mathcal{V}_{10}} = \frac{\sqrt{(\pi n_2)^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2}}{\pi n_2},$$

(*) Ces relations ne sont pas vérifiées pour un très fort amortissement. Pour un amortissement quelconque, les relations sont les suivantes :

$$\begin{aligned} i_{10} &= \frac{\sqrt{(\pi n_1)^2 + \delta_1^2}}{\mu_2 \sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2]^2 + [\pi n_1 \delta_2 (\delta_1 - \delta_2)]^2}} \mathcal{E}_{a_0}, \\ \mathcal{V}_{10} &= \frac{(\pi n_2)^2 + \delta_2^2}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2]^2 + [\pi n_1 \delta_2 (\delta_1 - \delta_2)]^2}} \mathcal{E}_{a_0}. \end{aligned}$$

ou quand aucune des deux oscillations n'est très amortie,

$$(2 a) \quad \Psi_{20} = \Psi_{10}.$$

Or on a approximativement (185 c et 248)

$$i_0 = \pi n c \Psi_0;$$

donc, d'après l'égalité (2 a),

$$(3) \quad \frac{i_{20}}{i_{10}} = \frac{n_2}{n_1}.$$

On obtient dans ce cas la phase des oscillations propres exactement comme à 305 c, 1°. On trace la courbe de l'oscillation forcée (Ψ_1 ou i_1) telle que la donne la relation (1), puis celle de l'oscillation propre (Ψ_2 ou i_2) avec l'amplitude définie par l'égalité (2) ou (3). On déplace ensuite la courbe de l'oscillation propre, de sorte qu'à l'instant initial la valeur de Ψ_2 ou i_2 soit égale et de signe contraire à celle de Ψ_1 ou i_1 .

d. De l'égalité (1) on déduit, comme à 310 d, que l'amplitude de l'oscillation forcée a un maximum pour $n_2 = n_1$. C'est également exact pour les oscillations propres, sous les conditions de c.

320. Forme de l'oscillation pour l'isochronisme. — Le cas le plus simple, et en pratique le plus important, est celui où les fréquences des deux oscillateurs, et par suite aussi les fréquences des oscillations propre et forcée dans le système secondaire, sont égales (cas de l'isochronisme).

a. Tout d'abord les égalités (2 a) et (3) de 319 indiquent que non seulement les amplitudes de la tension mais aussi celles du courant dans les oscillations propre et forcée seront égales. Ensuite l'égalité (1) de 319 apprend que $\sphericalangle(\Psi_1, \mathcal{E}_a) = 90^\circ$ approximativement et par suite $\sphericalangle(i_1, \mathcal{E}_a) = 0$. Donc ici, comme pour l'oscillation non amortie, le courant de l'oscillation forcée aura la même phase que la FEM \mathcal{E}_a . Comme celle-ci au commencement de l'oscillation est exactement maxima ou minima, il en est aussi de même du courant de l'oscillation forcée et aussi, d'après 319 c, du courant de l'oscillation propre. Les courbes de courant de ces oscillations propre et forcée doivent être entre elles dans la même relation que les courbes en trait mince et en traits et points de la figure 466.

b. Pour avoir dans ce qui suit une image de l'oscillation dans le cas de l'isochronisme, il suffit de construire, d'après 308 c, les courbes d'amplitudes des deux oscillations et de faire la courbe différence suivant la méthode indiquée.

Si, à l'instant t , l'amplitude \mathfrak{A}_1 de l'oscillation forcée est $= i_{10} e^{-\delta t}$,

et \mathfrak{A}_2 celle de l'oscillation propre $= i_{20} e^{-\delta_2 t}$, puisque dans le cas actuel $i_{10} = i_{20}$, on a pour amplitude \mathfrak{A} de l'oscillation résultante

$$(1) \quad \mathfrak{A} = \mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}_2 = i_{10} (e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}),$$

relation qui n'est plus exacte quand $\delta_1 = \delta_2 = \delta$. On a alors (202) à sa place la relation

$$(2) \quad \mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 t e^{-\delta t}$$

avec

$$\mathfrak{A}_0 = \frac{1}{2\pi^2 \mu^2 p_2} \mathcal{C}_{a_0}$$

La forme de la courbe d'amplitudes présente le même caractère que lorsque δ_1 est différent de δ_2 .

La figure 481 représente la construction pour deux oscillations de décroissements 0,08 et 0,02, la figure 482 pour deux oscillations de décroissements 0,08 et 0,2, et la figure 483 pour deux oscillations de même décroissement 0,08 (*).

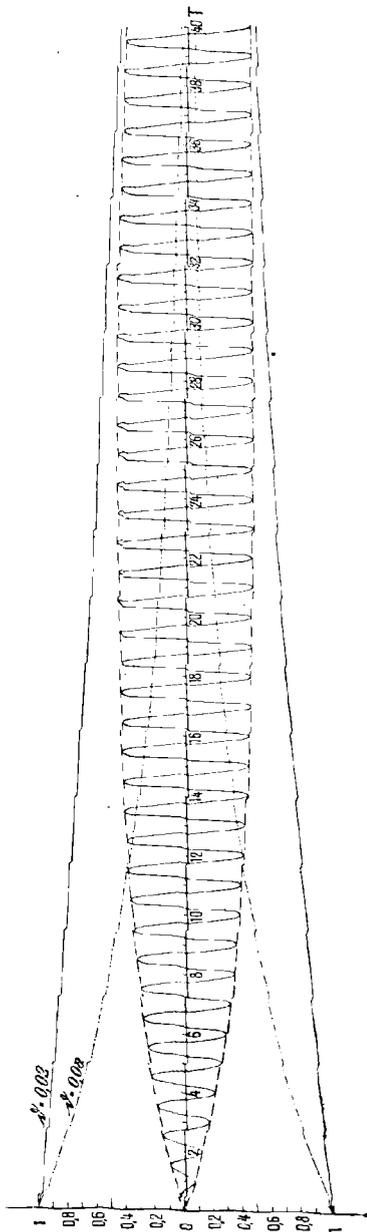
On peut déduire ce qui suit partie de ces courbes, partie par une discussion simple des égalités (1) et (2). Si les amortissements des deux oscillations sont exactement ou à peu près égaux, les variations de l'amplitude sont d'autant plus rapides que l'amortissement est plus fort. Si les amortissements sont différents, la rapidité avec laquelle l'amplitude croît est en première ligne définie par l'oscillation qui a le plus fort amortissement, et elle est d'autant plus grande que cette oscillation est plus amortie. La décroissance de l'amplitude dépend essentiellement de l'oscillation la moins amortie et est d'autant plus lente qu'elle est moins amortie. Pour des amortissements très différents, la courbe est définie, au bout de peu de temps, par la seule oscillation la moins amortie.

Il est en outre à remarquer que la forme de l'oscillation ne change pas quand on permute δ_1 et δ_2 . Si donc un oscillateur très amorti induit dans un oscillateur peu amorti ou inversement, les oscillations du secondaire, au point de vue de l'amortissement, sont les mêmes dans les deux cas.

c. La recherche de l'amplitude maxima n'est plus aussi simple ici que dans 308 a. L'amplitude maxima était alors celle de l'oscillation

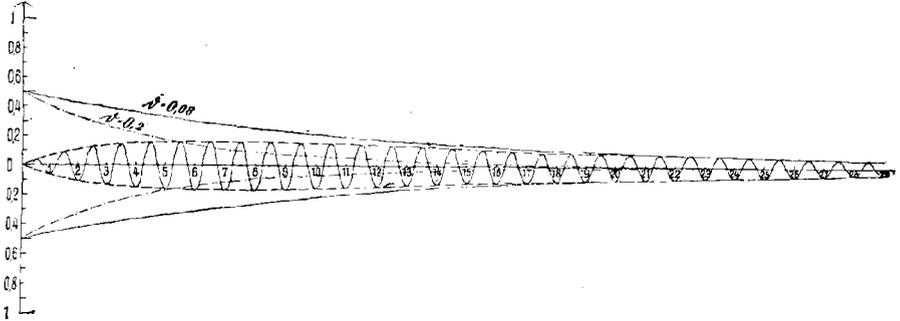
(*) 0,2 est le décroissement d'un oscillateur linéaire dont la longueur est très grande par rapport à la section (voir 296 b). 0,08 est le décroissement d'un circuit à condensateur avec étincelle (219) et 0,02 celui d'un circuit à condensateur sans étincelle avec une résistance moyenne (240 d).

Fig. 481.



forcée. Ce n'est plus le cas, comme le montrent les figures 482 et 483. L'amplitude de l'oscillation forcée, pour laquelle on avait d'après

Fig. 482.



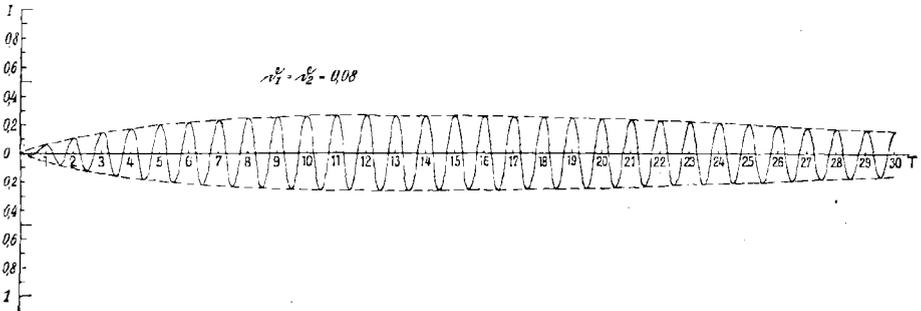
308 *a* et 319 *b*, dans le cas de l'isochronisme,

$$(3) \quad i_{10} = i_{20} = \frac{\mathcal{E}a_0}{2p_2(\delta_1 - \delta_2)},$$

$$(4) \quad \Psi_{10} = \Psi_{20} = \frac{\pi n \mathcal{E}a_0}{2(\delta_1 - \delta_2)} \quad (*),$$

est un des facteurs qui déterminent l'amplitude maxima. Mais, en

Fig. 483.



outre, celle-ci dépend de la rapidité avec laquelle l'amplitude de l'oscillation croît et décroît. Tandis que pour l'amplitude de l'oscillation forcée la différence des facteurs d'amortissement intervient

(*) N'est pas valable pour $\delta_1 = \delta_2$; voir *b*.

seule, pour l'amplitude maxima chacun des facteurs d'amortissement intervient. On a effectivement, d'après la théorie (203), pour l'amplitude maxima de la tension,

$$(5) \quad \mathcal{V}_{\max} = \frac{\pi n}{2} \frac{\frac{\delta_3}{\delta_1 - \delta_2}}{\frac{\delta_1}{\delta_1^2 - \delta_2^2}} \mathcal{C}_{\alpha_0} = \frac{\pi n}{2 \delta_2} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^{\frac{\delta_1}{\delta_2 - \delta_1}} \mathcal{C}_{\alpha_0},$$

ou, si l'on introduit les décrets,

$$(6) \quad \mathcal{V}_{\max} = \pi \frac{\frac{d_2}{d_1 - d_2}}{\frac{d_1}{d_1^2 - d_2^2}} \mathcal{C}_{\alpha_0} = \frac{\pi}{d_2} \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{\frac{d_1}{d_2 - d_1}} \mathcal{C}_{\alpha_0}.$$

321. Forme de l'oscillation pour une faible différence des fréquences. — Quand les fréquences des deux oscillateurs sont différentes, on obtient en général, d'après 303 a, des courbes très irrégulières. Elles ne deviennent relativement simples que quand les fréquences sont voisines. Si l'on suppose que les oscillations aient, comme dans la figure 482, pour décrets 0,2 et 0,08 et que leurs fréquences diffèrent de 10 pour 100, on obtient comme courbe de l'oscillation forcée la courbe en trait mince de la figure 484 (*), comme courbe de l'oscillation propre celle en traits et points, et comme oscillation résultante la courbe en trait fort. Si les décrets sont égaux, comme dans la figure 483 ($d_1 = d_2 = 0,08$), l'oscillation résultante prend la forme de la figure 485.

On peut encore choisir les rapports de manière à n'avoir qu'une oscillation de fréquence $\frac{n_1 + n_2}{2}$. Mais, au contraire du cas de l'isochronisme, l'amplitude ne décroît pas d'une manière continue, elle augmente et diminue à intervalles réguliers. On a ainsi ce que l'on appelle, en Acoustique, des *battements*.

On peut, par un raisonnement simple, déduire des figures 484 et 485, au sujet de ces battements (204), que :

1° Les battements sont d'autant plus accentués que les amortissements des deux oscillations sont plus semblables ;

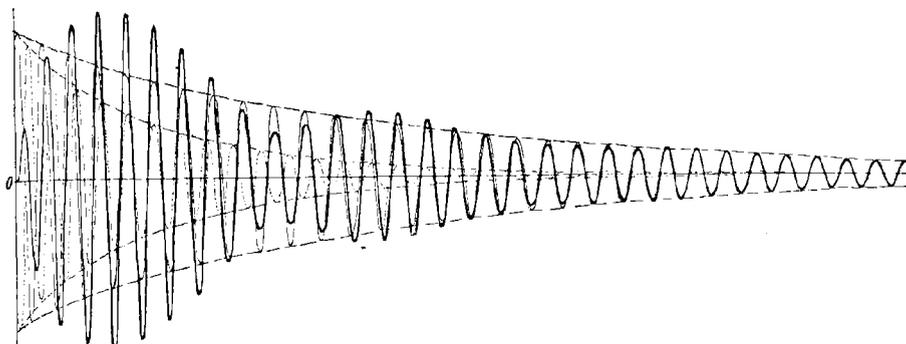
2° Le nombre de battements par seconde est en raison directe de la différence des fréquences et est égal à $\frac{n_1 - n_2}{2}$;

(*) Les échelles des figures 484 et 485 diffèrent entre elles ainsi que de celles des figures 481, 482, 483.

3° Dans le cas de la figure 485, après chaque battement la phase de l'oscillation résultante change de 180° .

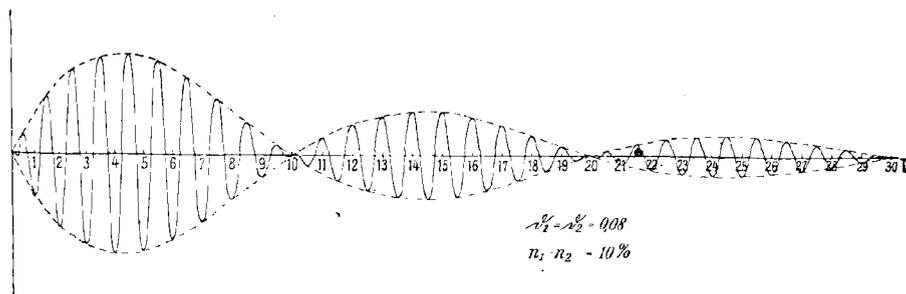
On voit immédiatement la raison de ces battements, en comparant

Fig. 484.



les oscillations propre et forcée de la figure 484. Au début, ces deux oscillations diffèrent de 180° dans la phase, donc s'affaiblissent ; pro-

Fig. 485.



gressivement elles deviennent de même phase et se renforcent, et ainsi de suite.

III. — COURBES DE RÉSONANCE DANS L'ACTION D'UN OSCILLATEUR SUR UN AUTRE.

322. **Généralités.** — Si l'on change la fréquence de l'un des deux oscillateurs, les oscillations dans le secondaire changent aussi et les courbes de résonance se construisent comme à 310; elles montrent de

quelle manière l'action sur le secondaire change avec la fréquence.

Dans le cas actuel, comme dans 310, il n'est pas indifférent de changer la fréquence du primaire ou celle du secondaire, et également de changer cette fréquence par le coefficient de self-induction ou par la capacité. Dans ce qui suit, on supposera, à moins d'indications contraires, que le primaire reste invariable et que la variation de fréquence du secondaire porte sur la capacité.

a. Pour les abscisses des courbes de résonance, on prendra ce qui a été dit à 310 e. Il est important de prendre pour celles-ci le rapport $\frac{n_2}{n_r}$, n_r étant la fréquence pour laquelle l'action sur le secondaire est maxima (résonance).

b. Ce qu'on choisit pour ordonnées dépend de la manière dont on étudie l'action sur le système secondaire.

1° Si l'on se sert d'un thermique ou d'un dynamomètre, la quantité mesurée est la valeur moyenne de $i_2^2 = i_{2,\text{eff}}^2$. Si l'indication des instruments est proportionnelle à cette quantité, ce qui est exact pour le bolomètre (43) et le dynamomètre (247), il est naturel de porter cette indication en ordonnée. Les courbes de résonance, dans lesquelles les ordonnées sont proportionnelles à $i_{2,\text{eff}}^2$, sont nommées *courbes de résonance de l'effet du courant*.

2° Si l'on emploie un électromètre (246) pour mesurer la tension φ entre deux points du système secondaire, par exemple quand le secondaire est un circuit à condensateur entre les armatures du condensateur, l'observation donne la valeur moyenne de $\varphi^2 = \varphi_{\text{eff}}^2$. On peut, si la proportionnalité existe, prendre comme ordonnées les indications de l'électromètre. La courbe ainsi obtenue s'appelle *courbe de résonance de l'effet de la tension*.

3° Si, enfin, la tension φ est mesurée par la distance d'éclatement d'un micromètre à étincelles, il est vraisemblable que celle-ci est déterminée, au moins des fréquences moyennes aux fréquences modérément élevées, par l'amplitude maxima de la tension. On prendra alors comme ordonnées les tensions, tirées de la Table XIX, correspondant à ces distances d'éclatement (voir 253 a). La courbe ainsi obtenue s'appelle *la courbe de résonance de l'amplitude maxima*.

Si l'on a à comparer des courbes de résonance construites avec des valeurs différentes pour l'amplitude de l'oscillation primaire, on doit changer les courbes de résonance, comme à 310 f, par modification des ordonnées, de manière que le point le plus élevé ait dans toutes ces courbes la même ordonnée. On peut encore prendre pour ordonnées, non plus les indications α des instruments de mesure

(ou i_{eff}^2 , ou $\mathcal{V}_{\text{eff}}^2$), mais les rapports $\frac{\alpha}{\alpha_r}$, α_r étant l'indication pour la résonance, ou $\frac{i_{\text{eff}}^2}{i_{r\text{eff}}^2}$ ou $\frac{\mathcal{V}_{\text{eff}}^2}{\mathcal{V}_{r\text{eff}}^2}$.

323. Courbe de résonance de l'effet du courant. — *a.* La théorie (205) donne pour l'effet du courant i_{eff}^2 dans le circuit secondaire

$$(1) \quad i_{\text{eff}}^2 = \frac{\mathcal{C}_{a_0}^2}{16\mu_2^2} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_1 \delta_2} \frac{1}{\pi^2(n_1 - n_2)^2 + (\delta_1 + \delta_2)^2}.$$

Cette relation est valable quand :

1° Les deux oscillations ne sont pas très amorties, de sorte que δ_1^2 soit petit par rapport à $(\pi n_1)^2$ et δ_2^2 par rapport à $(\pi n_2)^2$;

2° n_1 et n_2 ne sont pas très différents l'un de l'autre, de sorte que $(n_1 - n_2)^2$ puisse être négligé par rapport à n_1^2 ou à n_2^2 .

Pour la construction des courbes de résonance, on peut donc employer la relation (1), seulement autant qu'on étudie la courbe au voisinage du point d'isochronisme.

D'après la relation (1), l'effet du courant aura évidemment un maximum pour $n_2 = n_1$. La résonance de l'effet du courant aura lieu pour l'isochronisme des deux oscillations, la courbe de résonance aura un maximum pour l'abscisse n_1 .

b. Pour l'isochronisme des deux oscillations on a

$$(2) \quad i_{r\text{eff}}^2 = \frac{\mathcal{C}_{a_0}^2}{16\mu_2^2} \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)},$$

ou si l'on introduit les décrets, qui pour les deux oscillations

$$\text{isochrones ont les valeurs } \delta_1 = \frac{\delta_1}{n_1}, \quad \delta_2 = \frac{\delta_2}{n_2}.$$

$$(2a) \quad i_{r\text{eff}}^2 = \frac{\mathcal{C}_{a_0}^2}{2\mu_2^2 n_1^2} \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}.$$

Pour la même fréquence n_1 , l'effet du courant pour la résonance monte d'autant plus que les deux oscillations sont moins amorties.

La figure 486 représente la courbe de résonance pour les deux oscillations de la figure 481 (trait fort, courbe *a*) et pour les deux oscillations de la figure 482 (trait mince, courbe *b*). On suppose que \mathcal{C}_{a_0} a la même valeur dans les deux cas; c'est dans cette hypothèse que les deux courbes sont dessinées à la même échelle. Comme abscisses on a pris $\frac{n_2}{n_1}$; pour ce cas, on met plus commodément l'éga-

lité (1) sous la forme

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} i_{\text{eff}}^2 &= \frac{C_{a_0}^2}{16(\pi n_1 p_2)^2} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_1 \delta_2} \frac{1}{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{\pi n_1}\right)^2}, \\ &= \frac{C_{a_0}^2}{8\pi^2 p_2^2 n_1^3} \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_1 \nu_2} \frac{1}{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{\nu_1 + \nu_2}{2\pi}\right)^2}. \end{aligned} \right.$$

c. La forme de la courbe de résonance est essentiellement déterminée par les valeurs de $\delta_1 + \delta_2$ ou $\nu_1 + \nu_2$. Pour comparer les courbes *a* et *b*, on peut égaliser les ordonnées en ramenant *b* à avoir le maximum de *a* par changement d'ordonnées. Elle prend alors la forme de la courbe *c* en traits et points de la figure 486 et monte bien moins

Fig. 486.

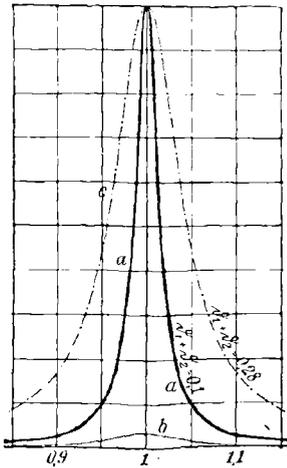
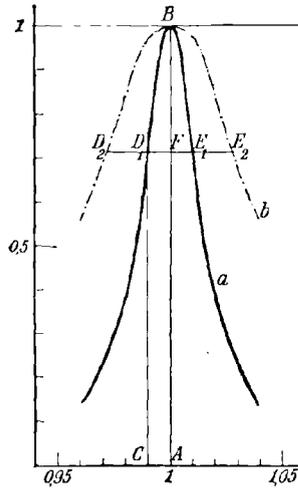


Fig. 487.



rapidement que *a* à son maximum. On peut démontrer, comme dans 311 *b*, que de deux courbes de résonance ayant le même maximum et mêmes abscisses, celle qui a le sommet le moins aigu est celle pour laquelle la somme des décroissements est la plus forte. Il résulte des égalités (2) et (3)

$$(4) \quad r = \frac{i_{\text{eff}}^2}{U_{\text{eff}}^2} = \frac{\left(\frac{\nu_1 + \nu_2}{2\pi}\right)^2}{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{\nu_1 + \nu_2}{2\pi}\right)^2}$$

ou si, comme à 311 b, on désigne par x la différence entre les abscisses $\frac{n_2}{n_1}$ d'un point et celle du point de résonance $\left(\frac{n_2}{n_1} = 1\right)$,

$$(5) \quad \gamma = \frac{i_{\text{eff}}^2}{I_{\text{eff}}^2} = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2\pi}\right)^2}}$$

Si l'on définit également (312) par *acuité de la résonance* la courbure $\frac{1}{\rho}$ de la courbe de résonance à son maximum, abscisses $\frac{n_2}{n_1}$, ordonnées $\frac{i_{\text{eff}}^2}{I_{\text{eff}}^2}$, l'égalité (5) donne pour sa valeur

$$\frac{1}{\rho} = \frac{2}{\left(\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2\pi}\right)^2}$$

L'acuité de la résonance dépend seulement de la somme des décroissements des deux oscillateurs.

d. La figure 487 représente les courbes de résonance pour les mêmes décroissements que ceux des courbes a et c de la figure 486. On trace une parallèle à l'axe des abscisses, qui coupe les deux courbes respectivement en $D_1 E_1$ et $D_2 E_2$. On tire de l'égalité (5), comme précédemment à 311 c,

$$(6) \quad \frac{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)_1}{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)_2} = \frac{D_1 E_1}{D_2 E_2},$$

$(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)_1$ et $(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)_2$ étant les sommes des décroissements dans les cas des courbes a et b .

e. Enfin l'égalité (5) conduit immédiatement à

$$(7) \quad \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi x \sqrt{\frac{i_{\text{eff}}^2}{I_{\text{eff}}^2 - i_{\text{eff}}^2}} = 2\pi x \sqrt{\frac{\gamma}{1 - \gamma}},$$

ou pour la courbe de résonance a de la figure 487

$$(8) \quad \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi AC \sqrt{\frac{FA}{FB}},$$

et cela qu'on prenne comme ordonnées les valeurs de i_{eff}^2 ou celles de $\frac{i_{\text{eff}}^2}{I_{\text{eff}}^2}$.

L'égalité (8) suppose qu'on a pris pour abscisses de la courbe de

résonance $\frac{n_2}{n_1}$; si l'on a simplement pris n_2

$$(9) \quad \delta_1 + \delta_2 = \frac{2\pi}{n_1} AC \sqrt{\frac{FA}{FB}}$$

324. Courbe de résonance de l'effet de la tension. — *a.* La relation de laquelle la courbe de résonance de l'effet de la tension doit être déduite est (205)

$$(1) \quad \Psi_{\text{eff}}^2 = \frac{C_{n_0}^2}{16\pi n_1} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_1 \delta_2} \frac{(\pi n_2)^2}{\pi^2 (n_1 - n_2)^2 + (\delta_1 + \delta_2)^2}$$

Cette égalité est valable sous les mêmes conditions que l'égalité (1) de 323. On a aussi, pour le cas de l'isochronisme ($n_2 = n_1$),

$$(2) \quad \Psi_{\text{res}}^2 = \frac{C_{n_0}^2 (\pi n_1)^2}{16} \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)} = \frac{C_{n_0}^2 \pi^2}{2 n_1} \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}$$

et, par suite,

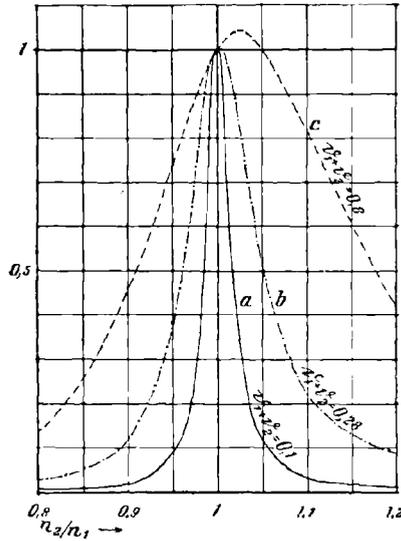
$$(3) \quad y = \frac{\Psi_{\text{eff}}^2}{\Psi_{\text{res}}^2} = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}\right)^2}{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}\right)^2}$$

b. La figure 488 (courbes *a* et *b*) représente les courbes de résonance de l'effet de la tension, pour les mêmes oscillations pour lesquelles sont tracées les courbes de résonance de l'effet du courant *a* et *c* de la figure 486. Quoique les relations pour l'effet de la tension soient différentes de celles de 323 pour l'effet du courant, et par suite qu'il soit impossible que les courbes aient la même forme dans les deux cas, la différence entre *a* et *b* de la figure 488 et *a* et *c* de la figure 486 est à peine sensible. En général, les courbes de résonance de l'effet de la tension ne diffèrent que peu de celles de l'effet du courant, tant que la somme des décrets $\delta_1 + \delta_2$ est petite par rapport à 2π . Dans ce cas, les relations établies à 323 pour l'effet du courant sont valables pour les courbes de résonance de l'effet de la tension, et avec d'autant plus d'exactitude que la somme des décrets est plus petite.

c. Si la somme des deux décrets est relativement considérable, comme dans le cas de la courbe *c* de la figure 488 ($\delta_1 + \delta_2 = 0,8$), il y a une différence sensible entre la courbe de résonance de l'effet du courant et celle de l'effet de la tension. Le maximum de l'effet de la tension, comme à 313, n'aura plus lieu quand les fréquences des oscillations seront égales, mais quand elles seront un peu différentes. Le point de résonance est différent du point d'isochronisme.

La relation de 323, égalité (5), qui donnait alors la forme de la courbe de résonance au voisinage du point d'isochronisme, et qui

Fig. 488.



tant que x^2 est petit par rapport à $\left(\frac{d_1 + d_2}{2\pi}\right)^2$ peut être mise sous la forme

$$y = 1 - \frac{x^2}{\left(\frac{d_1 + d_2}{2\pi}\right)^2},$$

devient

$$y = 1 + 3x - \frac{x^2}{\left(\frac{d_1 + d_2}{2\pi}\right)^2}.$$

On voit qu'elle a un maximum, non pas pour $x = 0$ (isochronisme), mais pour une certaine valeur définie par

$$x = \frac{3}{2} \left(\frac{d_1 + d_2}{2\pi}\right)^2.$$

Pour des valeurs déjà fortes : $d_1 + d_2 = 0,5$; $x = 0,01$. La différence entre la résonance et l'isochronisme atteint seulement 1 pour 100. Dans tous les cas réellement pratiques cette différence est très faible.

d. Il existe pour la courbe de résonance de l'effet de la tension une relation analogue à celle de 323 e pour l'effet du courant.

On a également ici

$$v_1 + v_2 = 2 \pi AC \sqrt{\frac{FA}{FB}}$$

A étant sur l'axe des abscisses le point correspondant au point B maximum et non pas le point d'isochronisme, F et C ayant la même signification qu'à 323 e.

325. Courbe de résonance de l'amplitude maxima. — La relation qui fournit l'amplitude maxima de la tension dans le secondaire \mathcal{V}_{\max} en fonction de la fréquence de celui-ci, et par suite détermine la courbe de résonance, est beaucoup plus complexe (*) que les relations correspondantes de 323 et 324.

a. Cette courbe de résonance a, avec celles qui viennent d'être étudiées, les points communs suivants :

1° Elle possède un maximum au voisinage du point d'isochronisme, et d'autant plus près de ce point que l'amortissement des deux systèmes est plus faible.

2° Au voisinage du point de résonance, les courbes de résonance montent d'autant moins rapidement que l'amortissement des deux oscillations est plus fort.

b. Par contre, on remarque les différences essentielles suivantes :

1° Pour les mêmes amortissements des deux oscillateurs, la courbe de résonance de l'amplitude maxima atteint moins rapidement son maximum que celles de l'effet du courant ou de la tension.

La courbe en trait plein de la figure 489 est la courbe de résonance de l'amplitude maxima, celle en pointillé la courbe de résonance de l'effet du courant, avec $v_1 = 0,08$ et $v_2 = 0,02$.

2° La hauteur à laquelle monte la courbe de résonance à son

(*) C'est (206)

$$\mathcal{V}_{\max} = \mathcal{U}_{n_0} \frac{(\pi n_2)^2}{\pi(n_1 + n_2)} \frac{\frac{\delta_2}{\delta_2^2 - \delta_1^2}}{\frac{\delta_1}{\delta_1^2 - \delta_2^2}} \sqrt{\frac{1 + \alpha \left[\frac{\pi(n_1 - n_2)}{\delta_1 - \delta_2} \right]^2}{1 + \left[\frac{\pi(n_1 - n_2)}{\delta_1 - \delta_2} \right]^2}}$$

dans laquelle

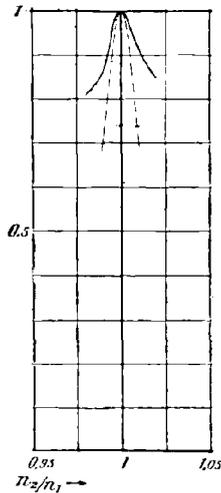
$$\alpha = \delta_1 \delta_2 \left(\frac{\log \text{nép} \frac{\delta_1}{\delta_2}}{\delta_1 - \delta_2} \right)^2$$

maximum est donnée, non par la valeur de $(d_1 + d_2)d_1d_2$ comme dans les courbes précédentes, mais par l'expression

$$\frac{\frac{d_1}{\delta_{21} - \delta_2}}{\frac{d_1}{\delta_{11} - \delta_2}} \quad \text{ou} \quad \frac{\frac{d_2}{d_1 - d_2}}{\frac{d_2}{d_1 - d_2}} \quad (\text{voir 320 c}).$$

3° Tandis que pour un déréement donné des deux oscillations et pour une FEM donnée \mathcal{E}_α l'effet du courant lors de la résonance est proportionnel à $\frac{1}{n_1^2}$ [323, égalité (2a)] et l'effet de la tension à $\frac{1}{n_1}$ [324, égalité (2)], que par conséquent tous deux diminuent en sens

Fig. 489.



inverse de la fréquence, la valeur atteinte par l'amplitude maxima dans la résonance est indépendante de la fréquence [320, égalité (6)]. Donc, tandis que l'observation de l'effet du courant ou de la tension demande d'autant plus de sensibilité de la part des instruments que la fréquence est plus grande, pour la recherche de l'amplitude maxima la fréquence est indifférente.

326. Généralisation. — a. Les relations précédentes, pour les courbes de résonance, avaient été établies dans l'hypothèse que le primaire restait invariable et que la fréquence du secondaire était changée à l'aide de sa capacité. Si l'on abandonne cette hypothèse et

si la fréquence du primaire varie par changement de sa capacité ou de son coefficient de self-induction, ou si le primaire est invariable le coefficient de self-induction du secondaire étant variable, il y a deux cas à considérer : ou l'amortissement des deux systèmes est assez faible pour que la somme des décréments soit petite par rapport à 2π , et alors les relations établies plus haut restent encore applicables; ou l'amortissement des deux systèmes est assez considérable, et alors il peut y avoir une différence marquée entre les points de résonance et d'isochronisme. Mais, dans la plupart des cas importants en pratique, cette différence est de l'ordre de grandeur de celle de $324c$ pour l'effet de la tension.

b. Couplage galvanique. — On a fait encore une hypothèse en admettant que le couplage entre les deux systèmes est toujours magnétique. Naturellement, il est également possible de coupler deux circuits à condensateur, ou autres oscillateurs, de manière que leur conducteur ait une partie commune (dans la figure 490, la bobine S). Il existe donc entre les deux circuits, en outre du couplage magnétique, un couplage galvanique. Le couplage magnétique a pour le circuit secondaire une FEM (38 e)

$$(1) \quad \mathcal{E}_i = -p_{21} \dot{i}_1,$$

et le couplage galvanique a, d'après 152 b, une FEM

$$(2) \quad \mathcal{E}_g = -w \dot{i}_1,$$

p_{21} étant le coefficient d'induction mutuelle, w la résistance de la partie commune du conducteur, c'est-à-dire dans la figure 490 la

Fig. 490.

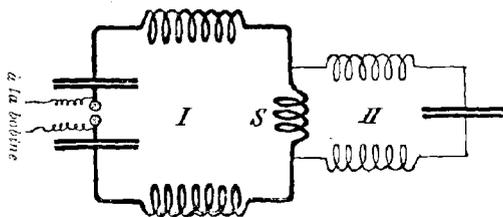
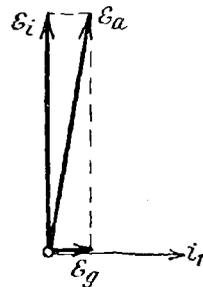


Fig. 491.



bobine S, i_1 le courant dans le primaire. La FEM totale \mathcal{E}_a , produite par le primaire dans le secondaire, est la résultante de \mathcal{E}_i et de \mathcal{E}_g . Si l'amortissement du primaire n'est pas très fort, on tire de l'égalité (1)

de 218 approximativement

$$\mathcal{E}_{i_0} = \pi n p_{21} i_{10}, \quad \sphericalangle(\mathcal{E}_{i_1}, i_1) = 90^\circ.$$

Le diagramme des vecteurs a approximativement la forme de la figure 491. On en déduit immédiatement

$$\mathcal{E}_{i_0} = \sqrt{(\pi n p_{21})^2 + w^2} i_{10},$$

$$\text{tang}(\mathcal{E}_a, i_1) = \frac{\pi n p_{21}}{w}.$$

Si le couplage magnétique existait seul, \mathcal{E}_a coïnciderait avec \mathcal{E}_{i_1} , mais il y a couplage galvanique; donc :

1° L'amplitude de la FEM agissant sur le secondaire est augmentée dans le rapport

$$\frac{\sqrt{(\pi n p_{21})^2 + w^2}}{\pi n p_{21}} \quad \text{ou} \quad \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{w}{\pi n p_{21}}\right)^2}}{1}.$$

2° La FEM \mathcal{E}_a ne diffère pas de 90° dans la phase avec i_1 , comme il était supposé à 317 c et dans la suite; leur phase ne diffère que d'un angle plus petit, de sorte qu'au commencement de l'oscillation la FEM \mathcal{E}_a n'est pas exactement maxima ou minima (207). Mais en réalité, pour les oscillations d'une fréquence de $10^6/\text{sec}$ et au-dessus, même quand la partie commune des deux circuits ne comporte pas une bobine, mais un simple fil de cuivre pas trop mince, la grandeur $\pi n p_{21}$, qui dans le cas précédent est approximativement égale à l'inductance de la bobine S, devient beaucoup plus grande que la résistance w (250). Dans tous les cas pratiques, l'influence du couplage galvanique sera insensible, en ce qui concerne l'amplitude et la phase de \mathcal{E}_a , devant l'influence du couplage magnétique.

c. Enfin, on a explicitement ou tacitement supposé qu'il s'agissait de deux circuits à condensateur. Les relations précédentes ne sont vérifiées que qualitativement, quand il s'agit de deux oscillateurs quelconques en couplage très lâche.

327. Courbes de résonance pour deux oscillations dans le primaire. —

Le cas où deux oscillations de fréquences différentes se produisent dans le primaire a une importance pratique. On peut appliquer ce qui suit aux courbes de résonance obtenues, quand on fait varier la fréquence du secondaire et par suite l'effet du courant (208).

a. Les fréquences des deux oscillations sont assez différentes, pour que la courbe de résonance de l'une d'elles soit voisine de l'axe des abscisses quand l'autre est à son point de résonance. La courbe

obtenue avec ces deux oscillations simultanées ressemble à la courbe *a* de la figure 516, ou à *c* et *d* de la figure 538. Elle possède deux maxima séparés par une profonde dépression. Les relations de 323 peuvent alors être appliquées au voisinage des maxima. Elles donnent la fréquence et le décrement pour les deux oscillations du primaire (330 et 336).

b. Les fréquences des deux oscillations ne sont pas très différentes, de sorte que l'une des courbes de résonance est encore loin de l'axe des abscisses quand l'autre est à son maximum. Alors il peut se présenter deux formes pour la courbe de résonance.

1° La courbe présente deux maxima prononcés (courbe *b*, *fig.* 538). Cela arrive quand les deux oscillations dans le primaire ont à peu près même amplitude et même amortissement.

2° La courbe ne présente qu'un seul maximum et en outre un gonflement qui n'existe pas pour la courbe de résonance d'une oscillation séparée (*voir* courbe *e*, *fig.* 516).

Dans les deux cas, on peut seulement déduire de la courbe de résonance qu'il existe deux oscillations superposées. La position des maxima ou d'un maximum donne aussi approximativement la fréquence des deux ou d'une oscillation. Une valeur exacte de la fréquence, ou du décrement, ne peut être tirée de la courbe sans renseignements complémentaires.

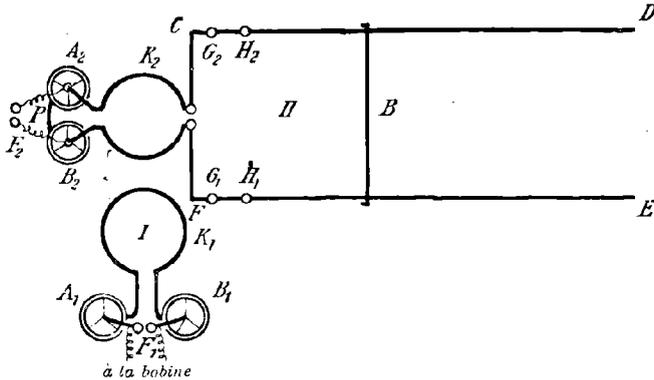
IV. — DÉMONSTRATION ET EMPLOI EXPÉRIMENTAL DE LA RÉSONANCE.

328. Dispositif pour la démonstration. — *a.* Un dispositif de O. Lodge (²⁰⁹), employé avec succès dans les premières recherches sur la résonance des circuits à condensateur, est celui représenté à la figure 492 en projection horizontale. A_1B_1 et A_2B_2 sont des bouteilles de Leyde, K_1 et K_2 des cercles de fil qui induisent l'un dans l'autre, B un pont qui peut se déplacer sur les fils CD et FE, afin de changer le coefficient de self-induction et par suite la fréquence des oscillations propres du circuit à condensateur II. Les fils CD et EF sont de forts fils de cuivre, interrompus et munis de vis de pression en G_1H_1 et G_2H_2 , de sorte qu'on puisse intercaler en ces endroits des résistances électrolytiques ou des cercles de fil. La figure 493 montre la fixation des fils sur un banc de bois. Sur un côté de ce banc de bois, une division sur papier T permet de lire la position du pont B (*).

(*) Dans mes expériences, la longueur du banc était de 2^m (1^m pour certaines), largeur 40^{cm}, diamètre du fil de cuivre 4^{mm},5. Les coefficients de self-induction

Un micromètre à étincelles F_2 est fixé aux armatures des bouteilles A_2, B_2 , qui sont réunies au cercle K_2 . La distance d'éclatement donne, pour la démonstration, une mesure suffisante pour l'amplitude maxima de la tension entre les deux armatures. Pour avoir des étincelles bien visibles en F_2 , on recommande de remplacer les boules

Fig. 492.



du micromètre par de petits charbons de lampe à arc, et que l'étincelle F_1 soit bien éblouissante.

b. Le phénomène de la résonance peut être démontré de la manière suivante : le circuit à condensateur I étant mis en oscillations par la charge d'une bobine d'induction, on met le pont B sensiblement à la position CF dans le circuit II. Le micromètre F_2 est presque complètement vissé, de sorte que les étincelles passent très facilement.

du système, pour les diverses positions du pont B, sont calculées dans la Table XI.

Je disposais de dix bouteilles de Leyde, assez semblables, en flint anglais. Leur capacité était respectivement de

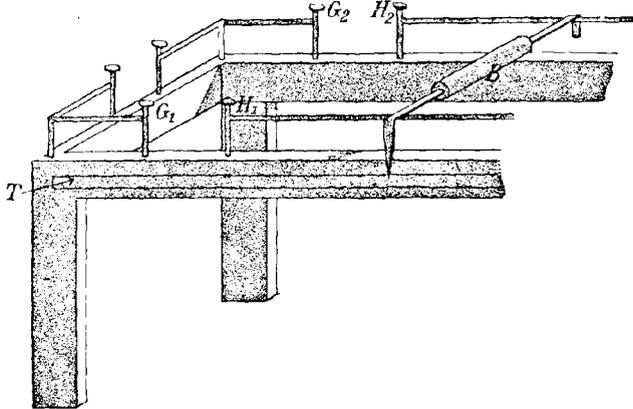
$$2,27 - 2,11 - 1,71 - 1,70 - 0,87 - 0,92 - 0,61 - 0,50 - 0,34 - 0,33 \times 10^3 \text{ microfarad.}$$

La fréquence du circuit à condensateur II pouvait ainsi varier entre $3,6 \cdot 10^6$ et $1,5 \cdot 10^7$ /sec, avec une seule paire de bouteilles de Leyde. Quand on intercale en quantité plusieurs bouteilles, ou en série des bobines auxiliaires, la limite inférieure peut être de beaucoup abaissée. Le dernier de ces moyens est à éviter, car le déplacement du pont change alors trop peu la fréquence.

Pour beaucoup d'expériences, il suffit de réunir les bouteilles A_2, B_2 à deux fils parallèles réunis par un fil traversier. Ce dispositif est même à préférer à celui de la figure 492 pour les fréquences au-dessus de 10^6 . Il est important, dans ces expériences, que le couplage soit réellement très lâche, c'est-à-dire que les circuits à condensateur I et II soient suffisamment éloignés.

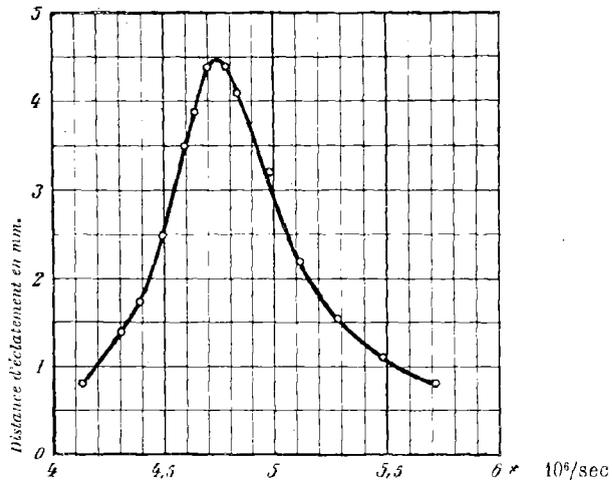
Maintenant on recule le pont B; il y a d'abord peu de changement, mais pour une certaine position la distance d'éclatement croît rapi-

Fig. 493.



dement pour atteindre une certaine valeur maxima et décroître ensuite quand on recule encore le pont. En portant les fréquences du circuit

Fig. 494.



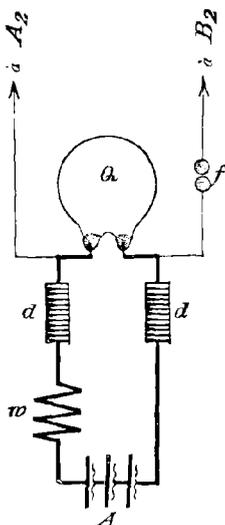
à condensateur II en abscisses, les distances d'éclatement en ordonnées, on obtient des courbes comme celles de la figure 494.

L'expérience sera surtout saisissante, si l'on règle l'éclateur de manière que l'étincelle passe juste en F_2 au moment où le pont est à la position de résonance. Si alors on déplace le pont de CF à DE, on voit éclater brusquement des étincelles au moment où il passe le point de résonance (*); en deçà et au delà les étincelles cessent assez rapidement.

c. On peut montrer de la manière suivante que l'action maxima (résonance) a lieu lorsque les deux circuits à condensateur ont, au moins approximativement, la même fréquence. On marque la place occupée par B dans l'expérience de *b* pour le cas de résonance. On

(*) Si l'on tient à rendre cette expérience aussi brillante et par suite aussi claire que possible, on recommande la disposition suivante, utilisable pour de nombreuses autres recherches. On réunit aux connexions de A_2 et B_2 , au lieu d'un micromètre, une lampe à arc à mercure (436) avec intercalation d'un petit éclateur *f* (fig. 495). On réunit la lampe aux pôles d'une batterie d'accumulateurs

Fig. 495.

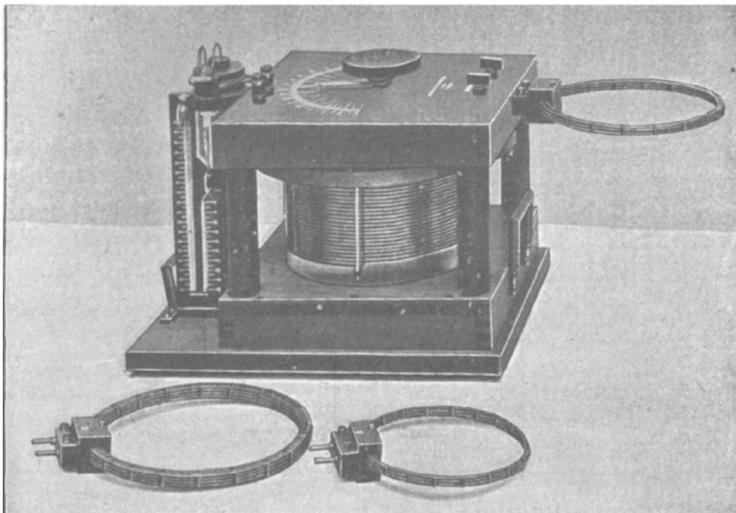


ou d'une machine à courant continu, et l'on met sur les fils deux petites bobines de réaction d (387 d) et une résistance w . On dispose l'éloignement du primaire et du secondaire, de sorte que l'arc se produise pour la résonance; on règle ensuite la résistance, et éventuellement la tension de la source continue, de sorte que l'interruption des oscillations dans le primaire amène l'extinction de l'arc. L'expérience est la suivante : on fait osciller le primaire et l'on déplace progressivement le pont B de la position CF jusqu'à la résonance. La lampe s'éclaire vivement, puis s'éteint quand on éloigne le pont.

met l'éclateur F_1 en P dans le circuit II, et l'on ferme par un fil en F_1 le circuit I; le micromètre F_2 est mis en communication avec les armatures des bouteilles A_1, B_1 , qui sont réunies à K_1 . L'ancien secondaire II devient primaire et induit des oscillations dans I. Si maintenant on déplace le pont B, on remarque que la résonance se produit encore pour la même position qu'en b . Cette réversibilité du primaire et du secondaire rend très vraisemblable que le rapport entre les fréquences du primaire et du secondaire lors de la résonance est voisin de l'unité (*).

329. Dispositif pour les mesures (210). — Le dispositif de la figure 492 présente, pour la démonstration, l'avantage que chaque changement de fréquence est immédiatement visible à la position du pont. Pour les mesures, il a le désavantage que la FEM induite change aussi

Fig 496.

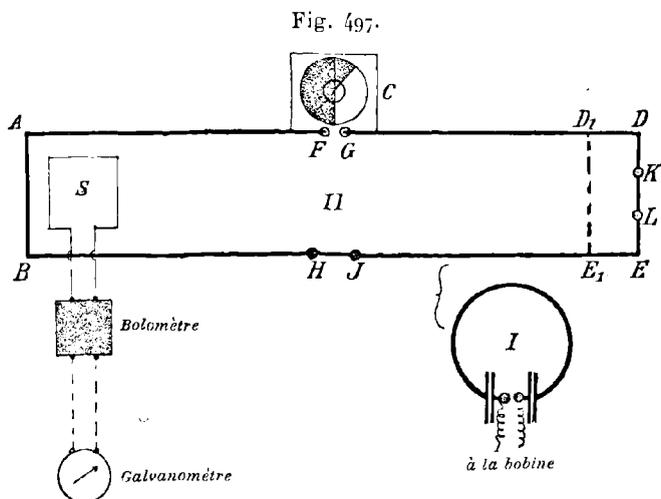


légèrement avec le coefficient de self-induction, et qu'un contact défectueux entre le pont et les fils peut fausser ces mesures. Pour ces raisons on emploie d'autres dispositifs où, le conducteur du circuit à condensateur restant fixe, la capacité du condensateur varie d'une manière continue.

(*) Pour l'étude de la résonance aux très hautes fréquences voir 408 c.

a. Comme condensateur variable, on peut en toutes circonstances employer un condensateur à lame d'air (239 a). Ceux construits par Siemens et Halske, ou la Compagnie de TSF, et représentés figures 496, 499 et 500, sont particulièrement solides et pratiques. Ils consistent essentiellement en deux systèmes de plaques métalliques semi-circulaires; l'un d'eux, fixe, forme l'une des armatures du condensateur; l'autre, qui est mobile, peut augmenter ou diminuer à volonté l'espace intermédiaire et forme la seconde armature. Le mouvement peut être mesuré au moyen d'un index se déplaçant devant une échelle circulaire.

b. On peut donner au conducteur la forme particulièrement simple d'un rectangle, ABED (fig. 497) (*), de manière à pouvoir calculer



son coefficient de self-induction par la formule connue (Table VIII).

Dans le condensateur variable de la figure 496, il est nécessaire que les connexions des deux systèmes de plaques soient courtes. Malgré cela, le coefficient de self-induction du conducteur total diffère de celui d'un rectangle; on peut cependant (voir 333) le calculer avec une exactitude suffisante.

c. On peut observer l'effet de la tension, en intercalant un électromètre de la forme écrite à 246 c entre les armatures du condensateur.

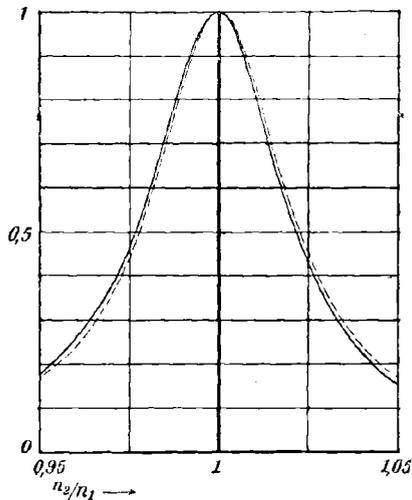
L'observation de l'effet du courant, telle qu'elle est expliquée dans ce qui suit, au moyen d'un bolomètre relié à un galvanomètre à

(*) On donnera plus tard la signification des lettres D₁, E₁, H, J, K, L.

miroir de moyenne sensibilité mais bien amorti, a donné pour les mesures les meilleurs résultats. Comme garde contre l'influence magnétique de la bobine d'induction, éloignée autant que possible, on entoure le galvanomètre d'un anneau de fer (20 a).

Il n'est pas possible d'intercaler directement le bolomètre dans le secondaire (335 c). On le relie à cause de cela à une bobine S (fig. 497), de très peu de spires, dans laquelle induit le secondaire en couplage aussi lâche que possible, de manière que la réaction du courant du circuit du bolomètre ne soit pas sensible. D'après 317 c et 318 a, les oscillations dans le circuit du bolomètre ne sont propor-

Fig. 498.



tionnelles à celles du circuit à condensateur secondaire que si l'inductance du circuit du bolomètre est grande par rapport à sa résistance; mais on n'a pas besoin d'être très strict sur la réalisation de cette condition. Le but de toute cette installation est d'obtenir expérimentalement les nombres relatifs aux courbes de résonance, et principalement les valeurs aux environs du point de résonance. Ces valeurs dépendent fort peu de la condition précédente (voir courbes de la figure 498). Ces deux courbes représentent l'effet du courant dans le cas de

$$d_1 = 0,08, \quad d_2 = 0,2;$$

la courbe continue est prise quand dans le circuit du bolomètre l'inductance est très grande par rapport à la résistance, la courbe

discontinue quand ces deux quantités sont égales. La différence des deux courbes est à peine sensible au voisinage du point de résonance (*).

d. Quand on détermine expérimentalement les courbes de résonance, il faut prendre garde aux points suivants :

1° L'interrupteur de la bobine d'induction doit bien fonctionner, ce qui est réalisé par l'interrupteur à jet de mercure (430).

2° La bobine d'induction ne doit donner qu'une décharge à chaque interruption (242 *d*).

3° Les boules de l'éclateur ne doivent pas être en laiton, mais en étain ou en zinc.

4° Les fils venant de la bobine d'induction doivent être reliés directement à l'éclateur, sinon l'amortissement des oscillations serait augmenté (^{210a}).

330. Détermination de la fréquence par la résonance. - - On a montré à 314 qu'on pouvait à l'aide de la résonance déterminer la fréquence d'un oscillateur quelconque, quand on connaissait la fréquence d'un circuit à condensateur variable. On doit donc d'abord approprier le circuit à condensateur à ce but, ce qui est très simple pour celui de la figure 497 (**). Si l'on a déterminé expérimentalement le coefficient de self-induction du conducteur (333), on n'a plus qu'à mesurer la capacité du condensateur pour un certain nombre de positions de l'index. La formule de Thomson (209) donne immédiatement la fréquence pour les positions correspondantes (***).

On réunit les nombres trouvés en une table ou une courbe, permettant d'avoir la fréquence pour chaque position de l'index. L'application de la méthode de résonance peut se faire de deux manières différentes.

a. On excite, au moyen d'une bobine d'induction, les oscillations de l'appareil dont on veut déterminer la fréquence; on le fait induire en couplage très lâche dans le circuit à condensateur de mesure, et l'on observe l'effet du courant dans celui-ci avec le bolomètre. La fréquence du circuit à condensateur de mesure, pour laquelle l'indication du bolomètre est maxima, est avec une exactitude suffisante

(*) En particulier, elles donneront la même fréquence (330) et le même amortissement (336).

(**) Et aussi pour tous ceux où le coefficient de self-induction reste invariable, la capacité seule changeant.

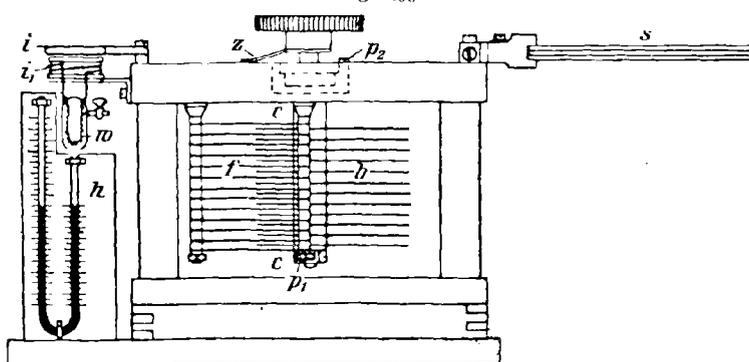
(***) Mais les fréquences ne doivent pas être assez élevées pour que le courant ne soit plus quasi stationnaire (211), et que la capacité du condensateur à air soit autre que pour la charge statique (274).

égale à la fréquence cherchée de l'oscillateur ⁽²¹¹⁾ (323). Si l'on observe l'effet de la tension, la différence entre l'isochronisme et la résonance est sensible lorsque l'amortissement est élevé. On peut alors obtenir la fréquence exacte, si l'on connaît la somme des décrets des oscillations (324 et 336 b) ⁽²¹²⁾. Dans tous les cas pratiques, cette fréquence ne diffère que peu de celle correspondant à la résonance.

b. On peut encore produire, à l'aide d'une bobine d'induction, des oscillations dans le circuit à condensateur variable, la fréquence étant connue à l'avance. On les fait agir sur l'oscillateur dont on cherche la fréquence par un couplage très lâche et l'on observe l'effet du courant ainsi produit dans l'oscillateur. La fréquence du circuit à condensateur variable, qui produit l'effet maximum dans l'oscillateur, est égale à la fréquence cherchée de l'oscillateur.

c. Pour la première sorte de mesures, l'ondemètre de la Compagnie de TSF ⁽²¹³⁾ est directement approprié (*). On réunit à un côté du

Fig. 499.



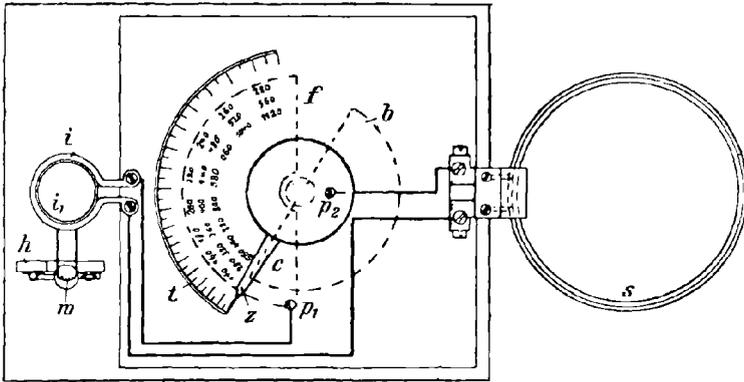
condensateur réglable de 329 a une petite bobine i , qui induit dans une autre bobine i_1 reliée à un petit thermique h . Comme conducteur proprement dit, on peut suivant les besoins employer un simple cercle ou des bobines larges et plates. Comme chaque position de l'index z du condensateur définit une fréquence pour un conducteur donné, on ajoute devant cet index une graduation, sur laquelle on peut directement lire la fréquence pour le conducteur donné.

(*) Si l'on veut faire servir cet appareil à la démonstration, on peut ajouter un micromètre à étincelles aux armatures du condensateur (328), et alors le vase de verre qui contient le condensateur doit être plein d'huile. Il en est de même quand le condensateur doit recevoir la charge de la bobine d'induction.

La fréquence de l'ondemètre peut, par l'emploi de divers conducteurs, varier entre $5 \cdot 10^5$ et $6 \cdot 10^6$. Il peut déterminer avec exactitude une fréquence quelconque située entre ces limites.

Pour les mesures qui ont besoin d'une plus grande précision, il est

Fig. 500.

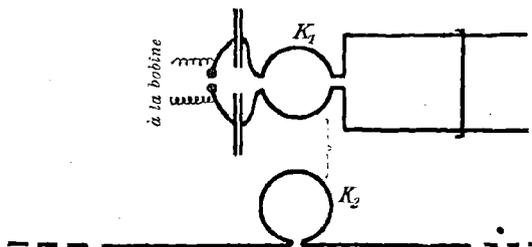


recommandé, tout en conservant le condensateur variable, de s'inspirer pour le reste des considérations de 343 *a* et 353 *c* ainsi que de 329 *b*, et surtout de remplacer le thermique par un bolomètre.

Si l'on veut étendre le champ des mesures à de plus basses fréquences, on met en HJ ou en KL (*fig. 497*) des bobines de quelques spires et d'un pas point trop faible; on détermine ensuite expérimentalement le coefficient de self-induction du circuit à condensateur total.

331. **Fréquences de l'oscillateur linéaire et de l'oscillateur de Hertz.** — Un exemple où s'applique la méthode de 330 *b* est le sui-

Fig. 501.



vant : l'étude de la variation de la fréquence d'un oscillateur linéaire

aux extrémités duquel on ajoute des capacités, que l'on transforme par conséquent en un oscillateur de Hertz de même longueur.

Le dispositif est figuré schématiquement à la figure 501. Un circuit à condensateur variable, de fréquence connue, dont les oscillations sont produites par une bobine d'induction, contient un cercle K_1 , qui induit en couplage aussi lâche que possible dans un cercle K_2 intercalé au milieu de l'oscillateur linéaire. Pour observer l'effet du courant dans l'oscillateur on peut, soit y intercaler un thermique, soit faire agir ses oscillations sur un circuit de bolomètre.

Une telle détermination donne les résultats suivants, où l représente la longueur totale des fils réunis à K_2 , c la capacité (²¹⁴) d'un des cylindres de métal fixés aux extrémités du fil :

l	c	n	$\frac{\lambda}{2}$
20^m	0	$12,8 \cdot 10^6/\text{sec}$	$23,5^m$ (*)
20	$0,10 \cdot 10^{-3}$ microfarad	$9,85 \cdot 10^6/\text{sec}$	$30,5 = 23,5 \times 1,3$
20	$0,16 \cdot 10^{-3}$ microfarad	$8,4 \cdot 10^6/\text{sec}$	$36 = 23,5 \times 1,5$
40	0	$6,73 \cdot 10^6/\text{sec}$	45 (*)
40	$0,10 \cdot 10^{-3}$ microfarad	$5,98 \cdot 10^6/\text{sec}$	$50 = 45 \times 1,1$
40	$0,16 \cdot 10^{-3}$ microfarad	$5,1 \cdot 10^6/\text{sec}$	$59 = 45 \times 1,3$

L'action des capacités ajoutées abaisse donc la fréquence, d'autant plus que ces capacités sont plus fortes et d'autant moins que le fil est plus long.

332. Condensateur situé au ventre de courant d'un oscillateur linéaire ou d'une bobine. — On aura plus tard l'occasion d'établir un tel système. La méthode de 330 *b* permet de savoir comment le condensateur change la fréquence de l'oscillateur ou de la bobine.

a. En intercalant au milieu d'un oscillateur linéaire de 40^m de longueur totale (**) des condensateurs de différentes capacités c , on a obtenu les fréquences suivantes de l'oscillateur :

Pas de condensateur.....	$n = 6,90 \cdot 10^6/\text{sec}$
$c = 2,27 \cdot 10^{-3}$ microfarad.....	$n = 6,90 \cdot 10^6/\text{sec}$
$c = 1,7 \cdot 10^{-3}$ microfarad.....	$n = 6,95 \cdot 10^6/\text{sec}$
$c = 0,49 \cdot 10^{-3}$ microfarad.....	$n = 7,13 \cdot 10^6/\text{sec}$
$c = 0,33 \cdot 10^{-3}$ microfarad.....	$n = 7,35 \cdot 10^6/\text{sec}$

(*) On explique très facilement que, dans ces deux cas, on n'ait pas $\frac{\lambda}{2} = l$ (289 *a*), puisque, en outre du cercle K_2 , il y avait encore un autre cercle intercalé dans l'oscillateur pour induire dans le circuit du bolomètre.

(**) On avait en outre au milieu de l'oscillateur un cercle dans lequel le circuit à condensateur variable induisait (330 *b*).

b. En introduisant les condensateurs au milieu de la bobine de 339, on a les fréquences suivantes :

Pas de condensateur.....	$n = 4,13.10^6/\text{sec}$
$c = 1,7.10^{-3}$ microfarad.....	$n = 4,16.10^6/\text{sec}$
$c = 0,33.10^{-3}$ microfarad.....	$n = 4,33.10^6/\text{sec}$

c. De *a* et *b* on conclut qu'un condensateur intercalé élève la fréquence d'autant plus que sa capacité est plus faible. On a pour ce fait les règles pratiques suivantes :

1° On peut toujours choisir une capacité assez grande pour que la fréquence reste pratiquement invariable.

2° On peut choisir des capacités assez petites pour que la fréquence puisse être accrue.

Les conclusions deviennent très intelligibles, si l'on pense aux cas particuliers suivants :

1° Le condensateur est assez grand pour que sa condensance, pour la fréquence considérée, soit petite par rapport à la condensance ou à l'inductance de toutes les parties de l'oscillateur ou de la bobine. Alors le condensateur ne produit à peu près aucun effet (187 *a*).

2° Le condensateur est extrêmement petit. Son action est alors la même que si l'on avait coupé l'oscillateur ou la bobine par le milieu. La fréquence est approximativement celle d'un demi-oscillateur ou d'une demi-bobine.

Donc, si le condensateur est entre ces deux extrêmes, la fréquence variera entre celle de la moitié de l'oscillateur et celle de l'oscillateur.

e. Le calcul (215) établit cela. Il donne, pour la longueur d'onde d'un oscillateur linéaire de longueur *l* et de capacité totale *c* (Table II, *h*), la relation

$$\frac{\lambda}{\pi l} \operatorname{tang} \frac{\pi l}{\lambda} = 4 \frac{c_1}{c},$$

c, étant la capacité du condensateur intercalé. L'action sur la longueur d'onde décroît d'autant plus sensiblement que le rapport de la capacité du condensateur à la capacité de l'oscillateur est plus grand. Cela se produit également avec des bobines étroites et à enroulement serré, pour lesquelles la capacité est très faible relativement à la longueur du fil (291 *a*); même avec des condensateurs relativement petits l'action sur la fréquence est très faible.

333. Détermination du coefficient de self-induction (216) par la résonance. — *a.* On a reconnu nécessaire à 329 *b* de déterminer le coefficient de self-induction d'un circuit à condensateur de mesure, dont le

conducteur était formé partie par un rectangle et partie par les connexions au condensateur. Ce problème peut être résolu par la résonance, de la manière suivante :

On excite, dans un circuit à condensateur auxiliaire (I, *fig.* 497), des oscillations à l'aide d'une bobine d'induction, et l'on dispose le condensateur variable du circuit à condensateur de mesure de sorte que ce dernier soit en résonance avec le circuit à condensateur I. La capacité du condensateur variable est alors c_1 . On raccourcit ensuite (ou l'on allonge) le rectangle ABDE, en donnant au côté DE la position D_1E_1 , et l'on produit de nouveau la résonance. La capacité nécessaire du condensateur variable est alors c_2 . Si l'on désigne les coefficients de self-induction du circuit à condensateur, dans le premier cas par p_1 , dans le deuxième par p_2 , on a, la fréquence étant la même dans les deux cas [209, égalité (4 α)],

$$c_1 p_1 = c_2 p_2$$

ou

$$(1) \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{c_2}{c_1} \quad (274).$$

Plus la partie DEE_1D_1 est éloignée du condensateur et de ses connexions, plus le flux d'induction magnétique à travers le rectangle DEE_1D_1 doit être le même que si, les connexions au condensateur n'existant pas, le courant passait seulement dans le rectangle ABDE ou ABD_1E_1 . Si $p^{(1)}$ est le coefficient de self-induction du rectangle ABDE, $p^{(2)}$ celui de ABD_1E_1 , on a avec d'autant plus d'exactitude que D_1E_1 est loin de FG :

$$(2) \quad p_1 - p_2 = p^{(1)} - p^{(2)} \quad (*).$$

Puisque $p^{(1)}$ et $p^{(2)}$ se déduisent des formules de la Table VIII *b*, on peut tirer p_1 des égalités (1) et (2).

b. On peut d'une manière analogue comparer entre eux ou calculer des coefficients de self-induction, ce qui en particulier peut être utile quand ils sont petits. La méthode a l'avantage qu'elle permet de déterminer le coefficient de self-induction d'un circuit quelconque, avec la même fréquence avec laquelle on l'a précédemment employé (239).

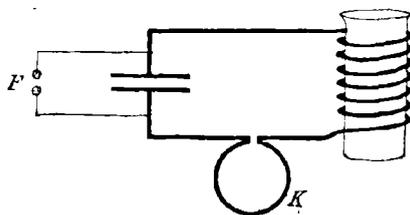
On utilise surtout cette méthode de résonance, pour étudier les variations du coefficient de self-induction d'une bobine quelconque, quand on y introduit divers noyaux. Pour cela, on enroule la bobine (une dizaine de spires bien isolées) sur un cylindre de verre et on

(*) On peut facilement le contrôler pour une distance donnée.

la réunit aux armatures d'un condensateur (bouteille de Leyde) (fig. 502). On met en connexion rapprochée avec ces armatures un micromètre à étincelle F (ou un tube de Geissler). En outre, le circuit à condensateur comprend un cercle de fil K. Dans celui-ci induit en couplage très lâche un circuit à condensateur variable, par exemple celui des figures 492 et 493. On le dispose de manière à obtenir la résonance, c'est-à-dire de manière à obtenir une distance d'éclatement maxima en F, le cylindre de verre étant vide.

Si, maintenant, on introduit dans le cylindre de verre un noyau de limaille de fer (271), les étincelles disparaissent en F, puis reparaissent, quand par changement du pont B la fréquence du circuit à condensateur exciteur a été notablement abaissée. Donc le noyau de

Fig. 502.



limaille de fer diminue fortement la fréquence et par suite augmente le coefficient de self-induction de la bobine. Le même fait se reproduit, en moins sensible, quand le noyau de la bobine est en fils de fer fins. Si au contraire le noyau est en fer massif, les étincelles en F disparaissent encore; mais, pour les faire réapparaître, il faut augmenter et non diminuer la fréquence du système exciteur. Le noyau de fer massif diminue donc le coefficient de self-induction de la bobine. Il en est de même avec des cylindres massifs de cuivre, ou des tubes de cuivre ou de laiton, tout cela en concordance avec ce qui a été dit à 263 et 268.

Si l'on verse de l'eau distillée dans le cylindre de verre porte-noyau, on n'observe pas de changement dans le coefficient de self-induction. L'augmentation du coefficient de self-induction, signalée à 273 d, est assez petite pour échapper à une telle mesure. Mais, si l'on verse une dissolution de sulfate de cuivre ou de l'acide sulfurique, on observe la disparition des étincelles, qui ne reparaisent que par augmentation de la fréquence dans le circuit exciteur (*).

(*) Voir 263 b. Ce qui était dit pour les tubes d'électrolyte est aussi valable pour les cylindres.

334. Détermination de la capacité et de la constante diélectrique par la résonance. — La résonance est encore un moyen commode pour déterminer ou comparer les capacités des condensateurs. Cela est important dans deux cas : d'abord quand les armatures du condensateur sont séparées par un isolant solide, et ensuite quand ces armatures sont séparées par une substance non isolante. Dans ce dernier cas on ne peut déterminer la capacité par charge statique; dans le premier cas cela n'est pas impossible, mais les résultats obtenus sont assez douteux pour les hautes fréquences (295 c).

a. Un exemple pratique du premier cas est la détermination de la capacité des condensateurs à micanite, ou des bouteilles de Leyde, pour les hautes fréquences. On peut en principe opérer de la manière suivante (217). Dans le dispositif de la figure 497, on intercale en HI une hobine (*); le circuit à condensateur II est mis en oscillation par un autre I et arrive à la résonance avec I au moyen du condensateur de mesure C. La capacité correspondante du condensateur de mesure est c_1 . Maintenant on relie en parallèle le condensateur à micanite expérimenté, ou la bouteille de Leyde, et le condensateur de mesure en FG, les connexions au premier étant réduites au minimum. On détermine de nouveau la capacité du condensateur de mesure nécessaire pour obtenir la résonance, soit c_2 . Si la capacité cherchée du condensateur à micanite ou de la bouteille de Leyde est c , on a

$$c_1 = c_2 + c.$$

Ces recherches (218) donnent les valeurs suivantes pour les condensateurs à micanite :

	Capacité		Différence.	Fréquence.
	pour charge statique.	pour oscillations.		
Condensateur à micanite.	$0,584 \cdot 10^{-3}$ MF	$0,467 \cdot 10^{-3}$ MF	20 pour 100	environ $3 \cdot 10^6$ /sec
	$2,09 \cdot 10^{-3}$ MF	$1,77 \cdot 10^{-3}$ MF	15 pour 100	»

Il s'ensuit que la capacité de condensateurs à micanite peut, avec des oscillations de cette fréquence, être notablement plus faible que lors de la charge statique. Quand donc on veut employer de tels condensateurs à recevoir des oscillations, il faut calculer leur capacité pour une fréquence approchant de celle à laquelle ils doivent travailler.

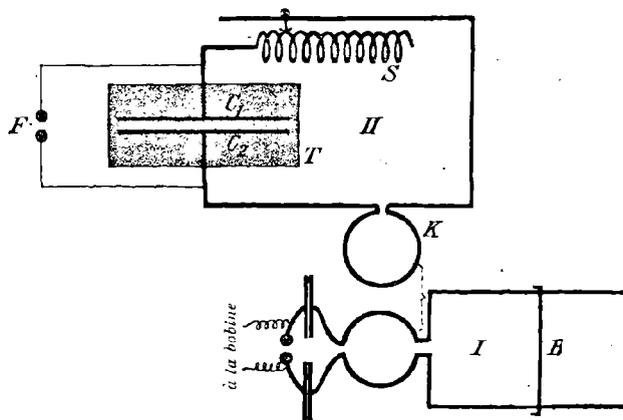
(*) Afin que le coefficient de self-induction du circuit ne subisse pas de changement notable quand on relie en parallèle le condensateur à micanite et le condensateur de mesure.

La détermination de la capacité de bouteilles de Leyde en flint (*) anglais n'a laissé voir aucune différence sensible de capacité par rapport à la charge statique.

b. Il ressort de 259 b qu'une faible conductibilité de la substance située entre les plaques du condensateur n'a pas d'effet nuisible dans de telles mesures. On peut effectivement déterminer avec facilité la capacité de condensateurs à plaques, entre lesquelles se trouvent des électrolytes mauvais conducteurs, et par suite la constante diélectrique de ces électrolytes, par les méthodes de résonance analogues à celles de α .

On peut démontrer de la manière suivante, par l'expérience de résonance, que la constante diélectrique de l'eau est très élevée. Dans un bassin T (fig. 503) (un tonneau ou une caisse rendue étanche), on

Fig. 503.



met deux plaques de condensateur C_1 et C_2 , auxquelles sont reliées extérieurement une bobine S et un cercle de fil K ; la bobine est rendue variable par un contact glissant qui modifie le nombre de spires (**). Un éclateur F , ou un tube de Geissler, est placé en dériva-

(*) De Molineaux Webb and Co (Ancoats, Kirby street), Manchester.

(**) Quand on emploie de telles bobines à contact glissant, il faut en général faire attention. La partie non utilisée forme toujours un oscillateur en couplage serré avec l'autre partie, ce qui est une cause de perturbations. On ne peut pas toujours y remédier en mettant en court-circuit, par un fil, les spires non employées. On fait ainsi la même chose que si, dans la bobine K_2K_1K de la figure 239, on voulait intercaler dans un circuit seulement les spires K_2K_1 , et pour cela, reliant directement les autres, on réunissait par un fil K_1 et K .

tion sur les plaques. Le circuit à condensateur II est induit par un autre I. La fréquence de celui-ci est réglée de telle sorte que les deux circuits à condensateur soient en résonance quand la bobine S est tout entière dans le circuit. On règle l'éclateur F de manière que l'étincelle soit la plus vive possible.

Maintenant on remplit le récipient d'eau. Les étincelles disparaissent aussitôt en F. Pour les faire revenir, il faut retrancher de la bobine un grand nombre de spires; le coefficient de self-induction du circuit à condensateur II est ainsi fort diminué; ce n'est qu'alors qu'il redevient en résonance avec I. La capacité de $C_1 C_2$ a donc beaucoup augmenté par la présence de l'eau; la constante diélectrique de l'eau est donc très forte.

335. Influence de l'amortissement sur la courbe de résonance. — L'influence de l'amortissement sur la courbe de résonance de l'effet du courant est mentionnée à 323. Les courbes de la figure 504 contiennent une confirmation expérimentale de ce fait.

La courbe de résonance *a* en trait fort a été obtenue avec le circuit à condensateur I de la figure 492, induisant dans un circuit à condensateur de mesure sans autres résistances dans les deux circuits que celles des fils conducteurs. Les courbes de résonance *b*, *c*, *d* sont obtenues avec une augmentation de la résistance du primaire de 1,5, 3 et 6 ohms, résistances électrolytiques. En employant le même primaire que dans la courbe *a*, mais en intercalant dans le secondaire une résistance électrolytique de 1,5 ohm, la courbe de résonance prend la forme *e*. La figure 505 reproduit les courbes *a*, *b*, *e*, mais avec pour ordonnées $\frac{I_{\text{eff}}^2}{I_{\text{eff}}^2}$ et comme abscisses $\frac{n_2}{n_1}$ (322).

a. Ces courbes établissent d'abord qualitativement que chaque augmentation de l'amortissement dans le primaire comme dans le secondaire a pour conséquence que :

1° L'effet du courant lors de la résonance diminue beaucoup (fig. 504).

2° La courbe de résonance au voisinage du point de résonance monte moins vite; la résonance est moins aiguë (fig. 505).

fait ainsi visiblement un transformateur, primaire K, K_1 , secondaire K_1, K , et l'on met en court-circuit le secondaire dans lequel, par suite du flux d'induction magnétique qui le traverse, passe un fort courant qui emploie beaucoup d'énergie. Pour la même raison, il est en général peu rigoureux de changer la fréquence des oscillations propres d'une bobine en mettant en court-circuit quelques-unes de ses spires.]

b. Si l'on discute quantitativement les courbes, il faut prendre garde que le primaire était dans tous les cas plus amorti que le secondaire. Les deux cercles qui forment les conducteurs sont d'épais fils de cuivre, mais le primaire contient en outre une étincelle. La courbe *e* comparée à la courbe *a* montre ce qu'il advient lorsque dans le cir-

Fig. 504.

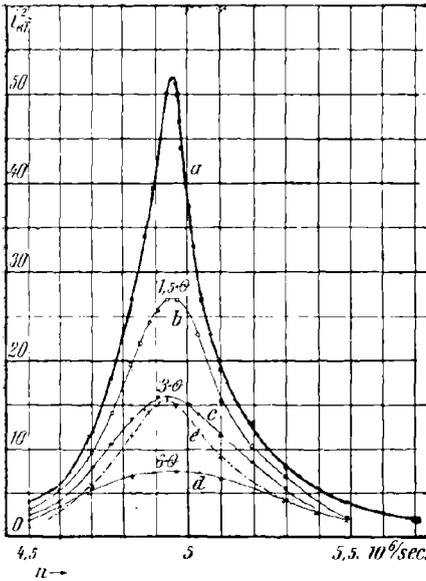
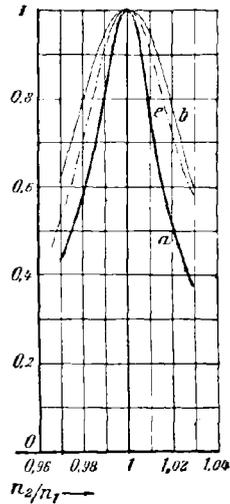


Fig. 505.



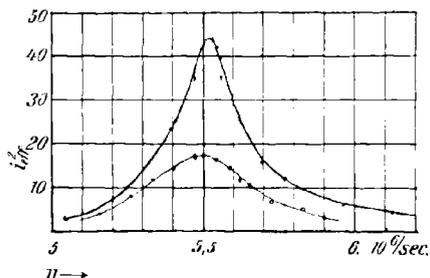
cuit le moins amorti l'amortissement est un peu augmenté. L'effet principal de cette augmentation est une chute notable du courant lors de la résonance (dans le rapport de 51,8 à 15,5). L'influence sur l'acuité de la résonance est bien moindre. Il en résulte une certaine confirmation des relations de 323 *b* et *c*, ou cet effet du courant pour

la résonance est déterminé par $\frac{1}{d_1 d_2 (d_1 + d_2)}$, et l'acuité de la résonance par $(d_1 + d_2)^2$. Si d_2 est $\frac{1}{10}$ de d_1 et que d_2 soit doublé, l'effet du courant pour la résonance sera diminué de moitié. La somme $d_1 + d_2$ ne change que de 9 pour 100, et l'acuité de la résonance de 18 pour 100.

c. Les courbes *a* et *e* de la figure 504 montrent quelle grande influence ont des résistances, même petites, dans le circuit à condensateur de mesure. Il est donc mauvais d'y intercaler des thermiques ou des bolomètres, s'ils ne sont pas construits avec une résistance

spécialement faible. La figure 506 montre combien la résistance d'un thermique de $0,5$ ohm est déjà défavorable. La courbe supérieure montre une courbe de résonance prise avec le circuit à condensateur

Fig. 506.



de mesure et un bolomètre disposé comme dans la figure 497, avant que le thermique soit dans le circuit. Quand il y est introduit, on obtient la courbe inférieure.

336. Détermination de l'amortissement par les courbes de résonance. — Dans la plupart des cas, il s'agit de déterminer l'amortissement d'un oscillateur ou d'un circuit à condensateur à étincelle, c'est-à-dire, d'après 219 et Chapitre XII, § 4, l'amortissement d'oscillations dont le décrément est en général supérieur à $0,1$ ou est peu inférieur. Par ailleurs, on peut abaisser jusqu'à $0,005$ le décrément du circuit à condensateur de mesure, en prenant des fils de cuivre épais ou mieux des faisceaux de fils de cuivre minces bien isolés (235 a), quand les contacts sont bons et les courants parasites négligeables. En général, l'amortissement de l'appareil de mesure sera donc bien inférieur à celui de l'oscillateur à étudier.

a. Si l'on doit seulement comparer les décréments d'oscillations de même fréquence et de même amplitude (voir comme exemple 219 a), la relation de 323, égalité (2 a), donne une indication très simple. On fait induire l'oscillation dans un circuit à condensateur de mesure, et l'on note les indications du bolomètre pour la résonance. Si dans les différents cas on obtient les valeurs $\alpha_1, \alpha_2, \dots$, et qu'on désigne le décrément de l'oscillation dans chaque cas différent par $\delta_{11}, \delta_{12}, \dots$ (*), il résulte de l'égalité (2 a) de 323 qu'on a approximati-

(*) En supposant que les indications du bolomètre sont proportionnelles à i_{eff}^2 .

vement

$$(1) \quad \delta_{11} : \delta_{12} : \delta_{13} : \dots = \frac{1}{\sqrt{\alpha_1}} : \frac{1}{\sqrt{\alpha_2}} : \frac{1}{\sqrt{\alpha_3}} : \dots$$

Il suffit donc de connaître un décrement pour avoir immédiatement les autres. Ceci est encore vrai quand le décrement du circuit à condensateur de mesure n'est pas négligeable, mais est connu; les relations sont seulement plus compliquées que (1).

b. Pour la détermination de la valeur absolue du décrement d'une oscillation, il est nécessaire de connaître la forme de la courbe de résonance. Si l'on observe l'effet du courant i_{eff}^2 pour une fréquence n_2 du circuit à condensateur de mesure, on porte cette valeur comme ordonnée avec comme abscisse n_2 ; on construit la courbe correspondant aux diverses fréquences, en la faisant correspondre aussi exactement que possible aux points observés. On en déduit les valeurs de n_r et de l'effet du courant i_{eff}^2 pour la résonance. On peut alors appliquer à un certain nombre de points de la courbe la relation de 323, égalité (9), ce qui donne des valeurs de $\delta_1 + \delta_2$, somme des décrets de l'oscillation étudiée et du circuit à condensateur de mesure.

Au lieu de cela, on peut opérer de la manière suivante, en se servant de la Table XVIII. On dessine la courbe de résonance en prenant comme abscisses $\frac{n_2}{n_r}$ et comme ordonnées $y = \frac{i_{\text{eff}}^2}{i_{\text{eff}}^2}$, opération qui est très rapide si l'on se sert d'une table de multiplication ou mieux d'une règle à calcul.

Soient P_1 et P_2 deux points de la courbe de résonance ayant la même ordonnée y (voir la figure de la Table XVIII). Ces points sont à des distances x_1 et x_2 de l'ordonnée du point de résonance. Alors on a [323, égalité (7)]

$$\delta_1 + \delta_2 = x_2 \pi \sqrt{\frac{y}{1-y}} = xA,$$

en posant $x = \frac{x_1 + x_2}{2}$ (*). La valeur de A est donnée dans la Table XVIII pour les différentes valeurs de y , ainsi que son logarithme décimal. Si l'on répète l'expérience sur diverses valeurs de y , on obtient en général des valeurs différentes, à cause de l'inexactitude fatale des observations; on prend la moyenne des valeurs obtenues.

(*) D'après 323 on doit avoir $x_1 = x_2$; mais, à cause de l'inexactitude de l'expérience, la courbe de résonance n'est jamais symétrique, et x_1 diffère de x_2 .

On ne doit pas en général prendre γ suffisamment petit pour que α_1 et α_2 dépassent le $\frac{1}{10}$ de sa valeur. De même la méthode n'est pas valable, si $\delta_1 + \delta_2$ n'est pas petit par rapport à 2π (*).

c. La méthode précédente donne la somme $\delta_1 + \delta_2$ des décroissements du primaire et du secondaire, et non le décroissement δ_1 du primaire cherché. Dans la plupart des cas δ_2 sera petit par rapport à δ_1 , et par suite $\delta_1 + \delta_2$ ne différera pas beaucoup de δ_1 . Dans certaines circonstances, on peut avoir une valeur exacte de δ_2 , en la déduisant de la résistance effective du circuit secondaire, de son coefficient de self-induction et de la fréquence (voir 240 d). Mais, si ce calcul est sujet à caution, parce que le circuit à condensateur de mesure abandonne de l'énergie au circuit du bolomètre (341 et 343), on peut encore déterminer δ_2 expérimentalement. On a obtenu dans le holomètre l'indication α lors de la résonance, avec le dispositif de la figure 497. Maintenant on intercale en III (fig. 497) une résistance w , qui produit un accroissement du décroissement de $\gamma = \frac{w}{n_r p}$ [217, égalités (2) et (4)], n_r étant la fréquence pour la résonance et p le coefficient de self-induction du circuit à condensateur de mesure. L'indication du bolomètre au point de résonance est alors α_1 . On tire de 323, égalité (2 a),

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}{\delta_1 (\delta_2 + \gamma) (\delta_1 + \delta_2 + \gamma)} = \frac{\delta_2}{(\delta_2 + \gamma) \left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right)},$$

en mettant δ pour $\delta_1 + \delta_2$ calculé précédemment en b.

De cette relation on tire

$$\delta_2 = \gamma \frac{\alpha_1 \left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right)}{\alpha - \alpha_1 \left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right)}.$$

Si l'on veut avoir assez exactement δ_2 , il faut choisir γ à peu près du même ordre de grandeur, ce que l'on reconnaît à la valeur de α_1 , environ moitié de celle de α .

d. On peut savoir, en regardant la rapidité avec laquelle deux courbes de résonance atteignent leur maximum, laquelle de ces deux courbes correspond à un plus fort amortissement. Mais cela suppose :

- 1° Que les abscisses sont les valeurs de $\frac{n_2}{n_1}$ dans les deux courbes

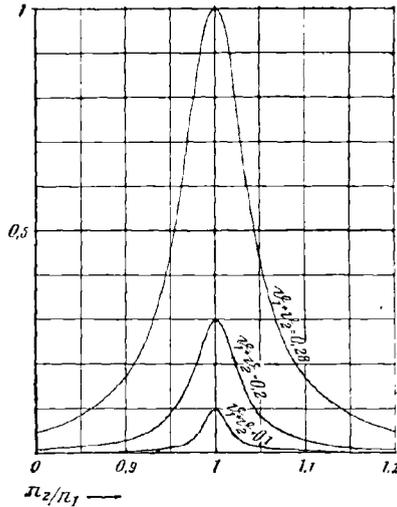
(*) Car les conditions de l'égalité (7) de 323 sont : α petit par rapport à 1 et $\delta_1 + \delta_2$ petit par rapport à 2π .

ou, lorsque ce sont les valeurs de n_2 , que les abscisses des points de résonance sont les mêmes ;

2° Que les ordonnées des deux courbes au point de résonance sont égales.

Si ces conditions ne sont pas remplies, on ne peut rien déduire, au sujet de l'amortissement, de la forme des courbes de résonance au

Fig. 507.



point de résonance. Les courbes *b* et *c* de la figure 486, dont l'allure au point de résonance est très différente, correspondent au même amortissement $\delta_1 + \delta_2 = 0,28$, et celles de la figure 507, qui ont la même forme, correspondent à des décroissements très différents.

337. Absorption d'énergie dans les condensateurs à diélectrique solide. — Le dispositif de 334 *a* peut servir à montrer cette absorption d'énergie (voir 259 *c*). Le bolomètre du circuit à condensateur de mesure donne pour la résonance l'indication α_1 , lorsqu'on a intercalé parallèlement au condensateur à air un condensateur à diélectrique solide, et qu'on a effectué de nouveau la résonance à l'aide du condensateur à air, il donne l'indication α_2 .

Soient $\delta^{(1)}$ le décroissement du circuit à condensateur de mesure dans le premier cas, $\delta^{(2)}$ dans le deuxième cas. Quand ces deux quantités (voir 336) sont petites devant le décroissement δ_1 du circuit primaire (^{218a}),

on a, d'après 323, égalité (2 a), approximativement,

$$\frac{\delta^{(2)}}{\delta^{(1)}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$$

et, pour l'accroissement du décrement $\delta^{(2)} - \delta^{(1)}$ par rapport au décrement initial $\delta^{(1)}$,

$$\frac{\delta^{(2)} - \delta^{(1)}}{\delta^{(1)}} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_2},$$

donnant une mesure de l'énergie absorbée par le condensateur.

Une mesure de ce genre avec un condensateur à micanite (218) a donné, pour une fréquence d'environ $3 \cdot 10^5$ /sec et une épaisseur des plaques de micanite de $0^{\text{mm}}, 5$, les nombres suivants :

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1 = 37^{\text{mm}}, 5 \\ \alpha_2 = 30^{\text{mm}} \end{array} \right\} \frac{\delta^{(2)} - \delta^{(1)}}{\delta^{(1)}} = \frac{7,5}{30} = 25 \text{ pour } 100.$$

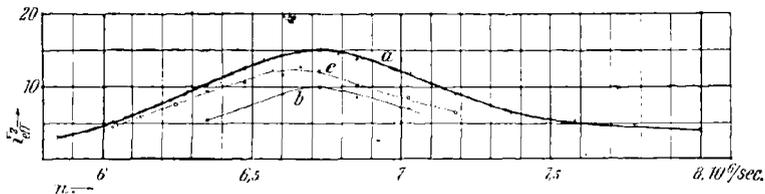
Dans une autre expérience de condensateur à micanite, on a eu

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1 = 27^{\text{mm}} \\ \alpha_2 = 19^{\text{mm}}, 5 \end{array} \right\} \frac{\delta^{(2)} - \delta^{(1)}}{\delta^{(1)}} = \frac{8,5}{27} = 31 \text{ pour } 100.$$

L'absorption d'énergie dans les condensateurs à micanite est donc loin d'être négligeable pour les fréquences comprises entre 10^6 et 10^7 . L'expérience ci-dessus, reproduite avec des plaques de flint anglais, ne montre qu'un très faible accroissement de l'amortissement. L'absorption d'énergie est donc faible dans ce cas.

338. Amortissement des oscillateurs linéaires et des oscillateurs de Hertz. — a. Dans la figure 508, la courbe en trait fort représente

Fig. 508.



la courbe de résonance d'un oscillateur linéaire de 40^{m} de longueur totale et de 1^{mm} de diamètre du fil. Cette courbe a été prise avec le dispositif de 330 b. Sa forme aplatie indique un fort amortissement (*).

(*) Il est plus grand que ne l'indiquerait la relation de 296 b. Il est à supposer que dans l'expérience dans le laboratoire l'oscillateur perdait de l'énergie en induisant quelque conducteur.

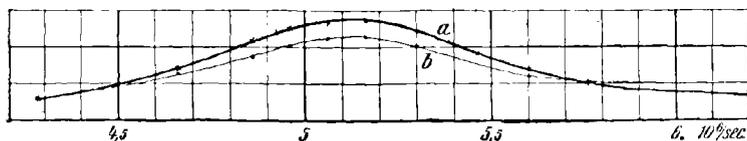
La courbe *b* montre que cet amortissement n'est pas dû à la chaleur Joule; cette courbe a été en effet prise en ajoutant au milieu de l'oscillateur une résistance électrolytique de 21 ohms (*). Puisque la résistance effective du fil est d'environ 3 ohms, correspondant à $\frac{2}{3}$ ohm au milieu de l'oscillateur (voir 296 *g*, *nota*), une augmentation de la perte d'énergie par effet Joule dans le rapport de 1 à 15 n'augmente le décrément que dans le rapport de 1 à 1,2. Cette perte d'énergie ne peut donc pas être la cause déterminante du fort amortissement (**).

b. La même chose ressort de la courbe *c*, courbe de résonance du même oscillateur, dans lequel on a remplacé le fil de 1^{mm} de diamètre par un autre fil de 1^{mm},8 de diamètre. Malgré que la résistance effective soit ainsi diminuée (235 *a*), l'amortissement s'est accru. Ce résultat est en concordance avec 296 *b*, où l'amortissement par rayonnement d'un oscillateur linéaire est en raison directe du rapport du diamètre à la longueur du fil.

c. La courbe de résonance *c* confirme en outre les résultats de 289 *b*, que dans un oscillateur linéaire un accroissement d'épaisseur, pour une longueur constante, a pour conséquence un faible amoindrissement de la fréquence.

d. Oscillateur de Hertz. — Quand à chaque extrémité de l'oscillateur linéaire, donnant la courbe de résonance de la figure 508, on ajoute un cylindre métallique de $0,16 \cdot 10^{-3}$ microfarad de capacité, on obtient la courbe de résonance *a* de la figure 509. Cette courbe se

Fig. 509.



transforme elle-même en la courbe *b*, quand on ajoute au milieu de l'oscillateur une résistance électrolytique de 21 ohms. Le rapport des deux courbes prouve également que le fort amortissement d'un tel

(*) L'introduction de résistances jusqu'à 6 ohms ne changeait rien, à l'inverse de ce qui se passe dans un circuit à condensateur.

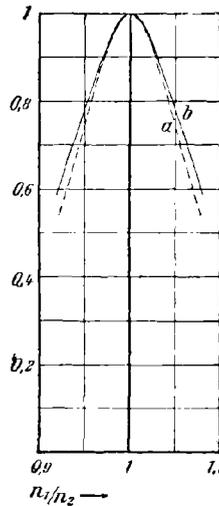
(**) Les indications au point de résonance sont, d'après la figure 508, dans le rapport de 15 à 10, et par suite, d'après 336 *a*, les décréments sont dans le rapport

$$\frac{\sqrt{1,5}}{1} = \frac{1,2}{1}$$

oscillateur de Hertz ne provient que pour une faible partie de la chaleur Joule.

e. Dans la figure 510, les courbes *a* des figures 508 et 509 sont transformées avec $\frac{n_2}{n_1}$ comme abscisses et $\frac{I_{\text{eff}}^2}{I_{r\text{eff}}^2}$ comme ordonnées; la courbe *a* de la figure 510 correspond à la courbe *a* de la figure 508,

Fig. 510.



donc à l'oscillateur linéaire; la courbe *b* à la courbe *a* de la figure 509, donc à l'oscillateur de Hertz. Une comparaison des courbes *a* et *b* de la figure 510 montre que les décroissements de l'oscillateur linéaire et de l'oscillateur de Hertz de même longueur sont peu différents.

339. Amortissement des bobines ⁽²¹⁹⁾. — Le circuit à condensateur de fréquence variable de la figure 492 induit en couplage très lâche dans une bobine en fil de cuivre étamé (hauteur 57^{cm}, diamètre 48^{cm}, 5, pas 1^{cm}, 5, nombre de spires 38, rayon du fil 0^{mm}, 9). Le dispositif est figuré par ses deux projections, figures 511 et 512. La bobine induit dans un circuit à holomètre en couplage également très lâche.

a. En faisant varier la fréquence du circuit excitateur, on obtient la courbe de résonance *a* de la figure 513. Elle montre une résonance relativement aiguë; la somme des décroissements du circuit à condensateur et de la bobine est de 0,13 d'après la courbe. Or, le décroissement

du circuit à condensateur est sensiblement de 0,08, ce qui donne pour l'oscillation propre de la bobine un décrement de 0,07. Une

Fig. 511.

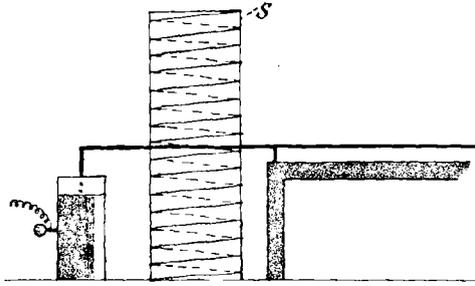
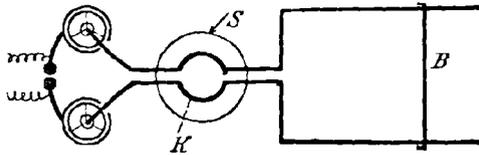


Fig. 512.



telle bobine possède donc un décrement du même ordre de grandeur que celui d'un circuit à condensateur avec étincelle.

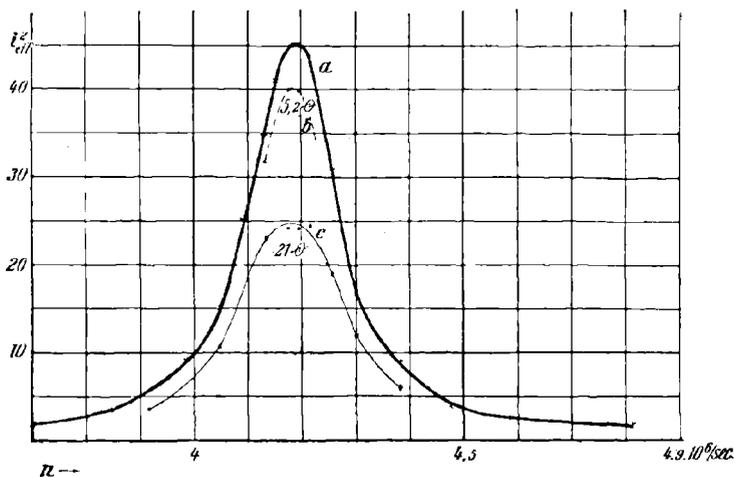
b. Si l'on introduit au milieu de la bobine 5,2 ou 21 ohms de résistance électrolytique, on obtient les courbes de résonance *b* et *c* de la figure 513. Pour la courbe *c* on trouve $d_1 + d_2 = 0,18$; donc le décrement de la bobine est 0,10.

La résistance effective de la bobine, dans les deux cas, dépassait 10 ohms (correspondant à 5 ohms au milieu de l'oscillateur, voir 296 g, nota). Quand donc la présence de 21 ohms de résistance (accroissement de la résistance de 5 fois au plus sa valeur) augmentait le décrement et le portait à 1 fois et demie sa valeur, il faut croire que dans les bobines la perte d'énergie par chaleur Joule a bien plus d'importance et la perte par rayonnement bien moins d'importance que pour un oscillateur linéaire rectiligne.

c. Quand avec le dispositif précédent on approche de l'extrémité de la bobine une feuille d'étain ou de fer-blanc ou la main, le point de résonance est déplacé. Par suite de la faible capacité des moitiés de la bobine (291 *a*), ce faible changement de la capacité suffit à changer la fréquence des oscillations de la bobine.

Pour démontrer la sensibilité des bobines à de tels changements de capacité, on peut utiliser de la manière suivante (²²⁰) le dispositif de la figure 512. On place au voisinage de l'extrémité d'une bobine un tube de Geissler, à une distance telle qu'il brille au moment exact de la résonance entre la bobine et le circuit à condensateur. Si mainte-

Fig. 513.



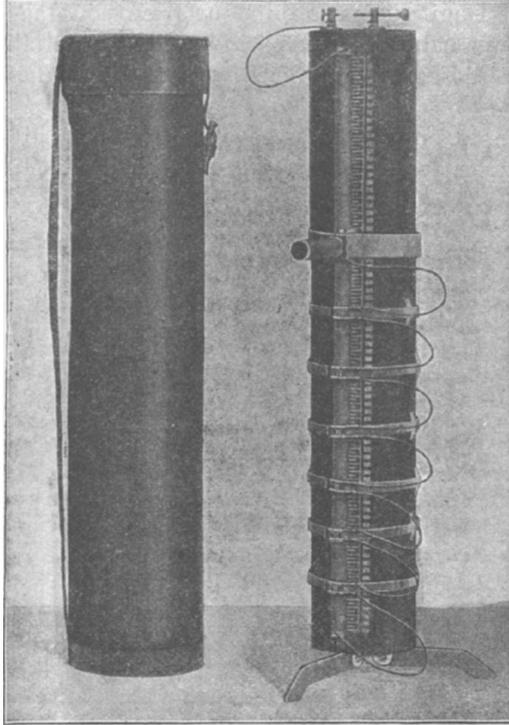
nant on approche la main ou une feuille d'étain de l'autre extrémité de la bobine, le tube ne brille plus. On rétablit le phénomène en diminuant quelque peu la fréquence du circuit à condensateur par déplacement du pont B.

d. Si la feuille d'étain se trouve assez près de l'extrémité de la bobine, on voit dans l'obscurité, entre la bobine et la feuille, une aigrette lumineuse; la bobine projette des étincelles. Cela se produit surtout près des bobines longues, enroulées serré, qui présentent ce phénomène d'une manière très accusée. La raison en est qu'avec un couplage relativement lâche il se produit de grandes tensions aux extrémités de la bobine (345 e), qui ont pour suite un écoulement de la charge électrique dans l'air. Si l'on renforce ce phénomène en fixant des pointes à l'extrémité de la bobine, et qu'on prenne la courbe de résonance, on trouve qu'elle monte plus doucement qu'auparavant. Ces effluves occasionnent une perte d'énergie qui doit être évitée, si l'on veut avoir un amortissement minimum.

e. A. Slaby (²²¹) a proposé d'employer une bobine pour mesurer la fréquence, à la place du circuit à condensateur de mesure. La fré-

quence des bobines construites par Slaby, très serrées comme enroulement, peut être variée en mettant plus ou moins de spires en court-circuit (*voir* à droite de la figure 514; la figure de gauche représente

Fig. 514.



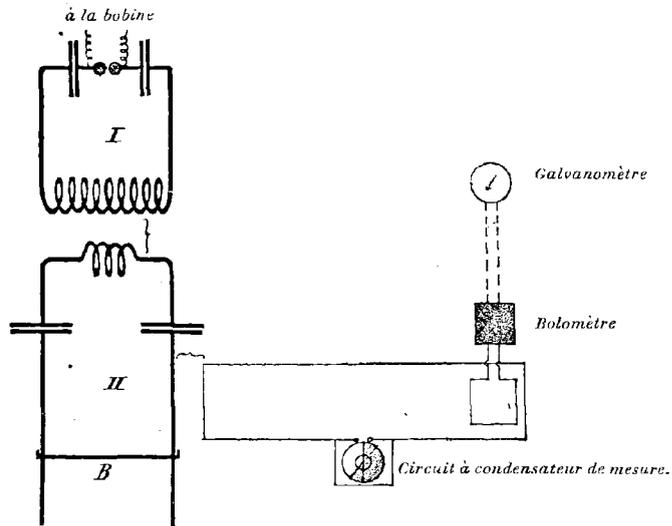
l'étui). On fait agir sur cette bobine l'oscillateur dont on veut déterminer la fréquence, et l'on modifie le nombre de spires jusqu'à obtenir la résonance, c'est-à-dire jusqu'à ce que l'effet lumineux se produise aux extrémités de la bobine. Quand la bobine est bien construite, et qu'on observe le phénomène avec tout le soin désirable, on peut obtenir pour la fréquence des valeurs très utilisables dans la pratique ⁽²²²⁾. Elle ne présente pas pourtant d'avantage marqué sur le circuit à condensateur de mesure, sauf qu'elle est plus maniable; son amortissement est supérieur, et l'on ne peut prendre avec elle les courbes de résonance nécessaires pour déterminer le décrement. On cite encore contre l'emploi de cet instrument les observations de

A. Slaby (²²³) lui-même, établissant que la fréquence des bobines par temps humide est de plusieurs unités pour 100 différente de celle par temps sec.

340. **Démonstration des oscillations propres et forcées.** — Les courbes de résonance montrent aussi expérimentalement que, quand un oscillateur I agit sur un oscillateur II en couplage très lâche, il se produit dans celui-ci deux oscillations : l'oscillation propre du secondaire, et l'oscillation forcée ayant la fréquence du primaire (319^a).

a. Par exemple, en faisant l'expérience avec deux circuits à condensateur, la courbe de résonance du secondaire (dispositif, *fig.* 515)

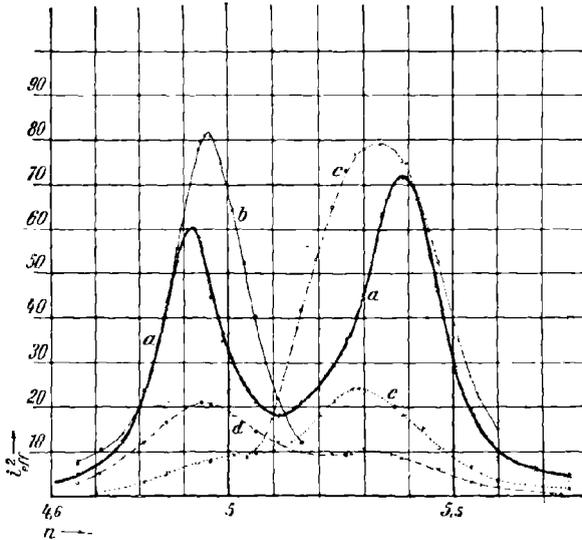
Fig. 515.



était la courbe *a* en trait fort de la figure 516. Elle montre, d'après 327, la présence de deux oscillations. Si l'on fait agir le primaire I seul sur le circuit à condensateur de mesure, on obtient comme courbe de résonance la courbe *b*. Quand on intercale un éclateur dans le secondaire II, de telle sorte que les oscillations propres de ce circuit à condensateur puissent être excitées par une bobine d'induction, l'influence de cette oscillation sur le circuit à condensateur de mesure donne la courbe *c* de la figure 516. Les courbes *b* et *c* montrent que les deux oscillations de la courbe *a* ont approximativement la même fré-

quence (*) que les oscillations propres des deux circuits à condensateur. Le fait, que les deux oscillations qui par couplage existent dans le secondaire (courbe *a*) ont le même amortissement que les oscillations propres des deux circuits, sera établi par l'expérience pour la plus lente des deux oscillations (courbe *b*). Pour la plus rapide, l'expérience qui fournit la courbe *c* donne un amortissement plus fort ; car

Fig. 516.



le circuit à condensateur II, quand on prend la courbe *a*, n'a pas d'étincelle, tandis qu'il en possède une pour la courbe *c*.

b. La courbe *d* est la courbe de résonance du secondaire, quand il est couplé avec le primaire comme pour la courbe *a*, mais qu'il contient 6 ohms de résistance électrolytique, de telle sorte que ses oscillations propres soient fortement amorties. La courbe de résonance ne représente donc plus guère que l'oscillation forcée. La courbe *e* représente le cas inverse, où une résistance de 6 ohms intercalée dans le primaire rend l'effet des oscillations propres du secondaire seul apparent.

(*) Dans le cas actuel, la coïncidence entre les fréquences n'est pas très exacte ; mais cela tient surtout à ce que le couplage entre le primaire et le secondaire est plus étroit qu'il ne devrait l'être pour que les conditions de 319 soient réalisées (352 c).

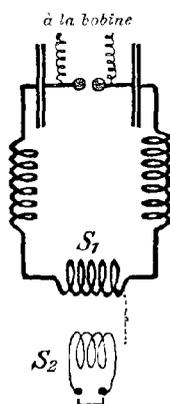
CHAPITRE XV.

SYSTÈME COUPLÉ. — CAS GÉNÉRAL.

I. — COUPLAGE D'UN OSCILLATEUR ET D'UN CIRCUIT FERMÉ.

341. Réaction sur l'oscillateur excitateur. — Dans le Chapitre XIV, § I, on a examiné le cas d'un oscillateur, un circuit à condensateur par exemple, couplé avec un circuit fermé; mais les phénomènes n'ont été étudiés que dans le circuit fermé. La question de savoir de quelle manière les oscillations dans le circuit fermé réagissaient sur l'oscillateur a été écartée par l'hypothèse que le couplage devait être extrêmement lâche et par suite la réaction insensible. Maintenant, en

Fig. 517.



se reportant aux dispositifs analogues à ceux de la figure 497, cette hypothèse doit être délaissée, et l'on supposera seulement que le couplage ne doit pas être extrêmement serré, ce qui est réalisé avec le dispositif de la figure 497. Dans le dispositif de la figure 517, par exemple, un circuit à condensateur comprend une bobine S_1 ; le cou-

rant la parcourant agit par induction sur la bobine S_2 . La question posée est la suivante : Comment varient les relations dans le circuit à condensateur, quand la bobine S_2 est mise en circuit fermé ?

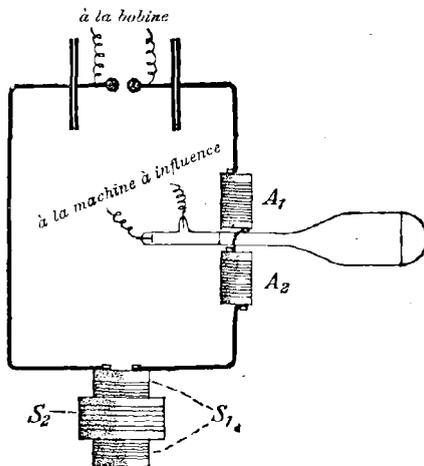
Dans le cas d'un transformateur technique, on a déjà démontré comment un circuit secondaire réagissait sur le circuit primaire (139). Le résultat était le suivant : la réaction sur le circuit primaire produit le même effet que si la résistance de ce circuit était augmentée et son coefficient de self-induction diminué. Ce résultat n'était applicable qu'à des oscillations non amorties; mais il est vraisemblable, et de plus réellement exact (d'ailleurs un calcul simple le montre), que cela est encore applicable aux oscillations amorties dont l'amortissement n'est pas extrêmement grand.

Une diminution du coefficient de self-induction, accompagnée d'une augmentation simultanée de la résistance, a pour effet (²²⁴), sur un circuit à condensateur, d'augmenter :

- 1° La fréquence (209);
- 2° L'amplitude du courant pour une amplitude de tension donnée (232 b);
- 3° Le facteur d'amortissement (217 et 219 a).

342. **Vérification expérimentale.** — *a.* Une preuve de l'accroissement de la fréquence et du facteur d'amortissement ressort d'une

Fig. 518.



expérience déjà faite. Dans 215 (fig. 350), on a employé en principe le dispositif de la figure 517. Un circuit à condensateur (circuit pri-

maire d'une bobine d'induction) agit par induction sur une bobine secondaire. Lorsque la bobine secondaire est ouverte, on obtient pour les oscillations dans le primaire la courbe de la figure 519 et, lorsque la bobine secondaire est fermée en court-circuit, la courbe de la figure 520. En comparant ces deux courbes d'oscillations, on voit immédiatement que la mise en court-circuit de la bobine secondaire a augmenté la fréquence et le facteur d'amortissement des oscillations dans le circuit primaire.

b. Pour les circuits à condensateur dont la fréquence ne dépasse pas de beaucoup $10^5/\text{sec}$, l'accroissement de l'amplitude du courant

Fig. 519.

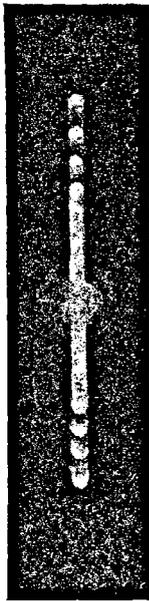
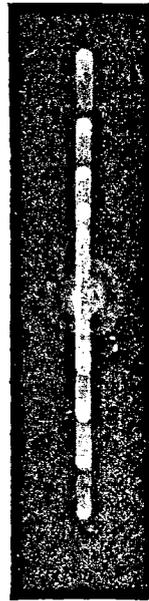


Fig. 520.



et de l'amortissement peut être vérifié à l'aide du tube de Braun. Le montage est représenté figure 518 : A_1 et A_2 sont les bobines de déviation, S_1 et S_2 deux autres bobines. S_1 appartient au circuit à condensateur et S_2 peut être mise en court-circuit.

Une expérience (*) a donné, la bobine S_2 étant ouverte, l'image de la figure 519 et, S_2 étant en court-circuit, celle de la figure 520 (**). Il

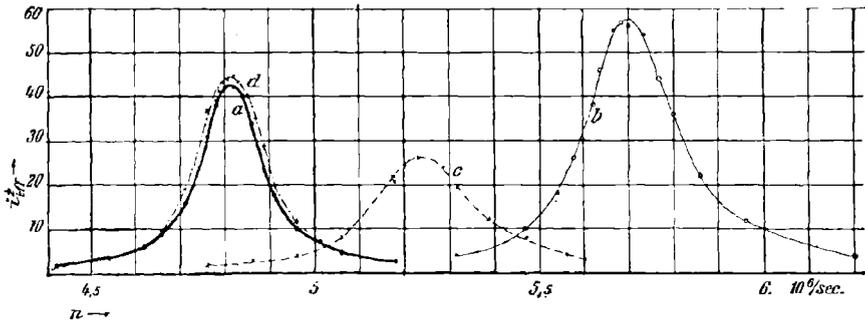
(*) Capacité, environ $2 \cdot 10^{-3}$ microfarad; coefficient de self-induction de $S_1 = 0,24$ henry; S_2 présente à peu près 20 spires autour de S_1 .

(**) Dessinées d'après les négatifs.

résulte de ces deux figures que, par la mise en court-circuit de la bobine, l'amplitude du courant et le décrément, et par suite dans une mesure encore plus forte (α) le facteur d'amortissement, se sont accrus.

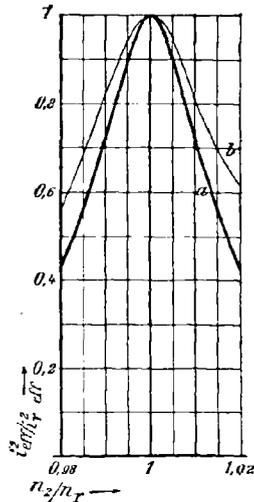
c. Pour des oscillations plus rapides, l'accroissement de la fréquence

Fig. 521.



et de l'amortissement peut être établi par les courbes de résonance. Dans la figure 521, la courbe *a* tracée en trait fort est la courbe de

Fig. 522.



résonance d'un circuit à condensateur. Quand on fait agir par induction le même circuit à condensateur sur un fil de 3^{mm} de diamètre,

formant un cercle de 15^{cm} de rayon (*), on obtient comme courbe de résonance la courbe *b* de la figure 521. L'augmentation de la fréquence de 4,8. 10⁶/sec à 5,7. 10⁶/sec est très appréciable.

On se rend compte que le décrément et par suite le facteur d'amortissement ont augmenté, en dessinant les courbes *a* et *b* de la figure 521, de telle façon que leurs formes soient comparables dans le voisinage du point de résonance (322). C'est ce qui est représenté figure 522 par les courbes *a* et *b*.

343. Conséquences pratiques. — *a.* Pour éviter l'amortissement produit par la grande résistance du thermique, dans l'ondemètre de 330 *c* le thermique est monté dans un circuit fermé, sur lequel agit par induction le circuit à condensateur de mesure. D'après 341 et 342, on peut faire sur ce dispositif les réflexions suivantes. Le dispositif de la figure 517 prouve d'ailleurs clairement leur exactitude (**). On détermine d'abord la courbe de résonance du circuit à condensateur quand il est seul, et ensuite quand il agit, non plus sur la bobine S₂ de la figure 517, mais sur un circuit fermé suffisamment voisin de lui pour qu'un thermique monté dans ce circuit accuse une déviation sensible, de 10^{mm} à 20^{mm} environ. Une expérience analogue, faite avec un thermique environ trois fois plus sensible que celui dont la courbe étalon est donnée figure 44 A, donnait la courbe de résonance *c* de la figure 521, alors que le circuit à condensateur employé seul avait comme courbe de résonance la courbe *a* de la figure 521. La présence du circuit fermé avec le thermique a donc entraîné un accroissement sensible de l'amortissement et de la fréquence.

b. Les mêmes conclusions sont exactement applicables au dispositif décrit dans 329. Seulement, la beaucoup plus grande sensibilité du bolomètre rend possible un couplage du circuit du bolomètre avec le circuit à condensateur de mesure suffisamment lâche pour que la réaction sur le circuit à condensateur de mesure soit réellement sans importance. On peut contrôler, de la manière suivante, que ce résultat est atteint. On dispose un deuxième circuit de même façon que le circuit du bolomètre, et l'on y intercale une résistance sans induction de la même grandeur que celle du bolomètre. On place le tout, relativement au circuit à condensateur de mesure, dans une position

(*) Au milieu se trouve une bobine formée de 4 spires très serrées, qui appartient au circuit à condensateur.

(**) Dans les applications pratiques, cette difficulté n'est pas à considérer avec des conducteurs formés de plusieurs spires (330 *c*).

exactement analogue à celle qui était occupée par le circuit du bolomètre, et l'on étudie la courbe de résonance. Avec ce dispositif placé comme en *a*, on obtient comme courbe de résonance la courbe *d* de la figure 521. Elle s'écarte très peu, relativement à la position du point de résonance (fréquence) et à sa forme (amortissement), de la courbe de résonance *a* du circuit à condensateur seul (*). La réaction du circuit du bolomètre ne peut donc changer considérablement les relations dans le circuit à condensateur de mesure.

c. Comme conséquence pratique, on peut conclure de *a* et *b* :

1° Pour les dispositifs comme ceux représentés dans 330 *c* comme onducmètres, on doit employer l'instrument le plus sensible possible et un couplage extrêmement lâche entre le circuit à condensateur de mesure et le circuit fermé.

2° Pour l'étalonnage du circuit à condensateur de mesure, aussi bien relativement à la fréquence (330 et 333 *a*) que relativement à l'amortissement (336 *c*), le circuit qui contient le thermique (ou le bolomètre) doit se trouver dans la position qu'il occupera ultérieurement.

d. Une réaction, analogue à celle d'un circuit linéaire fermé, est exercée par les courants que produit par induction un circuit à condensateur, ou un autre oscillateur, dans les conducteurs quelconques qui se trouvent dans son voisinage. Ces courants, pour de très hautes fréquences, peuvent être très forts, de sorte que les conducteurs doivent être éloignés des circuits à condensateur ou des autres oscillateurs.

II. — INFLUENCE D'UN OSCILLATEUR SUR UN AUTRE DANS LE CAS D'UN COUPLAGE LACHE.

344. Système secondaire avec courant non quasi stationnaire (225).

- La question suivante est d'une importance tout particulièrement pratique : Comment varient les relations établies pour deux circuits à condensateur, lorsque le système secondaire est parcouru par un courant non quasi stationnaire, comme par exemple dans un oscillateur linéaire ?

La question ne sera pas résolue pour le cas général, mais seulement

(*) C'est par suite d'une petite variation du nombre de tours de l'interrupteur que les ordonnées ont partout des valeurs un peu plus élevées que dans la courbe *a* (242 *a*).

dans les hypothèses suivantes, qui correspondent aux conditions du cas le plus important :

1° La distribution du courant dans le système secondaire doit être de forme sinusoïdale, comme c'est le cas pour un oscillateur linéaire (279) et sensiblement pour une bobine (286).

2° La partie du système secondaire sur laquelle le circuit à condensateur primaire agit par induction doit être un ventre de courant, et d'une longueur suffisamment faible pour que le courant puisse y être considéré comme quasi stationnaire.

3° Il s'agit seulement de l'oscillation fondamentale du système secondaire.

a. Dans ces hypothèses, les relations pour le système couplé s'obtiennent directement par la règle de calcul suivante. On remplace dans les formules des circuits à condensateur couplés

$$\begin{array}{l} c_2 \text{ par } \frac{c_2}{\pi}, \\ p_2 \text{ par } \frac{2p_2}{\pi}, \\ w_2 \text{ par } \frac{2w_2}{\pi}, \\ \left. \begin{array}{l} p_{12} \text{ par } p_{12} \\ p_{21} \text{ par } \frac{4p_{21}}{\pi} \end{array} \right\} p_{12} = p_{21}, \\ \overline{\Psi}_2 \text{ par } \frac{2\overline{\Psi}_2}{\pi}, \\ \overline{i}_2 \text{ par } \overline{i}_2, \end{array}$$

\overline{i}_2 représentant le courant au ventre du courant, $\overline{\Psi}_2$ la tension entre un ventre et le nœud de tension, c_2 la capacité d'une moitié de l'oscillateur (18), p_2 le coefficient de self-induction et w_2 la résistance de l'oscillateur tout entier.

Comme p_{12} et p_{21} doivent être remplacés par des valeurs différentes, ce qui a été dit n'est plus applicable aux formules pour l'établissement desquelles on a admis $p_{12} = p_{21}$. C'est pourquoi on est constamment revenu sur les formules dans lesquelles p_{12} est encore différent de p_{21} .

b. La raison physique de l'apparition du facteur $\frac{2}{\pi}$ est la suivante : dans les hypothèses faites, où le courant, la tension, la charge dans les différentes parties du système secondaire ont des valeurs différentes, les valeurs moyennes de ces grandeurs interviennent dans les relations. On n'a plus, par exemple, comme pour les circuits à condensateur,

$$i_{20} = \pi n c_2 \overline{\Psi}_{20} \quad (185),$$

mais à la place

$$\bar{i}_{20} = \pi n \frac{c_2}{\pi} 2 \bar{\Psi}_{20} = 2n c_2 \bar{\Psi}_{20}.$$

c. L'exemple le plus simple, qui permette de contrôler les règles données dans α , est le suivant : Dans le circuit à condensateur, on avait pour la valeur n de la fréquence

$$n = \frac{1}{\pi \sqrt{p\epsilon}}.$$

Pour un oscillateur linéaire on doit donc avoir

$$n = \frac{1}{\sqrt{2 p \epsilon}}.$$

Si l'on tire les valeurs de p et de ϵ de la Table VIII e (2) ou II h, savoir

$$p = p_0 = 2 l \log \text{nép} \frac{l}{r} \text{ C.G.S.},$$

$$\epsilon = \frac{\frac{l}{2}}{2 \log \text{nép} \frac{l}{2} 9 \cdot 10^{20}} \text{ C.G.S.},$$

on obtient

$$n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{l} \text{ cm},$$

l étant la longueur de l'oscillateur linéaire, ce qui est conforme à 289 a.

Il en résulte que, si les systèmes primaire et secondaire sont en résonance, on n'a plus

$$p_1 \epsilon_1 = p_2 \epsilon_2,$$

mais (*)

$$\pi^2 p_1 \epsilon_1 = 2 p_2 \epsilon_2.$$

d. Une conséquence est que pour le coefficient de couplage (316 b), aussi bien dans le cas de l'oscillateur linéaire libre que dans celui de

(*) Pour un oscillateur linéaire dont une extrémité est mise en communication avec un conducteur d'une très grande capacité, la terre par exemple (290), ce qui vient d'être dit n'est pas complet. On a dans ce cas :

Circuit à condensateur.....	ϵ_2	p_2	w_2	P_{12}	P_{21}	i_2	$\bar{\Psi}_2$
Oscillateur mis à la terre...	$\frac{2 \epsilon_2}{\pi}$	$\frac{2 p_2}{\pi}$	$\frac{2 w_2}{\pi}$	P_{12}	$\frac{4 P_{21}}{\pi}$	$\frac{i_2}{2}$	$\frac{\bar{\Psi}_2}{2}$

dans lesquels ϵ_2 est la capacité de l'oscillateur calculée d'après la Table II i, p_2 le coefficient de self-induction calculé d'après la Table VIII e (3), et $\bar{\Psi}_2$ la tension du ventre de tension (par rapport à la terre).

l'oscillateur dont un côté a été mis à la terre, on a

$$K^2 = \frac{\rho_{12} \frac{4}{\pi} \rho_{21}}{\rho_1 \frac{2}{\pi} \rho_2} = \frac{2\rho_{12}^2}{\rho_1 \rho_2}.$$

345. Amortissement et fréquence pour la résonance. — Le cas traité dans le Chapitre XIV, § II, où la réaction du système secondaire sur le primaire est tout à fait négligeable, représente un cas limite idéal. L'énergie des oscillations dans le système secondaire étant toujours empruntée au système primaire, cette hypothèse ne peut être faite que si l'énergie dans le système secondaire est extrêmement faible; c'est ce qui a lieu par exemple avec les dispositifs analogues à ceux de la figure 497, où la sensibilité du bolomètre permet un couplage extrêmement lâche entre les circuits primaire et secondaire. Dans toutes les expériences où l'on obtient des oscillations tant soit peu fortes dans le système secondaire, on doit se rendre compte *a priori* que le cas limite ne peut pas être réalisé. Il est particulièrement intéressant de savoir comment se comportent les relations dans le système secondaire si le couplage est encore lâche, mais cependant pas très lâche, de sorte que la réaction sur le système secondaire ne soit pas tout à fait négligeable.

a. Pratiquement, le seul cas important est celui où les systèmes primaire et secondaire ont même fréquence. Dans un couplage très lâche (320), il se produit dans le système secondaire deux oscillations de même fréquence, dont l'une, oscillation forcée, possède l'amortissement du système primaire, et l'autre, oscillation propre, l'amortissement du système secondaire. Ce résultat n'éprouve dans le cas actuel qu'une variation simple. Maintenant encore, l'oscillation propre et l'oscillation forcée ont, dans le système secondaire, sensiblement la même fréquence, qui est précisément celle que chaque système avait en propre; mais les deux oscillations n'ont plus les mêmes décretsments que dans le cas limite; l'un de ces décretsments est un peu plus grand et l'autre un peu plus petit. En désignant ces décretsments par d_1 et d_2 , et les décretsments des deux systèmes avant le couplage par δ_1 et δ_2 , on a, tant que $K < \frac{\delta_2 - \delta_1}{2\pi}$, les relations (226)

$$d_1 = \frac{1}{2} \left[\delta_1 + \delta_2 + (\delta_1 - \delta_2) \sqrt{1 - \frac{K^2}{\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}\right)^2}} \right],$$

$$d_2 = \frac{1}{2} \left[\delta_1 + \delta_2 - (\delta_1 - \delta_2) \sqrt{1 - \frac{K^2}{\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}\right)^2}} \right],$$

ou bien, si la valeur de K est de l'ordre de celle de $\frac{d_2 - d_1}{2\pi}$,

$$(1) \quad \begin{cases} d_1 = d_1 + \frac{\pi^2 K^2}{d_2 - d_1}, \\ d_2 = d_2 - \frac{\pi^2 K^2}{d_2 - d_1}, \end{cases}$$

K étant le coefficient de couplage défini dans 316 ou 344 *d*.

b. De ces relations il résulte que :

1° La différence des deux décroissements est plus faible que précédemment. L'amplitude de l'oscillation dans le système secondaire croît donc plus lentement, et décroît plus rapidement, que dans le cas limite du couplage très lâche (*voir* 320 *b*).

2° Si l'amortissement dans le système secondaire est beaucoup plus grand que dans le système primaire, les relations obtenues subsistent tant que le couplage est lâche, et par suite que l'expression $\frac{\pi^2 K^2}{d_2 - d_1}$ est très petite. Il n'existe donc plus alors dans le système secondaire, après un très court instant, que les oscillations forcées de faible amortissement (*voir* 320 *b*).

c. L'amplitude maxima de la tension dans un système secondaire, avec un courant quasi stationnaire (227), est donnée sensiblement par la relation [320, égalité (6)]

$$\Psi_{2\max} = \frac{\pi}{d_2} \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{\frac{d_1}{d_2 - d_1}} \mathcal{E}_{a0}.$$

Or, comme on a sensiblement

$$\mathcal{E}_{a0} = \pi n p_{21} i_{10} \quad [317, \text{égalité (1)}],$$

$$i_{10} = \frac{\Psi_{10}}{\pi n p_1} \quad (230 \text{ b}),$$

il en résulte

$$(2) \quad \frac{\Psi_{2\max}}{\Psi_{10}} = \frac{p_{21}}{p_1} \frac{\pi}{d_2} \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{\frac{d_1}{d_2 - d_1}}.$$

Si le courant dans le système secondaire n'est pas quasi stationnaire, on a à la place de cette relation, en introduisant les conditions de 344 *a*,

$$\frac{2 \overline{\Psi}_{2\max}}{\Psi_{10}} = \frac{p_{21}}{p_1} \frac{1}{d_2} \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{\frac{d_1}{d_2 - d_1}}.$$

d. EXEMPLE. - Le circuit à condensateur de 212 *c*, dont le conducteur se compose d'un fil formant un cercle de 50^{cm} de diamètre et qui

produit une oscillation d'une fréquence de $3 \cdot 10^6$ /sec, agit par induction sur un oscillateur linéaire d'une longueur totale de 100^m qui, d'après 289, a même fréquence que le circuit à condensateur. L'oscillateur linéaire est recourbé en son milieu en un cercle de 50^m de diamètre. Le décrément de l'oscillateur est, d'après 296, d'environ 0,2. Le décrément δ_1 du circuit à condensateur, qui doit naturellement contenir un éclateur, est d'environ 0,08. La distance entre le circuit à condensateur et la boucle de l'oscillateur est telle, que d'abord $\frac{1}{10}$ et ensuite $\frac{1}{100}$ des lignes d'induction que le circuit à condensateur produit traversent la boucle. Les formules de a et de c donnent dans ce cas (*) :

$p_{21} : p_1$	K.	K^2 .	a_1 .	a_2 .	$2 \overline{\Psi}_{2\max} : \Psi_{10}$.
$\frac{1}{10}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-4}$	0,09	0,19	1,09
$\frac{1}{100}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,43 \cdot 10^{-6}$	0,08	0,2	0,11

$2 \overline{\Psi}_{2\max} : \Psi_{10}$ n'atteindra pas une valeur beaucoup supérieure à 1, avec un couplage de l'oscillateur linéaire suffisamment lâche pour que les relations précédentes soient encore applicables. Déjà pour $\frac{p_{21}}{p_1} = \frac{1}{10}$, dans le cas présent, $K = 0,012$, valeur presque aussi grande que celle de $\frac{\delta_2 - \delta_1}{2\pi} = 0,019$; la limite pour laquelle les relations de a et c peuvent être employées est déjà presque atteinte.

Une augmentation du couplage ne serait pas dans ce cas admissible, car, d'après 352, elle entraînerait des complications.

e. Si donc on couple un système primaire relativement faiblement amorti avec un système secondaire fortement amorti, on peut, si l'on accorde les systèmes primaire et secondaire, arriver à ce que :

1° Les oscillations dans le système secondaire aient la fréquence propre à ce dernier.

2° La résonance entre les systèmes secondaire et primaire demeure aussi aiguë qu'avec un couplage extrêmement lâche.

3° Mais l'amortissement de l'oscillation est approximativement égal au faible amortissement du système primaire.

En outre, pour l'oscillateur linéaire :

4° L'amplitude maxima de l'oscillation dans le système secondaire, dans tous les cas, n'est pas sensiblement plus grande que l'amplitude de la tension dans le système primaire.

Pour les bobines, ce qui est dit en dernier lieu n'est pas applicable.

(*) $p_1 = 1472$ C.G.S. (240).

$p_2 = 206000$ C.G.S. (Table VIII e) pour un diamètre du fil de 5^m .

Avec celles-ci, étant donné leur coefficient de self-induction extrêmement grand, le rapport $\frac{P_{21}}{p_1}$ est relativement grand, et par suite, pour des tensions modérées dans le système primaire, de très hautes amplitudes maxima de la tension du secondaire peuvent être atteintes, sans que pour cela le coefficient de couplage reçoive une valeur considérable.

346. Conséquences pratiques pour l'établissement des circuits primaires. — D'après 345, le rapport $\overline{\varphi}_{2\max} : \varphi_{10}$ et par suite l'amplitude maxima de la tension dans le circuit secondaire sont proportionnels à $\frac{P_{21}}{p_1}$; l'accroissement que subit le plus petit décrement est proportionnel à $K^2 = \frac{P_{21}P_{12}}{p_1 p_2}$. Il s'agit donc d'obtenir un décrement et par suite un K^2 le plus petit possible, et cependant de donner une valeur aussi grande que possible au rapport $\frac{P_{21}}{p_1}$.

La valeur de p_2 sera donnée en général, comme tout le système secondaire. Il s'agit donc de choisir le circuit à condensateur primaire de manière que les relations soient le plus favorables possible; doit-on employer une grande capacité et un petit coefficient de self-induction, ou une faible capacité et un grand coefficient de self-induction?

Soit une certaine valeur de $\frac{P_{21}}{p_1} = \alpha$, qui puisse produire une amplitude maxima satisfaisant au cas présent; on aura

$$p_{21} = \alpha p_1$$

et

$$K^2 = \frac{\alpha^2 p_1}{p_2},$$

c'est-à dire : pour une valeur donnée de $\frac{P_{21}}{p_1}$ et aussi de $\overline{\varphi}_{2\max} : \varphi_{10}$, K^2 et par suite l'accroissement de l'amortissement seront d'autant plus faibles que le coefficient de self-induction du circuit primaire sera plus faible. Il faut donc donner au circuit à condensateur primaire un coefficient de self-induction le plus faible possible et une capacité la plus grande possible.

Pour une réduction du coefficient de self-induction et un accroissement de la capacité, les données de 219 (amortissement d'étincelle) s'appliquent spécialement s'il s'agit de grandes tensions primaires et par suite de longues étincelles.

347. Production d'oscillations plus pures par couplage. — Soit un système secondaire tel qu'il présente, en outre de son oscillation fondamentale, différentes oscillations supérieures et un amortissement assez grand, par exemple un oscillateur linéaire. Si l'on excite un tel système avec une bobine d'induction, il n'est en général pas possible d'obtenir une de ces oscillations seule. On obtient, en outre de l'oscillation désirée, d'autres oscillations (287). Mais si l'on fait agir par induction, en couplage lâche, un circuit à condensateur sur le système, et qu'on accorde le circuit à condensateur avec la fréquence d'une oscillation du système secondaire, on obtient les résultats suivants. On produit généralement (301 c) toutes les oscillations du système secondaire, mais :

1° D'après 319 d, les amplitudes de toutes ces oscillations sont très petites vis-à-vis de l'amplitude de l'oscillation sur laquelle le circuit à condensateur est accordé;

2° L'amortissement de cette oscillation, sur laquelle le circuit à condensateur est accordé, est sensiblement aussi faible que celui du circuit primaire (343 e), donc beaucoup plus petit que celui des autres oscillations propres du système secondaire.

Ces deux conditions réunies font que l'effet de toutes les autres oscillations disparaît complètement vis-à-vis de celui de l'oscillation sur laquelle le circuit à condensateur est accordé. Les relations sont donc pratiquement les mêmes que si cette oscillation existait seule.

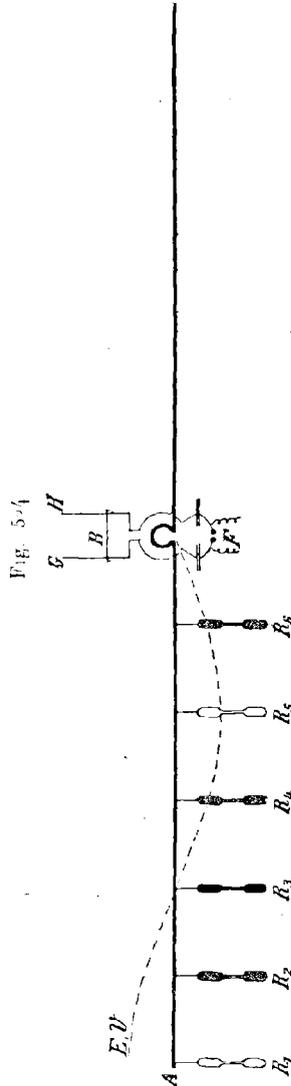
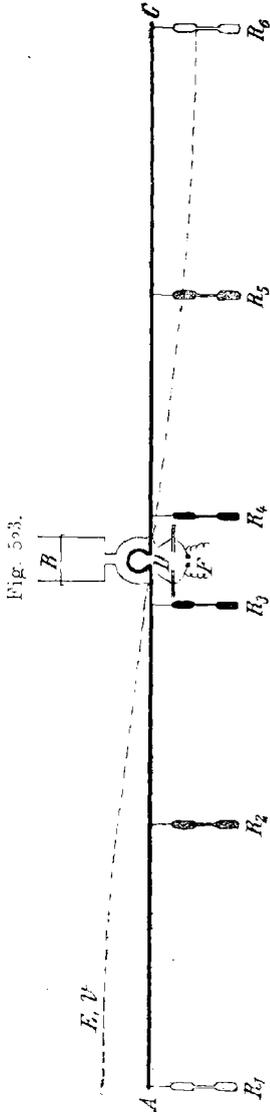
348. Oscillateur linéaire excité par un circuit à condensateur. — Sur un oscillateur linéaire ADC (*fig.* 523), présentant en D une boucle, sont montés, à des intervalles réguliers, des tubes de Geissler R_1 à R_6 . Sur cet oscillateur, près de D, un circuit à condensateur agit par induction en couplage lâche.

a. En général les tubes ne brillent pas, ou très peu, quand on fait passer par F des étincelles aussi fortes que l'on veut; mais, si l'on déplace le pont B petit à petit, pour une position déterminée de B les tubes R_1 et R_6 brillent extraordinairement, les tubes R_2 et R_5 moins et les tubes R_3 et R_4 presque pas.

Si l'on déplace un quelconque de ces tubes, de l'extrémité de l'oscillateur vers le milieu, on constate que l'éclat du tube diminue. Les répartitions du champ électrique E perpendiculairement à la surface du fil, ou de la tension le long du fil, doivent donc être sensiblement celles qui, d'après 284, devaient exister pour l'oscillation fondamentale de l'oscillateur linéaire (courbe pointillée, *fig.* 523). Le dispositif montre donc d'une manière parfaite ce qui n'était que très incom-

plètement obtenu (285 a) par la charge des deux moitiés de l'oscillateur par une bobine d'induction.

Si l'on veut chercher la preuve quantitative que la forme de l'oscil-



lation est réellement celle donnée dans 279 et 284 pour l'oscillateur linéaire, il est recommandé, étant donnée l'incertitude des mesures

de la tension dans ce cas, de déterminer l'amplitude du courant aux différents points de l'oscillateur à l'aide d'un thermique (279). On obtient, aussi exactement que le permettent les mesures de cette sorte, une sinusoïde (228).

b. Le vif éclat des tubes R_1 et R_2 vérifie clairement l'hypothèse que, malgré le couplage lâche, on a obtenu un très fort champ électrique aux extrémités de l'oscillateur. Si l'on place en A ou en C un micromètre à étincelle relié à la terre, on voit que l'amplitude de l'oscillation n'était pas très grande.

On dispose maintenant, près de D, un éclateur dans l'oscillateur linéaire, et l'on charge les deux moitiés de l'oscillateur avec une bobine d'induction; on prend une longueur d'étincelle suffisamment grande pour que la distance d'éclatement en A ou C soit aussi grande que précédemment. Malgré cela, les tubes ne brillent pas avec autant d'éclat que précédemment; la raison de l'éclat des tubes ne peut donc pas résider dans l'amplitude de l'oscillation. La véritable raison est que l'amortissement de l'oscillation est plus faible dans le couplage avec le circuit à condensateur. Un tube semble naturellement plus brillant si, pour une même intensité, l'éclat dure pendant un laps de temps plus long. L'expérience donne donc une vérification qualitative de 343 *e*.

La preuve quantitative, que les oscillations sont à beaucoup près moins amorties si elles sont produites par le circuit à condensateur que si elles étaient produites par une charge électrostatique des deux moitiés de l'oscillateur, est faite très simplement, si dans les deux cas on relève la courbe de résonance de ces oscillations à l'aide d'un circuit à condensateur de mesure (336).

c. On déplace maintenant le pont B d'un côté et de l'autre de la position correspondant à la résonance, dans laquelle elle se trouvait dans les expériences *a* et *b*. On se rend compte qu'un grand déplacement n'est pas nécessaire pour modifier l'éclat des tubes. Bien que le couplage soit suffisant pour produire de fortes oscillations dans l'oscillateur, l'acuité de la résonance, qui d'ailleurs, d'après 338, n'est pas très grande même pour un couplage très lâche, n'a pas sensiblement varié, ce qui est d'accord avec 343 *e*.

d. Oscillations supérieures. — Si l'on répartit également tous les tubes sur une des moitiés de l'oscillateur (*fig.* 524) et qu'on déplace le pont B de la direction de GH vers F, la fréquence du circuit à condensateur est augmentée graduellement. Si en déplaçant le pont B on n'obtient pour aucune position de B l'éclat des tubes, les bouteilles de Leyde du circuit à condensateur sont à changer contre d'autres de

plus faible capacité, et l'on déplace de nouveau le pont B de GH vers F. On trouvera encore une position de B pour laquelle les tubes brillent, mais l'aspect est maintenant celui de la figure 524; le tube R_3 ne brille pas, les tubes R_1 et R_5 brillent tout particulièrement, et les tubes R_2 , R_4 et R_6 brillent moyennement. La répartition de la tension sur l'oscillateur doit donc être, cette fois, représentée approximativement par la courbe en pointillé de la figure 524. C'est la deuxième oscillation supérieure que l'on a obtenue (284).

D'une manière simple, on peut, pour des fils suffisamment longs et des bouteilles de Leyde suffisamment petites, obtenir la quatrième oscillation supérieure; mais ici les nœuds et les ventres de tension prennent parfois déjà une conformation vicieuse (383 a).

349. **Point d'excitation pour un courant non quasi stationnaire dans le système secondaire.** — On peut s'étonner de ce que, dans l'expérience de 348 b, lorsque la fréquence du circuit à condensateur s'est élevée jusqu'à la fréquence de la deuxième oscillation supérieure, on n'ait pas observé la première oscillation supérieure. La fréquence de celle-ci étant comprise entre la fréquence de l'oscillation fondamentale et celle de la deuxième oscillation supérieure, le circuit à condensateur doit nécessairement être à un certain moment en résonance avec la première oscillation supérieure. D'une manière analogue, ceci a lieu avec la troisième oscillation supérieure, qui également n'entre pas en jeu. Il semble donc qu'avec ce dispositif, comme avec celui de 287 e, on obtienne seulement les oscillations supérieures d'ordre pair, et non celles d'ordre impair.

Lorsque les oscillations de l'oscillateur linéaire sont produites par la charge initiale des deux moitiés de l'oscillateur, il dépend, d'après 287 e, de la position de l'éclateur qu'une oscillation supérieure soit produite ou non. On a supposé que dans l'excitation par le circuit à condensateur le point auquel le circuit à condensateur agissait par induction sur l'oscillateur linéaire ne jouait aucun rôle. Les oscillations supérieures qu'on obtient à l'aide du dispositif des figures 523 et 524 présentent cette particularité commune, qu'au point d'excitation D se trouve un nœud de tension et par suite un ventre de courant. Les oscillations supérieures, qui ne peuvent pas être décelées, présentent en ce point un nœud de courant. Il semble donc qu'une oscillation ne peut pas se produire si le circuit à condensateur agit en un nœud de courant de l'oscillation considérée.

a. Pour prouver l'exactitude de cette proposition, on place, dans le dispositif de la figure 524, la boucle D de l'oscillateur au point R_6 où se trouve un nœud de courant de la deuxième oscillation supérieure,

et l'on fait agir en ce point, par induction, le circuit à condensateur accordé sur la deuxième oscillation supérieure. En réalité les tubes,

Fig. 525.

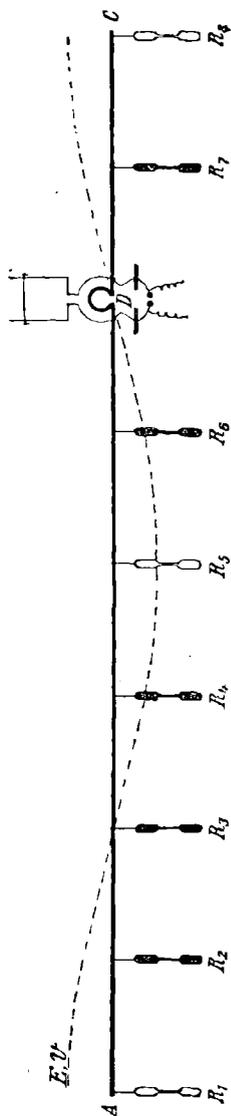
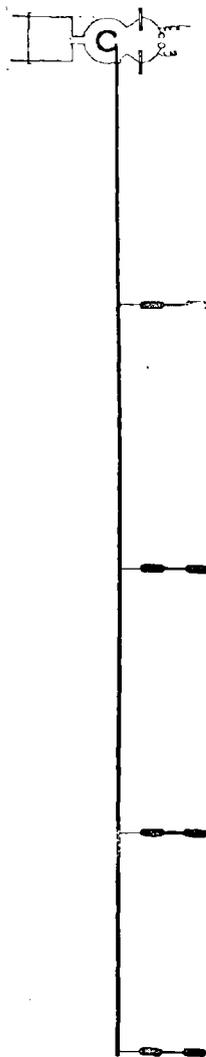


Fig. 526.



dans cette expérience, ne brillent pas. Si l'on place à nouveau la boucle D et le circuit à condensateur à un ventre de courant en R_3 ,

les tubes brillent à nouveau d'un vif éclat, exactement de la même manière que précédemment lorsque le circuit à condensateur était placé en regard du milieu de l'oscillateur.

b. La propriété se vérifie d'une manière encore plus générale. Si elle est exacte, on doit en effet pouvoir exciter les oscillations supérieures d'ordre impair en plaçant le circuit à condensateur en un ventre de courant de l'oscillation considérée.

La première oscillation supérieure présente un tel ventre à une distance $= \frac{l}{4}$ (l longueur totale de l'oscillateur) de l'extrémité de l'oscillateur (279). On place la boucle et le circuit à condensateur en ce point, on répartit les tubes de Goessler de la manière représentée figure 525, et l'on augmente graduellement la fréquence du circuit à condensateur, à partir de la fréquence de l'oscillation fondamentale. On obtient, pour une position déterminée du pont B, l'image de la figure 525; R_1 , R_5 et R_8 brillent d'un vif éclat, R_2 reste obscur, R_3 , R_4 , R_6 et R_7 brillent faiblement (*). On observe donc la première oscillation supérieure.

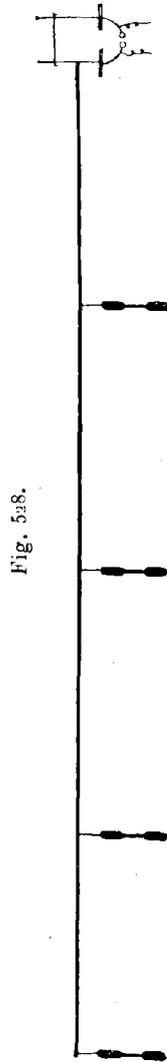
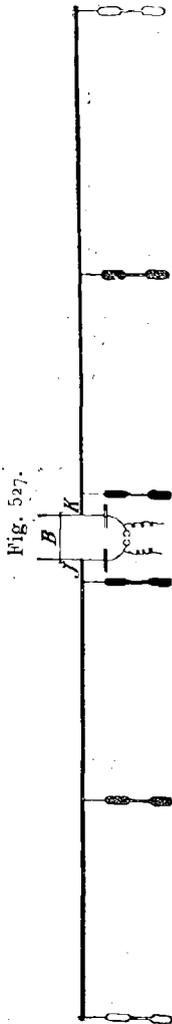
c. Si, dans le dispositif de la figure 523, on fait agir par induction le circuit à condensateur, accordé sur l'oscillation fondamentale, successivement aux différents points de l'oscillateur compris entre une de ses extrémités et son milieu, l'intensité de l'oscillation produite est d'autant plus forte que le point choisi est plus voisin du milieu, c'est-à-dire du ventre de courant, et d'autant plus faible que le point est plus voisin de l'extrémité, c'est-à-dire d'un nœud de courant. Si le circuit à condensateur agit tout à fait à l'extrémité, donc à un nœud de courant (fig. 526), aucun des tubes ne s'allume; il n'existe en définitive qu'une oscillation d'une amplitude excessivement faible.

d. Toutes ces expériences, qui ont été décrites précisément à propos du couplage magnétique pur entre le circuit à condensateur et un oscillateur linéaire, se réalisent aussi bien en combinant avec le couplage magnétique un couplage galvanique, par exemple en remplaçant le dispositif de la figure 523 par celui de la figure 527. Mais il faut veiller à ce que la partie JBK ne soit pas trop grande, sans quoi le couplage serait trop serré et l'ensemble des phénomènes peu saillant. Si l'on diminue, comme dans l'expérience analogue de *c*, un des côtés de l'oscillateur et qu'on dispose la partie enlevée de l'autre côté, l'éclat des tubes sera de plus en plus faible. Finalement, quand l'oscillateur

(*) Pour réaliser cette expérience, il n'est pas absolument indispensable d'avoir autant de tubes. Il suffit d'un seul qu'on déplace le long de l'oscillateur.

sera placé tout entier d'un même côté (*fig. 528*), le circuit à condensateur agit dans un nœud de courant, et tout s'évanouit.

e. Tout ce qui vient d'être démontré pour un oscillateur linéaire



est applicable d'une façon générale (²²⁹). Si un oscillateur, dans lequel le courant n'est pas quasi stationnaire, est couplé magnétiquement ou galvaniquement avec un circuit à condensateur accordé sur lui, l'os-

cillation excitée dans l'oscillateur atteint l'amplitude maxima si le point où se produit l'excitation est un ventre de courant. L'amplitude de l'oscillation est d'autant plus faible que le point où se produit l'excitation est plus éloigné d'un ventre de courant, et par suite d'autant plus voisin d'un nœud de courant.

D'une façon plus précise (229), si l'amplitude du courant de l'oscillateur secondaire est au point d'excitation = $a\bar{i}_0$ (\bar{i}_0 étant l'amplitude du courant au ventre de courant), l'amplitude \mathfrak{A} de l'oscillation excitée sera

$$\mathfrak{A} = a\bar{\mathfrak{A}},$$

$\bar{\mathfrak{A}}$ étant l'amplitude de l'oscillation produite quand l'excitation se produit au ventre de courant.

D'après 279 e, l'oscillation fondamentale de l'oscillateur linéaire, à la distance x de l'extrémité, a une amplitude de courant

$$i_x = \bar{i}_0 \sin \frac{\pi x}{l},$$

donc

$$a = \sin \frac{\pi x}{l},$$

l étant la longueur totale de l'oscillateur. En représentant par \mathfrak{A}_x l'amplitude de l'oscillation excitée par un circuit à condensateur placé à une distance x de l'extrémité de l'oscillateur, on a

$$\mathfrak{A}_x = \bar{\mathfrak{A}} \sin \frac{\pi x}{l}.$$

De même le coefficient de couplage sera plus petit que si le circuit primaire agissait par induction en un ventre de courant. Au lieu de

$$K^2 = \frac{2P_{12}^2}{p_1 p_2} \quad (344 d),$$

on aura (225)

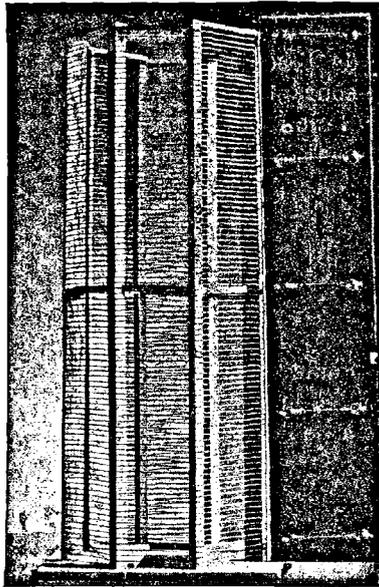
$$K^2 = \frac{2P_{12}^2 \sin^2 \frac{\pi x}{l}}{p_1 p_2}.$$

350. Oscillations de bobines excitées par un circuit à condensateur (230). — Si les expériences faites avec l'oscillateur linéaire sont instructives, elles ont du moins l'inconvénient de nécessiter de grandes longueurs. Les oscillateurs d'une longueur totale inférieure à 20^m ne sont pas à recommander, si l'on veut obtenir les oscillations

supérieures. Tout est resserré dans un espace beaucoup plus faible, si l'on emploie une bobine à la place de l'oscillateur linéaire.

a. Pour ces expériences, deux sortes de bobines conviennent à peu près pareillement. Les unes ont une largeur relativement grande et un pas qui n'est point très petit. Une de ces bobines, habituellement employée dans des expériences de démonstration (hauteur 130^{cm}, diamètre 50^{cm}, pas 1^{cm}, 25, rayon du fil 0^{mm}, 9), est représentée figure 529.

Fig. 529.



Pour mettre en évidence les oscillations, on emploie des tubes de Geissler placés dans le voisinage de la bobine, ou encore on déplace un tube de Geissler le long de la bobine. L'avantage de cette sorte de bobine, qui dans la suite sera toujours appelée *bobine A*, est de donner une résonance très aiguë pour des oscillations supérieures d'ordre élevé, des nœuds et des ventres nets, et des champs électrique et magnétique énergiques à une assez grande distance de la bobine.

Dans beaucoup d'expériences, on emploie tout aussi bien des bobines longues et étroites, ayant un très grand nombre de spires serrées le plus possible les unes contre les autres (*bobine B*). On les monte généralement sur un long tube de verre ou d'ébonite à paroi épaisse, ou sur un cylindre de bois sec. On emploie un fil enve-

loppé de soie ou de coton d'environ $0^{\text{mm}},2$ de diamètre (*). L'avantage de ces bobines est de présenter, aux ventres de tension, des tensions très élevées, et par suite des aigrettes de décharge (*fig. 53o*). Si l'on facilite ces décharges par des fils soudés sur la bobine, ou si on les conduit parallèlement à la bobine (*fig. 531*) à l'aide d'un fil relié à la

Fig. 53o.

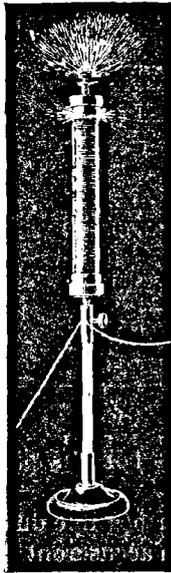
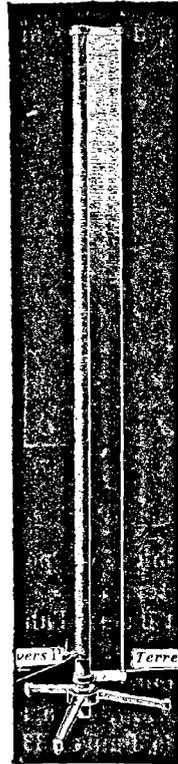


Fig. 531.



terre (**), elles peuvent être suffisamment intenses pour être visibles à une grande distance, et servir directement à démontrer l'existence des oscillations.

(*) Les expériences qui suivent peuvent être réalisées d'une manière parfaite avec des bobines et des circuits à condensateurs construits par la Société F. Ernecke, d'après les données de G. Seibt. Les figures 53o, 531 et 535 ont été empruntées au Catalogue de cette Société.

(**) La fréquence et la forme des oscillations ne sont plus du tout les mêmes que si ce fil n'existait pas.

Le couplage avec le circuit à condensateur peut être purement magnétique, comme celui de la figure 512; pour les longues bobines minces de la forme B, le circuit K (fig. 512) ne sera pas placé à l'intérieur de la bobine, mais autour de celle-ci. Le même dispositif est à recommander pour les bobines de la forme A, si l'on s'attache à obtenir la plus grande amplitude possible de l'oscillation aux dépens de la pureté de celle-ci et de l'acuité à la résonance. On peut encore associer un couplage galvanique au couplage magnétique; on emploiera alors, dans le montage de la figure 532 (*), des bobines S_1

Fig. 532.

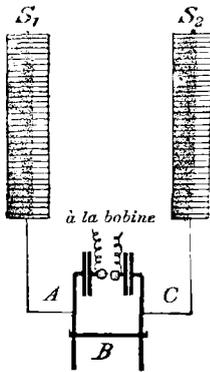
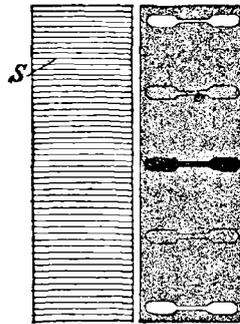


Fig. 533.



et S_2 semblables; on peut remplacer une des bobines par un conducteur à la terre.

b. Le pont B sera d'abord placé le plus loin possible du condensateur; les bobines, ou les tubes de Geissler, n'accuseront en général aucun phénomène lumineux. Mais, lorsque le pont B passe par une certaine position, on a avec les bobines de la forme A l'apparence donnée par la figure 533 (**), et avec les bobines de la forme B celle donnée par la figure 531; le circuit à condensateur est maintenant accordé sur l'oscillation fondamentale. Si le pont est placé plus près, le phénomène s'évanouit de nouveau. La résonance est très aiguë et l'expérience réussit très bien, si le couplage du circuit à condensateur et de la bobine est le plus lâche possible.

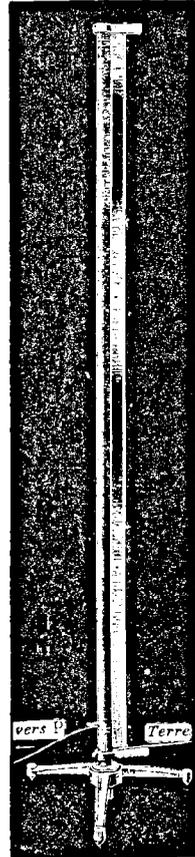
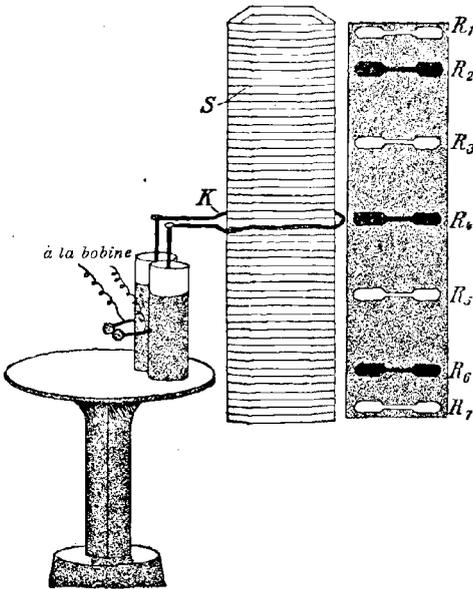
(*) Le système secondaire se compose de deux bobines S_1 , S_2 avec les fils de conduite et de la partie ABC commune au circuit à condensateur.

(**) Voir aussi la reproduction photographique (fig. 600). Elle n'a pas été obtenue avec la bobine de la figure 529, mais avec une bobine plus petite.

c. Si par le déplacement du pont, ou le changement des bouteilles de Leyde contre de plus petites, on augmente peu à peu la fréquence du circuit à condensateur, la figure 534 apparaît; on a la deuxième oscillation supérieure. Contrairement à ce qui avait lieu pour l'oscil-

Fig. 534 (*).

Fig. 535.



lateur linéaire, on obtient aisément, par un accroissement plus grand de la fréquence, les quatrième, sixième et huitième oscillations supérieures très nettes. La figure 535, par exemple, donne la quatrième oscillation supérieure pour des bobines de la forme B.

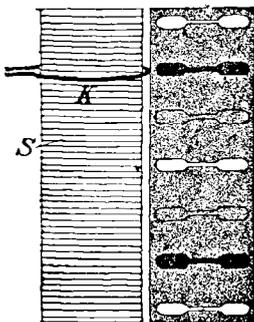
(*) Il est utile d'employer un couplage plus lâche que celui qui est représenté dans cette figure.

d. Ici, comme dans 348 *d*, seules les oscillations supérieures d'ordre pair se produisent, quand on emploie les dispositifs des figures 511, 512 ou 532, c'est-à-dire quand l'excitation se produit au milieu de la bobine ou de la paire de bobines.

La proposition de 349 *e* se confirme ici également; elle peut être démontrée très clairement à l'aide de bobines. Dans ce but, un circuit à condensateur est accordé par exemple sur la deuxième oscillation supérieure, de manière à exciter fortement cette oscillation supérieure lorsqu'on fait agir par induction le cercle K au milieu de la bobine. Le circuit à condensateur (voir *fig.* 534) sera ensuite placé sur un support en bois, de manière à pouvoir être déplacé le long de la bobine. On voit que les tubes R_1, R_3, R_5, R_7 sont le plus brillants, donc l'oscillation supérieure est particulièrement excitée, lorsque le cercle inducteur K passe par les positions R_2, R_4, R_6 , c'est-à-dire par des nœuds de tension ou des ventres de courant. Les tubes restent au contraire obscurs quand le cercle K se trouve aux positions R_1, R_3, R_5, R_7 , ventres de tension, c'est-à-dire nœuds de courant.

e. Les oscillations supérieures d'ordre impair peuvent être produites avec le dispositif des figures 512 ou 534, tout comme les oscillations d'ordre pair, en faisant agir par induction le circuit à condensateur

Fig. 536.

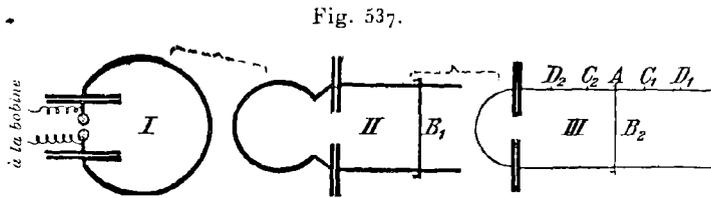


en un ventre de courant de l'oscillation que l'on veut produire. La figure 536 montre le dispositif et le phénomène correspondant à la première oscillation supérieure. Cette oscillation supérieure est obtenue dans les conditions d'expérience décrites en *d* (*).

(*) Pour des expériences plus complètes avec des bobines, voir 356 et 386.

III. — DEUX OSCILLATEURS EN COUPLAGE SERRÉ.

351. **Résultat expérimental.** — Il est surtout intéressant de savoir quels sont les phénomènes qui se produisent pour un couplage plus serré que ceux employés jusqu'à présent, dans le cas où les deux oscillations sont isochrones, c'est-à-dire que chaque oscillateur existant seul, et étant mis en oscillations, présente la même fré-



quence. On peut résoudre cette question expérimentalement d'une manière simple, à l'aide du dispositif de la figure 537.

Le circuit à condensateur I est mis en oscillations par les charges d'une bobine d'induction; il agit par induction sur le circuit II et peut être déplacé par rapport à celui-ci, de façon que la force du couplage avec le circuit II puisse varier. Le circuit secondaire II est porté, à l'aide du pont B_1 , à la fréquence du circuit I. La courbe de résonance de l'oscillation dans le circuit II est obtenue à l'aide du circuit III, sur lequel le circuit II agit par induction en couplage très lâche.

S'il s'agit d'une expérience de démonstration, le circuit de la figure 492 est employé au lieu du circuit III; l'éclateur F_2 est en dérivation sur les armatures intérieures des condensateurs. Si les oscillations dans le circuit II doivent être examinées de plus près, on emploiera le circuit à condensateur de mesure de la figure 497, en liaison avec un bolomètre.

a. Dans le premier cas le phénomène est le suivant. Tant que l'éloignement des circuits I et II est relativement grand, il ne se produit d'étincelles en F_2 que pour des déplacements de très faible amplitude du pont B_2 , de part et d'autre de la position A. La courbe de résonance doit donc présenter une forme relativement pointue, et il doit exister dans le circuit II une oscillation faiblement amortie d'une fréquence déterminée. Si l'on rapproche maintenant le circuit I du circuit II, des étincelles se produisent encore en F_2 si le pont se trouve en A; mais on peut, pour une même longueur d'étincelle,

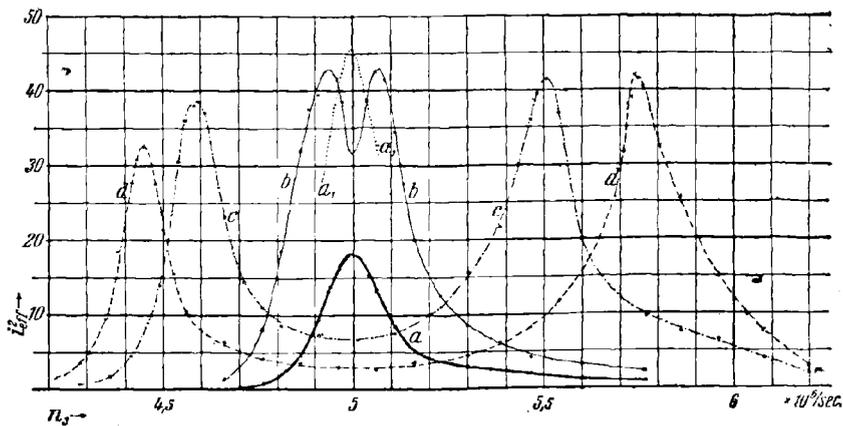
déplacer davantage le pont B_2 de part et d'autre du point A, sans que les étincelles disparaissent. Les oscillations dans II présentent encore à peu près la même fréquence.

Si le circuit I est encore plus voisin du circuit II, les étincelles en F_2 apparaissent lorsque le pont est en C_1 , disparaissent lorsqu'il est en A, apparaissent de nouveau pour la position C_2 , et disparaissent encore pour un déplacement plus grand du pont. La courbe de résonance a donc maintenant deux maxima; il doit par suite exister dans le circuit II deux oscillations, dont les fréquences diffèrent entre elles et diffèrent de la fréquence antérieure (327).

Si l'on rapproche encore le circuit I du circuit II, on n'obtient des étincelles en F_2 que si le pont B_2 se trouve à peu près aux points D_1 ou D_2 . Les fréquences des deux oscillations dans le circuit II s'écartent maintenant encore plus l'une de l'autre, ainsi que de la fréquence antérieure.

b. Des expériences plus soignées, faites avec le bolomètre, ont donné les courbes de résonance de la figure 538. La courbe *a* tracée

Fig. 538.

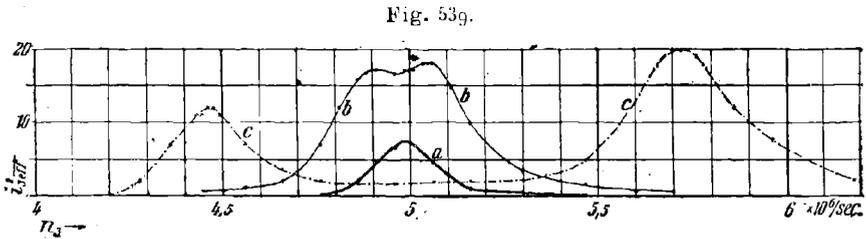


en trait fort et la courbe a_1 résultant seulement du changement d'ordonnées représentent la courbe de résonance tant que le couplage est encore lâche. Avec un couplage plus serré, on obtient la courbe de résonance b , qui montre déjà l'existence de deux oscillations de fréquences différentes. Les deux fréquences sont à peu près également différentes de la fréquence antérieure. Avec un couplage encore plus serré, on obtient la courbe c de la figure 538, et avec un couplage beaucoup plus serré la courbe d .

Il résulte de ces courbes que, si les deux oscillateurs ont la même fréquence propre, par un couplage assez serré deux oscillations apparaissent dans le système secondaire ; ces oscillations ont des fréquences différentes et différentes de la fréquence commune aux deux oscillateurs. La différence est d'autant plus grande que le couplage est plus serré. L'amortissement des deux oscillations ne peut pas être très différent (327 *a* et 336), au moins pour les forces de couplage employées dans la figure 538.

c. Pour réaliser le cas où un système primaire relativement peu amorti agit sur un système secondaire fortement amorti, on intercale dans le circuit secondaire une résistance électrolytique de 6 ohms.

On obtient alors les courbes de résonance de la figure 539. Le couplage correspondant à la courbe *a* de la figure 539 était le même que



celui correspondant à la courbe *a* de la figure 538 ; celui correspondant à la courbe *c* de la figure 539, le même que celui correspondant à la courbe *d* de la figure 538. Le couplage correspondant à la courbe *b* de la figure 539 est compris entre les couplages correspondant aux courbes *b* et *c* de la figure 538. Une comparaison de ces courbes avec celles de la figure 538 montre qu'un accroissement de l'amortissement, lorsqu'il n'est pas beaucoup plus grand que celui employé ici, entraîne seulement un accroissement de l'amortissement de toutes les oscillations, mais laisse intact le caractère du phénomène.

d. Si l'on étudie les oscillations dans le circuit primaire I de la même manière qu'il a été indiqué précédemment pour le circuit secondaire, on y découvre deux oscillations de mêmes fréquences et de mêmes décrets que dans le circuit secondaire.

332. Résultats de la théorie. — *a.* Dans le cas où les oscillateurs couplés avaient même fréquence avant le couplage, il résulte de la théorie que :

1° Tant que le couplage n'est pas franchement lâche, deux oscillations de fréquences différentes apparaissent dans le système secondaire comme dans le système primaire.

2° La différence des fréquences est d'autant plus grande que le couplage est plus serré.

3° Si le couplage est suffisamment serré pour que K^2 soit plus grand que $\left(\frac{d_1 - d_2}{2n}\right)^2$ (*), K étant le coefficient de couplage et d_1 et d_2 les décrets des deux oscillateurs avant le couplage, on obtient, entre les fréquences n_1 et n_2 des deux oscillations et la fréquence n qu'avaient les deux oscillateurs avant le couplage, les relations (231)

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_1}{n} = \frac{1}{\sqrt{1 - K_1}} \\ \frac{n_2}{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + K_1}} \end{array} \right\} \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{1 + K_1}{1 - K_1}}$$

avec

$$(2) \quad K_1 = \sqrt{K^2 - \left(\frac{d_1 - d_2}{2\pi}\right)^2}.$$

Dans la Table XX à la fin du Tome II, on trouve les valeurs de $\frac{n_1}{n_2}$ correspondant aux différentes valeurs de K_1 , tant qu'elles sont comprises dans les limites de la pratique.

Lorsque K_1 est petit, on peut, à la place des égalités (1), employer avec une approximation suffisante les relations (232)

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_1}{n} = 1 + \frac{1}{2} K_1 \\ \frac{n_2}{n} = 1 - \frac{1}{2} K_1 \end{array} \right\} \frac{n_1}{n_2} = 1 + K_1.$$

Dans ce cas, comme l'indique la courbe *b* de la figure 538, les fréquences de ces oscillations s'écartent également de part et d'autre de la fréquence qu'avaient les systèmes avant le couplage.

EXEMPLE. — On admet que, dans le cas de 345 *d*, toutes les lignes d'induction du circuit à condensateur traversent la boucle de l'oscillateur, et l'on examine la grandeur de la différence entre les deux fréquences.

On a alors

$$\frac{P_{21}}{P_1} = 1, \quad K = 0,120,$$

(*) Cette relation est satisfaite déjà par un couplage relativement lâche; voir plus bas et 345 *d*.

et, pour

$$\mathfrak{d}_1 = 0,08, \quad \mathfrak{d}_2 = 0,2,$$

on a

$$K_1 = 0,118, \quad \frac{n_1}{n_2} = 1,13.$$

La différence des fréquences atteint donc seulement 13 pour 100. Le rapport des deux oscillations est à peu près le même que dans le cas des oscillations de la figure 485.

b. Relativement à l'amortissement, la théorie ⁽³³²⁾ montre, dans le cas des oscillateurs isochrones, que les décrets \mathfrak{D}_1 et \mathfrak{D}_2 des deux oscillations, correspondant à un couplage serré, sont liés aux décrets \mathfrak{d}_1 et \mathfrak{d}_2 des deux oscillateurs avant le couplage par les relations

$$(4) \quad \begin{cases} \mathfrak{D}_1 = \frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2} \frac{n_1}{n} \\ \mathfrak{D}_2 = \frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2} \frac{n_2}{n} \end{cases}$$

Donc, tant que le couplage n'est pas trop serré et que par suite (α) les fréquences n_1 et n_2 ne sont pas très différentes de n , les décrets des deux oscillations sont à peu près les mêmes et égaux à la moyenne des décrets \mathfrak{d}_1 et \mathfrak{d}_2 .

Dans le cas important dans la pratique, où un système primaire d'amortissement relativement faible \mathfrak{d}_1 est couplé avec un système secondaire d'un amortissement relativement fort \mathfrak{d}_2 , on peut, avec un couplage lâche, arriver à produire dans le système secondaire une oscillation ayant le faible amortissement de l'oscillateur primaire (345 e).

Pour un couplage fort, la plus petite valeur qu'un décrement tout à fait théorique puisse atteindre est, d'après les égalités (1) et (4), $\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2\sqrt{2}}$. En réalité, cette valeur exige un coefficient de couplage $K_1 = 1$, ce qui, dans les cas pratiquement les plus importants, ne peut pas être sensiblement réalisé. En général, le plus petit décrement des deux oscillations ne sera pas très différent de $\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2}$ ou, si \mathfrak{d}_1 est très petit vis-à-vis de \mathfrak{d}_2 , de $\frac{\mathfrak{d}_2}{2}$.

Par un couplage serré, le décrement de l'oscillateur le plus fortement amorti peut donc être diminué de près de la moitié.

c. Si les deux oscillateurs, qui sont en couplage serré, ne sont pas accordés l'un avec l'autre, mais présentent des fréquences n_1 et n_2 avant le couplage ($n_1 < n_2$), on observe, après le couplage, dans les

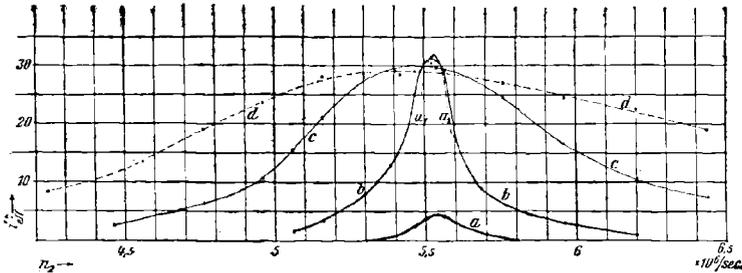
deux oscillateurs deux oscillations de fréquences N_1 et N_2 . N_1 est plus petit que n_1 et N_2 est plus grand que n_2 , et la différence entre N_1 et n_1 , ou N_2 et n_2 , est d'autant plus grande que le couplage est plus serré (234).

Dans le nota de 340 a, on a donné une vérification de cette proposition à l'aide des courbes de résonance a, b, c de la figure 516.

La figure 352 donne aussi une certaine vérification de ce qui a été dit, car elle montre que pour un couplage serré deux oscillations prennent naissance dans le système primaire. On peut, dans la courbe d'oscillation de la figure 352, en outre des oscillations d'amplitude relativement grande et de faible fréquence, différencier encore nettement des oscillations de beaucoup plus grande fréquence et d'amplitude plus petite, qui proviennent du couplage serré et de la réaction produite par la bobine secondaire.

353. **Effet des oscillations dans le système secondaire.** — On peut, à l'aide du dispositif de la figure 537, montrer comment l'effet des oscillations dans le système secondaire dépend d'une part du couplage, et d'autre part, pour un couplage donné, des fréquences des systèmes primaire et secondaire avant le couplage. Il suffit d'éloigner le circuit à condensateur de mesure III et de faire agir directement par induction le circuit secondaire sur celui du bolomètre. Lorsque,

Fig. 540.



dans une telle expérience, on fait varier la fréquence n_2 du circuit secondaire par le déplacement du pont B_1 , et lorsqu'on porte en abscisses ces fréquences n_2 et en ordonnées les déviations correspondantes du bolomètre, on obtient les courbes de la figure 540. La courbe a correspond à un couplage tout à fait lâche, les courbes b, c, d à un couplage de plus en plus serré. La courbe a_1 se différencie seulement de a par la grandeur de l'échelle. De ces courbes on peut conclure ce qui suit :

a . Que le couplage soit lâche ou serré, l'effet des oscillations dans

le système secondaire est maximum lorsque les fréquences des deux oscillateurs avant le couplage sont exactement ou sensiblement les mêmes. D'après les courbes de résonance a ou a_1 , la fréquence du système primaire était d'environ $5,53.10^6/\text{sec}$ (330).

b . Si l'on a d'abord un couplage extrêmement lâche (courbe a), et que l'on passe à un couplage plus serré, l'effet des oscillations dans le système secondaire croît très rapidement (comparer la courbe b avec la courbe a). Mais on atteint très rapidement un certain couplage, le plus favorable, au-dessus duquel une augmentation du couplage ne donne aucun accroissement, mais a plutôt comme conséquence une diminution de l'effet dans le circuit secondaire.

c . Jusqu'à l'obtention de ce couplage favorable à l'effet, une certaine acuité de la résonance entre les systèmes primaire et secondaire est maintenue (comparer la courbe b avec la courbe a_1). Mais, si le couplage est augmenté au delà de cette valeur, les courbes de résonance se déforment bientôt extraordinairement, la résonance est tout à fait affaiblie.

Il en résulte pratiquement que :

1° Si l'on veut coupler deux systèmes, il est opportun pour l'effet dans le système secondaire de rendre auparavant leurs fréquences semblables. Mais, alors que cet accord est indispensable quand le système est en couplage lâche, un accord qui n'est pas très exact suffit quand le système est en couplage serré. Il en est de même pour l'amplitude maxima dans le système secondaire (335).

1° Si les décrets doivent être déterminés par les courbes de résonance, un couplage lâche est nécessaire. Si le couplage est trop serré, les courbes de résonance donnent, d'après la méthode de 336 b , de trop grands décrets. Pour savoir si le couplage employé est assez lâche, il y a un contrôle simple; un relâchement ultérieur du couplage ne doit pas donner d'autre valeur pour $\delta_1 + \delta_2$.

354. Relations de l'énergie. — Il est singulier, à première vue, qu'un accroissement du couplage ne produise pas un accroissement de l'effet des oscillations dans le système secondaire. On devrait s'attendre, d'après les expériences faites avec les transformateurs techniques (146), à ce que l'effet des oscillations dans le système secondaire soit d'autant plus grand que le nombre de lignes d'induction du système primaire parvenant au secondaire est lui-même plus grand, c'est-à-dire que la dispersion entre les deux systèmes est moins grande.

a . D'après 353 b , ceci n'est valable que tant que le couplage est relativement lâche, c'est-à-dire, d'après 345 a , tant que les oscillations dans les systèmes primaire et secondaire ont même fréquence.

Alors le système primaire est celui qui fournit de l'énergie à l'autre système et le couplage est d'autant moins lâche que cette énergie fournie est plus élevée. Le système secondaire est en principe celui qui emprunte de l'énergie au système primaire et qui l'emploie pour lui-même, soit sous forme de rayonnement, soit sous forme de chaleur.

b. Mais ceci n'est plus applicable avec un couplage plus serré, et pour la raison suivante. Tant que le couplage est moyennement serré, deux oscillations d'amortissements sensiblement égaux, mais de fréquences différentes (352), prennent naissance dans le système secondaire. Les oscillations doivent, si le couplage n'est pas extrêmement serré, présenter le phénomène des battements (321). Leur amplitude doit tout d'abord croître, puis décroître, croître de nouveau, etc.

Des battements semblables doivent aussi prendre naissance dans le système primaire, car il existe aussi dans celui-ci deux oscillations présentant les mêmes fréquences que celles du système secondaire; l'intervalle de temps entre deux maxima et minima de l'amplitude est le même pour les systèmes secondaire et primaire, car il dépend seulement, d'après 321, de la fréquence des deux oscillations. Mais au début, quand l'oscillation s'établit, l'amplitude dans le système primaire est évidemment maxima, tandis qu'elle est minima dans le système secondaire. Ceci doit subsister; donc, lorsque l'amplitude de l'oscillation dans le système secondaire est maxima, elle est minima dans le système primaire et inversement.

Si l'on considère le moment où l'amplitude de l'oscillation dans le système primaire est exactement minima, elle est précisément maxima dans le système secondaire; l'énergie du système primaire est relativement très petite et celle du système secondaire relativement très grande. Après un demi-battement, l'énergie dans le système primaire est relativement grande, celle dans le système secondaire relativement petite. Dans l'intervalle de temps, le système secondaire doit avoir fourni de l'énergie au système primaire.

Relativement aux relations d'énergie, le couplage serré se différencie donc du couplage lâche par ce fait que le système secondaire ne tire pas d'une façon continue son énergie du système primaire, mais en emprunte à lui-même pour en redonner pendant un certain temps au système primaire.

Dans le couplage serré, le système primaire et le système secondaire jouent alternativement le rôle de source d'énergie.

c. D'après 352 *b*, l'amortissement dans deux systèmes en couplage serré, dont l'un avait avant le couplage un fort amortissement, est dans tous les cas assez grand. Donc l'énergie totale, que les deux systèmes possèdent, devient bientôt petite.

L'effet des oscillations dans le système secondaire sera donc principalement déterminé par les relations pendant le premier battement. Pendant cette fraction de temps, le système secondaire emprunte de l'énergie au système primaire, à peu près tant que l'amplitude des oscillations secondaires s'accroît; il redonne de l'énergie au circuit primaire à peu près au moment où l'amplitude décroît. La restitution d'énergie commence donc d'autant plus tôt que la durée du battement est plus courte, c'est-à-dire, d'après 321, que la différence entre les fréquences des deux oscillations est plus grande ou, d'après 352, que le couplage est plus serré.

Si donc, par le renforcement du couplage, l'énergie que le système secondaire emprunte au primaire pendant un temps déterminé devient plus considérable, d'un autre côté, le temps pendant lequel le secondaire reçoit de l'énergie est plus court, et le moment où le système secondaire redonnera de l'énergie au primaire est avancé. On conçoit donc que le renforcement d'un couplage déjà serré n'augmente plus l'effet dans le système secondaire.

353. L'amplitude maxima dans le système secondaire. — L'amplitude maxima de la tension et du courant dans le système secondaire dépend, comme on pouvait s'y attendre d'après ce qui précède, de la fréquence et de l'amortissement du système couplé et de la force du couplage. Mais la fonction qui lie ces grandeurs n'est pas simple. La théorie (235) montre ce qui suit :

a. Toutes choses égales d'ailleurs, l'amplitude est maxima dans le système secondaire, ainsi que l'effet (353) est lui-même maximum, lorsque les deux systèmes ont même fréquence avant leur couplage. Ce cas est pratiquement le plus important et doit être étudié d'une façon particulière.

b. On a sensiblement, pour l'amplitude maxima φ_{2max} de la tension dans un système secondaire à courant quasi stationnaire,

$$(1) \quad \frac{\varphi_{2max}}{\varphi_{10}} = f \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} (*) = f \sqrt{\frac{p_2}{p_1}},$$

φ_{10} étant l'amplitude de la tension dans le système primaire et f un facteur plus petit que 1, déterminé par l'amortissement et le cou-

(*) La relation complète est (352 a)

$$\frac{\varphi_{2max}}{\varphi_{10}} = f \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{p_{21}}{p_{12}} \frac{K^2}{K_1^2}}.$$

plage des deux systèmes, c'est-à-dire d'une part par la grandeur $d_1 + d_2$ et d'autre part par la grandeur K_1 [352; égalité (2)].

On peut calculer l'amplitude maxima du courant, $i_{2\max}$, en partant de l'amplitude maxima de la tension, au moins tant que le couplage n'est pas très serré. Dans ce cas, les fréquences des deux oscillations provenant du couplage ne diffèrent pas beaucoup l'une de l'autre (352). Les deux oscillations peuvent (321) être considérées comme une oscillation unique, dont la fréquence est égale à la moyenne arithmétique des fréquences des deux oscillations, c'est-à-dire, d'après 352, égalité (3), égale à la fréquence n que les deux systèmes avaient avant le couplage. On a sensiblement

$$(2) \quad i_0 = \pi n c \bar{\Psi}_0 \quad (185 c),$$

et d'après l'égalité (1) il résulte

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{i_{2\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = \pi n f \sqrt{c_1 c_2} = \pi n c_2 f \sqrt{\frac{p_2}{p_1}} \\ \text{ou enfin} \\ = f \sqrt{\frac{c_2}{p_1}}, \end{array} \right.$$

car

$$\pi n = \frac{1}{\sqrt{p_2 c_2}} \quad (209).$$

Il résulte immédiatement de l'égalité (2)

$$\frac{i_{2\max}}{i_{10}} = f \sqrt{\frac{c_2}{c_1}} = f \sqrt{\frac{p_1}{p_2}}.$$

Dans le cas d'un système secondaire à courant non quasi stationnaire, on se reporte aux relations de 344, et l'on substitue aux égalités (1) et (3) les suivantes (*voir nota*, p. 163),

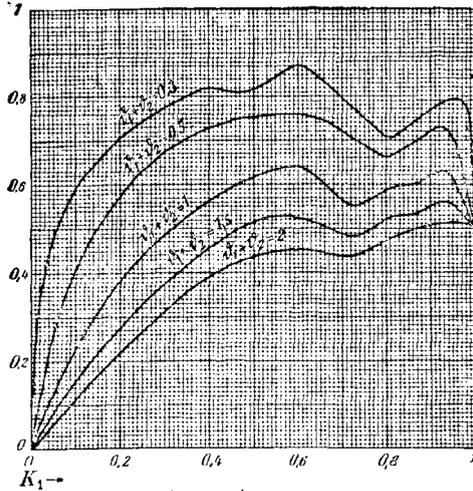
$$(4) \quad \frac{\bar{\Psi}_{2\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = f \sqrt{\frac{c_1}{c_2}} = \frac{f}{\pi} \sqrt{\frac{2p_2}{p_1}},$$

$$(5) \quad \frac{i_{2\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = 2 n f \sqrt{c_1 c_2},$$

dans lesquelles les lettres ont même signification que dans 344 a (*).

c. Les grandeurs de f , correspondant aux différents couplages, c'est-à-dire aux valeurs de K_1 (**), et aux différents amortissements, se

Fig. 541.



déterminent par les courbes de la figure 541, qui sont extraites d'un travail de P. Drude (235).

De ces courbes, il résulte d'abord que la grandeur de f , et par suite l'amplitude maxima, tout comme l'effet, croissent d'abord rapidement avec l'accroissement du couplage, puis lentement, et enfin décroissent peu à peu pour un accroissement plus considérable du couplage.

Qualitativement, ceci se vérifie facilement avec le dispositif de la figure 537 décrit dans 351; il suffit de monter dans le circuit à con-

(*) Pour un oscillateur dont une extrémité est mise à la terre, on a

$$\frac{\bar{\Psi}_{2\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = \epsilon \sqrt{\frac{2\epsilon_1}{\epsilon_2}} = \frac{2f}{\pi} \sqrt{\frac{2p_2}{p_1}},$$

$$\frac{\bar{I}_{2\max}}{\bar{I}_{10}} = 2nf \sqrt{2\epsilon_1 \epsilon_2},$$

dans lesquelles les lettres ont même signification que dans le nota de 344 a.

(**) Dans tous les cas importants de la pratique, et même pour un couplage qui n'est pas faible, K_1 n'est que peu différent du coefficient de couplage K .

densateur II un éclateur aux armatures des bouteilles de Leyde (*).

Une expérience a donné, pour les couplages correspondant aux courbes de résonance a , b , c , d de la figure 538, les distances d'éclatement suivantes :

Couplage de la courbe a : distance d'éclatement.....	mm 1,2
Couplage de la courbe b : distance d'éclatement.....	2,7
Couplage de la courbe c : distance d'éclatement.....	3,2
Couplage de la courbe d : distance d'éclatement.....	3,1

Une élévation du couplage, supérieure à celle qui a donné la courbe c , ne produit pas de distance d'éclatement supérieure à 3^{mm} , 2.

Les courbes montrent en outre que la force du couplage, c'est-à-dire la valeur de K_1 , pour laquelle l'amplitude maxima atteint la plus grande valeur (exception faite des amortissements extrêmement grands), est à peu près indépendante de l'amortissement des deux systèmes et est d'environ $K_1 = 0,6$ (**). Dans ce cas on a sensiblement

$$\left. \begin{array}{l} \frac{n_1}{n} = 1,6 \\ \frac{n_2}{n} = 0,8 \end{array} \right\} \frac{n_1}{n_2} = 2 \quad [352, \text{égalité (1)}],$$

et, si par exemple $d_1 + d_2 = 0,3$ (voir 320 b , nota), d'après l'égalité (4), on aurait, avec un oscillateur linéaire comme système secondaire,

$$\frac{\overline{Q}_{2\text{max}}}{Q_{10}} = 0,87 \sqrt{\frac{c_1}{c_2}} = 0,28 \sqrt{\frac{2p_2}{p_1}}.$$

(*) Le circuit à condensateur de mesure III est seulement nécessaire lorsqu'on veut obtenir les fréquences des deux oscillations et par suite [d'après 352, égalité (1)] le coefficient de couplage.

(**) Ce que commande la pratique résulte de ce qui suit. On se reporte au cas de 345 d : un oscillateur linéaire d'une longueur totale de 100^{cm} est excité par un circuit à condensateur accordé, dont le conducteur est un fil de 2^{mm} , 5 de rayon formant un cercle de 50^{cm} de diamètre. Dans cet oscillateur doivent être intercalées N spires, telles qu'environ la moitié des lignes d'induction du circuit primaire traverse l'enroulement secondaire et que le coefficient de self-induction d'une spire secondaire soit égal à la moitié de celui du circuit primaire.

On a alors à peu près (235) :

$N = 1$	$K^2 = 0,0035$	$K = 0,06$
$N = 5$	$K^2 = 0,076$	$K = 0,27$
$N = 10$	$K^2 = 0,21$	$K = 0,46$
$N = 15$	$K^2 = 0,31$	$K = 0,56$
$N = 20$	$K^2 = 0,37$	$K = 0,61$

Les nombres obtenus expérimentalement montrent que, pour un système primaire à éclateur, l'amplitude maxima dans le système secondaire n'aura pas sa plus grande valeur pour $K_1 = 0,6$: pour la courbe c de la figure 538, K_1 a la valeur 0,18. Il peut donc arriver que les courbes de la figure 541 ne soient pas exactement valables pour un système primaire à éclateur (²³⁷). La raison en est la suivante. Dans les conclusions déduites des valeurs de f et des relations de b , on a fait l'hypothèse que le décrement δ_1 du système primaire était, pendant le cours de l'oscillation, constant et indépendant du couplage. La première hypothèse n'est certes pas exacte (218 a), et la deuxième n'est pas très vraisemblable (voir 219 a). Actuellement on ne connaît pas les relations qui sont applicables au système primaire avec éclateur, ou système primaire à étincelles.

d. On démontre simplement, avec le dispositif de la figure 537, micromètre à étincelle en dérivation aux armatures du condensateur du circuit à condensateur II, que la résonance pour l'amplitude maxima de la tension est d'autant moins aiguë que le couplage est plus fort.

e. La règle pratique suivante résulte de ces relations. Que l'on recherche dans le système secondaire une grande amplitude de tension ou une grande amplitude de courant, en toutes circonstances il est préférable de donner au système primaire la plus grande capacité possible et le plus petit coefficient de self-induction possible. Un circuit à condensateur, avec un tour de spire unique, est donc aussi celui qui convient le mieux à un couplage serré.

En employant dans le système secondaire la capacité la plus grande ou la plus petite possible, on obtiendra une très grande amplitude de tension ou une très grande amplitude de courant. Pour avoir une grande amplitude de courant dans le secondaire, il faut prendre pour ce système une grande capacité; tandis qu'on diminuera le plus possible la capacité du secondaire si l'on veut avoir une grande amplitude de tension dans ce système.

f. De ceci résultent immédiatement les avantages des couplages serrés vis-à-vis des couplages lâches. Pour un couplage lâche, l'amplitude maxima de la tension dans le système secondaire, les bobines exceptées (345 e), ne peut pas être beaucoup augmentée (345 d), si l'on veut tirer tout le profit possible de l'avantage que présente le couplage lâche relativement à l'amortissement (345 e).

Avec un couplage serré, si l'on rend la capacité du circuit primaire la plus grande possible et celle du secondaire la plus petite possible,

il est loisible de porter la tension dans le système secondaire à une très haute valeur (*).

L'inconvénient du couplage serré, vis-à-vis du couplage lâche, est que l'amortissement des oscillations est plus grand (352 *b*), et que la résonance, tant de l'effet que de l'amplitude maxima, est beaucoup moins aiguë; dans le cas d'un couplage très serré, elle est tout à fait défectueuse. Il est sans intérêt pratique que l'amortissement d'une oscillation soit diminué par un couplage extrêmement serré, car ces couplages ne peuvent pas être employés dans les cas importants dans la pratique.

356. Le transformateur de Tesla. — Si l'on désigne sous le nom de *transformateur*, d'une façon générale, le dispositif par lequel un conducteur parcouru par un courant agit par induction sur un autre conducteur et y provoque des oscillations, on doit aussi donner le nom de *transformateurs* aux systèmes couplés étudiés précédemment. En fait un dispositif, dans lequel le système primaire est un circuit à condensateur et le secondaire une bobine, a reçu le nom général de *transformateur*, et est désigné plus particulièrement sous le nom de *transformateur de Tesla* (238), Tesla ayant réalisé un grand nombre d'expériences avec des appareils de ce genre.

a. Les principales différences de ces transformateurs avec les transformateurs techniques sont les suivantes :

1° Dans les transformateurs techniques, la fréquence des oscillations n'est pas modifiée par les phénomènes qui se produisent dans le système secondaire. Dans les transformateurs de Tesla, la fréquence des oscillations est très fortement influencée par la réaction du système secondaire (352 *a*).

2° Dans un transformateur technique, toute dispersion, c'est-à-dire tout amoindrissement du couplage entre les circuits primaire et secondaire, est préjudiciable (146). Dans le transformateur de Tesla cela n'est pas toujours le cas, si l'on recherche l'amplitude la plus grande possible pour la tension ou le courant dans le système secondaire (353 *c*). Dans les circonstances où l'on veut avec un transformateur

(*) Dans l'exemple de *c*, les relations de *b* et de *c* deviennent pour 5 spires

$$\frac{\bar{\Psi}_2^{\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = 4,3,$$

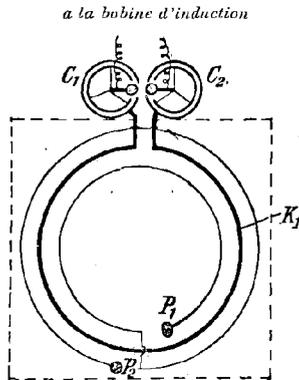
pour 20 spires

$$\frac{\bar{\Psi}_2^{\max}}{\bar{\Psi}_{10}} = 12 \quad (d_1 + d_2) = 0,3.$$

de Tesla avoir dans le système secondaire des amplitudes de courant ou de tension qui ne soient pas spécialement grandes, mais un amortissement le plus faible possible (427), une grande dispersion, c'est-à-dire un couplage lâche, est même une condition indispensable (355*f*).

b. La forme sous laquelle le transformateur de Tesla est connu a pour but d'obtenir une très haute amplitude de tension dans le système secondaire. Dans ce but, d'après 355*b*, le système primaire doit présenter la plus grande capacité possible et le coefficient de self-induction le plus petit possible, donc circuit à condensateur avec une seule spire; le système secondaire doit présenter la plus petite capacité possible et le coefficient de self-induction le plus grand possible,

Fig. 542.



donc bobine à enroulements serrés (291) (*). Les deux systèmes doivent être accordés l'un sur l'autre (355*a*), et l'on déterminera expérimentalement la valeur la plus convenable du couplage.

Il n'est pas nécessaire, d'après 355*c* et *d*, de rechercher très rigoureusement l'accord et la détermination du couplage le plus favorable, mais aussi pour la raison que le transformateur doit être employé la plupart du temps dans différents buts, et que la bobine secondaire sera reliée à des montages différents. En outre, la fréquence du système secondaire et le couplage se modifient constamment.

(*) Il n'est pas pratique d'exagérer la réalisation de cette condition. Plus la capacité est petite, plus le coefficient de self-induction est grand, plus l'amplitude du courant est faible, et dans beaucoup d'expériences l'action est alors insuffisante.

Dans beaucoup de cas, on emploie le dispositif de la figure 542, quand on veut disposer le circuit K autour de la bobine S.

Une autre forme de transformateur de Tesla est la suivante; elle est à recommander pour les fortes actions et pour des usages variés. Le conducteur du circuit à condensateur primaire est un simple

Fig. 543.

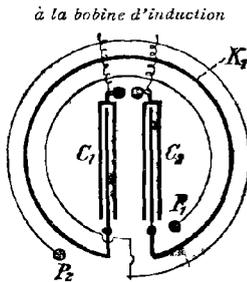
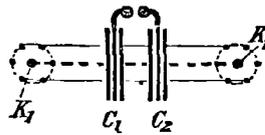
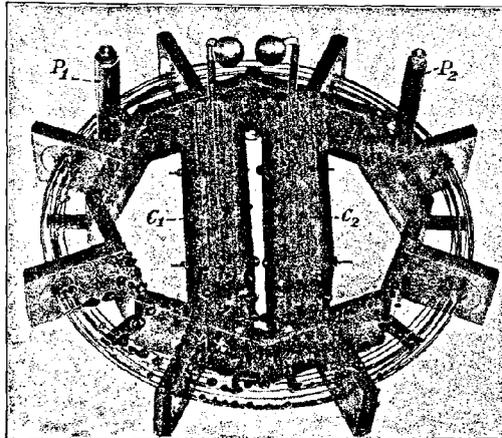


Fig. 544.



cercle K_1 (fig. 542, 543 et 544). Autour de celui-ci, et aussi près que le permet l'isolement, se trouvent les spires secondaires au nombre de dix environ (dans les figures 542 et 543 elles ne sont qu'au nombre

Fig. 545.



de deux, dans la figure 544 leurs sections sont au nombre de six); leur disposition est montrée par la section de la figure 544. Dans le circuit primaire, on peut employer comme condensateurs des bou-

teilles de Leyde (*fig.* 542), mais on doit prendre soin que les conducteurs allant aux armatures soient très courts, afin de réduire le plus possible le coefficient de self-induction du circuit primaire. On atteint parfaitement ce but en employant des condensateurs à micanite, qu'on dispose à l'intérieur du circuit primaire (*fig.* 543). La figure 545 montre un transformateur de Tesla construit par la maison Schuckert.

L'isolement doit être bon, des étincelles partant facilement entre les enroulements primaire et secondaire, ou entre les spires du secondaire. Dans la construction représentée figure 543, le transformateur tout entier avec ses condensateurs, et dans celle représentée figure 542 la partie qui est à l'intérieur de la ligne pointillée, sont placés dans une caisse, un baril ou une cuve de verre avec de l'huile (*). On peut diminuer les inconvénients provenant de l'usage de l'huile, en employant, dans la constitution des enroulements primaire et secondaire, des fils recouverts d'une couche épaisse de caoutchouc.

c. Voici quelques expériences connues faites avec les transformateurs de Tesla :

1° Aux deux pôles P_1 et P_2 de la bobine secondaire, des figures 542 ou 543, sont montées des bobines (voir *fig.* 532), dont les extrémités sont laissées libres. Dans l'obscurité elles montrent des décharges en aigrette intenses, surtout si l'on y a soudé des pointes.

2° Si les extrémités des bobines sont reliées aux pôles d'un éclateur, on obtient de très grandes distances d'éclatement.

3° Aux extrémités des bobines, ou directement aux pôles secondaires P_1, P_2 , on monte deux fils bien isolés l'un de l'autre et qui sont tendus parallèlement dans la salle. Ces deux fils donnent, à leur surface, des décharges en aigrette si fortes qu'elles paraissent très brillantes, même à grande distance. Si les deux fils sont suffisamment rapprochés l'un de l'autre, les décharges en aigrette forment un ruban lumineux entre les deux fils.

4° Dans toutes ces expériences, l'intérieur de tubes de verre, dans lesquels on a fait le vide à un degré convenable, est lumineux, tubes de Geissler avec ou sans électrodes, même s'ils sont assez éloignés des bobines, ou des fils dans l'expérience 3°. Ce phénomène est très intense, si dans l'expérience 3° on place les tubes dans l'espace compris entre les deux fils.

Il est à recommander, dans toutes ces expériences, de faire l'essai

(*) Des caisses de bois peuvent aussi être rendues étanches à l'huile en les calfeutrant avec de la toile et de la colle à laquelle on a ajouté un peu de glycérine.

de la capacité du condensateur du circuit primaire et celui des bobines montées sur les pôles secondaires.

d. L'idée qu'on peut, sans danger, toucher les conducteurs secondaires des transformateurs de Tesla est en général assez répandue. D'une façon générale, c'est inexact : il faut, au contraire, prendre beaucoup de précautions avec les conducteurs des forts transformateurs de Tesla. Mais on peut sans danger réaliser les expériences suivantes :

1° Aux pôles secondaires, ou aux bobines montées sur ceux-ci, on place un micromètre à étincelles, réglé de façon qu'on ait de grandes étincelles d'une longueur de plusieurs centimètres. Malgré cela, on peut saisir les deux pôles de l'éclateur sans ressentir quoi que ce soit.

2° Si l'on tient d'une main un pôle du transformateur de Tesla, ou l'extrémité d'une bobine montée sur celui-ci, et si l'on tient de l'autre main un tube à vide, celui-ci brille d'une clarté intense.

3° On peut approcher une main d'une partie quelconque du conducteur secondaire, à une distance telle que des étincelles de plusieurs centimètres partent vers la main. On ressent seulement un léger chatouillement ou des piqûres sur la peau.

L'explication fréquemment donnée de ces phénomènes est la suivante : Tout comme on l'avait supposé pour les fils de métal (231), les courants, par suite de la haute fréquence, sont concentrés sur une mince couche superficielle du corps, ils ne pénètrent pas à l'intérieur. Mais en somme l'hypothèse, qu'une partie quelconque du corps présente une conductibilité plus grande que les électrolytes les meilleurs conducteurs, ne repose sur aucun fondement. Pour ceux-ci, d'après 231 *c*, la répartition du courant, pour les fréquences analogues à celles produites par les transformateurs de Tesla, ne diffère que très peu de celle correspondant aux courants stationnaires (239).

La question n'est pas encore suffisamment résolue, dans tous les cas, pour qu'on puisse donner la raison exacte de la faible action physiologique de ces courants. Il semble néanmoins que la haute fréquence seule intervient. D'abord les transformateurs de Tesla sont construits de façon à obtenir de très hautes amplitudes de tension; mais cela entraîne, d'après 355 *b*, comme conséquence que les amplitudes du courant sont minima, et pour cette raison un courant extraordinairement faible peut seulement traverser le corps. En outre, la durée du courant est très courte, donc la masse électrique qui traverse le corps est très petite. De plus, le contact de la main et l'introduction du corps humain troublent beaucoup les oscillations, leur amplitude est réduite au minimum. Lorsque dans l'expérience 1° on

saisit avec les mains les pôles de l'éclateur, l'ensemble du système n'est plus le même. Le corps forme, en dehors du système secondaire ouvert, un circuit fermé de très haute résistance. Il n'existe plus, entre les mains, la même amplitude de tension que précédemment entre les deux pôles de l'éclateur.

CHAPITRE XVI.

PROPAGATION DES ONDES MAGNÉTIQUES DANS LES CYLINDRES DE FER (240).

357. Caractère des oscillations étudiées précédemment. — *a.* Relativement au courant, les oscillations de l'espèce la plus simple, avec lesquelles on ait eu affaire jusqu'ici, avaient lieu dans un circuit de courant quasi stationnaire : le courant est le même, au même moment, dans toutes les sections du conducteur. Les circuits à condensateur ne s'en écartent pas d'une façon essentielle. Alors, à la vérité, le conducteur est interrompu par le condensateur, mais les phénomènes se produisent comme si le conducteur était fermé à travers le condensateur (192).

Les relations sont déjà un peu plus complexes, dans le cas d'oscillations où le courant électrique suit un trajet ouvert (Chap. XII); là le courant n'est pas du tout le même aux différents points. Malgré cela, aucune grande complication n'est introduite de ce fait : aux différents points le courant ne se différencie que par l'amplitude, la phase est la même dans toutes les sections du conducteur.

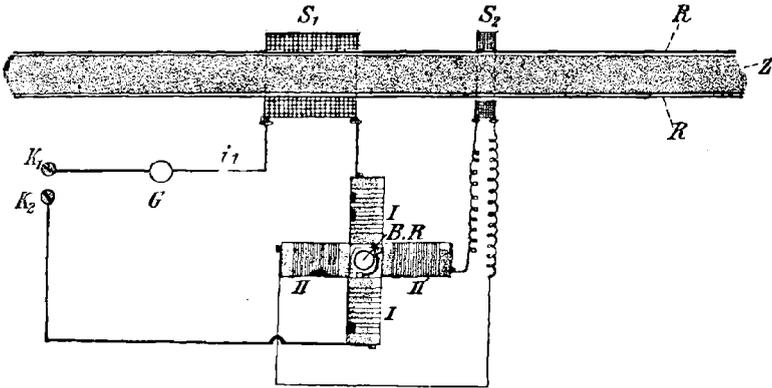
b. Comme conséquence de ceci, on devrait admettre, au moins dans les conditions admises jusqu'à présent, c'est-à-dire dans le voisinage immédiat du conducteur, que le champ magnétique présente la propriété d'avoir en tous les points même phase, par analogie avec un circuit fermé à courant quasi stationnaire ou un circuit à condensateur.

358. Inégalité de phase du champ magnétique dans un cylindre de fer. — En admettant cette hypothèse, on se heurte à des obstacles, dans le cas des oscillations lentes de la technique, dès qu'on considère le champ magnétique à une certaine distance du circuit.

Sur un cylindre rectiligne de fils ou de lames de fer isolés est enfilée une bobine S_1 , parcourue par un courant alternatif i_1 et montée en

série avec une paire de bobines I (fig. 546) (*). Le cylindre de fer est entouré d'un tube métallique R, de laiton ou de cuivre. Le dispositif entier ressemble en somme à un transformateur, dans lequel la bobine secondaire serait remplacée par un tube métallique. On est

Fig. 546.



donc conduit à admettre que, par analogie avec les transformateurs, l'induction magnétique dans le noyau de fer n'a plus même phase que le courant i_1 , mais a cependant même phase en tous les points du noyau de fer.

Pour déterminer la phase de l'induction, d'après la méthode donnée dans 60, on monte sur le tube R une deuxième bobine S_2 qu'on peut

Fig. 547.

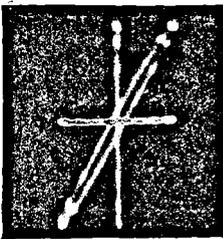
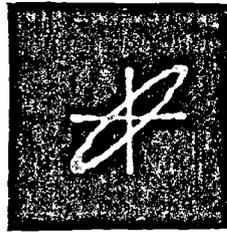


Fig. 548.

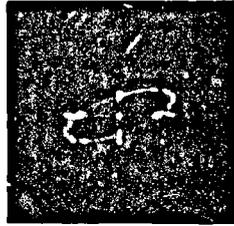


déplacer le long du tube. Les extrémités de cette bobine sont reliées à une deuxième paire de bobines II. Entre les paires de bobines I et II

(*) Dans la figure 546 les bobines S_1 et S_2 , le cylindre Z et le tube R sont représentés en section. K_1 et K_2 sont les bornes du courant alternatif auquel on emprunte le courant, G une résistance additionnelle (lampe à incandescence).

est placé, comme dans le dispositif de la figure 64, un tube de Braun (BR, *fig.* 546). Si l'induction magnétique a même phase dans toutes les parties du cylindre de fer, il en sera de même des FEM induites dans la bobine S_2 et du courant i_2 dans la paire de bobines II. L'image sur l'écran du tube de Braun doit donc accuser la même différence de

Fig. 549.



phase entre i_1 et i_2 , quelle que soit la position de la bobine S_2 . Dans une telle expérience, on a obtenu la figure 547, S_2 étant au voisinage immédiat de S_1 , la figure 548, S_2 étant à $12^{\text{cm}},5$ de S_1 , et la figure 549, S_2 étant à 25^{cm} de S_1 . Ces figures montrent que la phase de l'induction magnétique n'est pas partout la même, mais que l'induction magnétique présente une différence de phase qui est fonction de l'éloignement de la bobine S_1 .

I. — GÉNÉRALITÉS SUR LA PROPAGATION DES ONDES.

359. Représentation graphique de la propagation des ondes. — *a.* Si l'on examine cette différence de phase d'un peu plus près, on trouve que la différence de phase entre l'induction en un point quelconque du cylindre et l'induction au voisinage immédiat de S_1 est très sensiblement proportionnelle à la distance de ce point à la bobine S_1 (*). L'angle de phase φ , dont retarde l'induction magnétique à la distance

(*) Des mesures faites sur les figures 547, 548 et 549 (60) ont donné comme angle de phase entre i_1 et i_2 :

Figure 547.....	— $6^{\circ}.45'$	} Différence... $28^{\circ} 5'$ pour $12^{\text{cm}},5$ d'écartement
Figure 548.....	+ 21.20	
Figure 549.....	+ 52.15	

Donc pour un écartement double la différence de phase est sensiblement double.

x de la bobine, est sensiblement

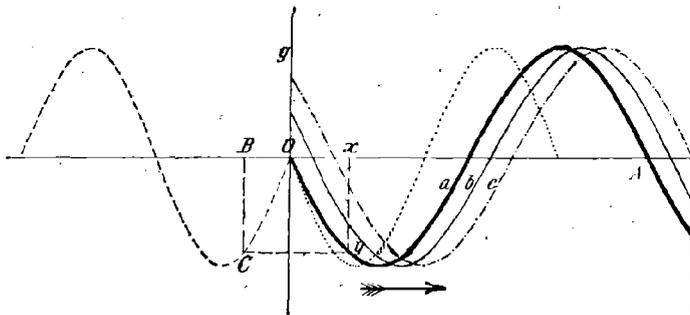
$$(1) \quad \varphi = ax,$$

a étant un facteur de proportionnalité.

On admettra que cette proportionnalité est exacte; on supposera d'ailleurs, pour simplifier, que l'amplitude de l'induction magnétique est la même à toutes les distances de la bobine S_1 .

b. Étant donnée cette hypothèse, la question suivante est intéressante : Quelle est la grandeur de l'induction magnétique dans les différentes parties du noyau de fer, au moment où l'induction dans le voisinage immédiat de la bobine S_1 , c'est-à-dire au point O (fig. 55*o*),

Fig. 55*o*.



passé en s'annulant d'une valeur négative à une valeur positive? La réponse est immédiate : on porte en abscisses les distances x du point considéré à la bobine S_1 , en ordonnées les valeurs de l'induction correspondant à chacune de ces distances, et l'on relie ces points par une courbe.

La courbe doit être une sinusoïde, si la variation de l'induction dans le voisinage immédiat de S_1 est représentée par une sinusoïde (54), ce qu'on admettra (*).

(*) La méthode de démonstration la plus simple consiste à employer la représentation analytique (55*b*). On représente l'induction au point O par m , celle à une distance x du point O par m_x ; on a

$$m = m_0 \sin \pi nt,$$

$$m_x = m_0 \sin (\pi nt - \varphi) = m_0 \sin (\pi nt - ax) \quad [\text{égalité (1)}].$$

Comme on doit avoir au moment considéré $m = 0$, on a $\sin \pi nt = 0$ et $\pi nt = 0$ ou un multiple entier de 2π , donc

$$m_x = -m_0 \sin ax,$$

c'est-à-dire, d'après le nota de 51*b*, que la courbe de m_x est une sinusoïde.

Pour construire cette courbe, on peut procéder de la manière suivante : on trace une sinusoïde dont l'amplitude est égale à l'amplitude du flux d'induction magnétique dans le noyau de fer; c'est la courbe en traits sur la gauche de la figure 55o. Au point O, d'après l'hypothèse, l'induction magnétique au moment considéré doit passer en s'annulant des valeurs négatives aux valeurs positives; donc, pour obtenir l'induction au point x , où il existe une différence de phase φ par rapport à l'induction au point O, on cherche dans la sinusoïde le point dont l'abscisse B soit à une distance φ de O. L'ordonnée correspondante BC donne la valeur de l'induction au point x ; on la porte en ordonnées au point x . On fait cette construction pour tous les points possibles du cylindre de fer, et l'on relie les points obtenus par une courbe.

On peut obtenir beaucoup plus simplement la courbe cherchée en rabattant la sinusoïde (courbe en traits) autour de la droite g jusqu'à la position tracée en pointillé et en augmentant ses abscisses dans le rapport $\frac{x}{\varphi} = \frac{1}{a}$. On obtient une courbe dont les ordonnées sont proportionnelles à $\sin \varphi$ et les abscisses proportionnelles à φ , c'est-à-dire, d'après 51 b, nota, une sinusoïde; c'est la courbe a tracée en gros trait dans la figure 55o.

c. La courbe a représente l'induction dans le noyau de fer; au moment où l'induction dans le voisinage immédiat de la bobine S_1 passe par zéro. Après un intervalle de temps égal à $\frac{1}{15}$ de la période entière, on obtient par l'expérience la courbe b tracée en traits minces et, après un deuxième intervalle égal encore à $\frac{1}{15}$ de période, la courbe c tracée en traits et points de la figure 55o. On obtient donc une représentation de l'induction magnétique à chaque moment, en déplaçant la sinusoïde a de la figure 55o dans la direction de la bobine S_1 , c'est-à-dire dans la direction de la flèche empennée de la figure 55o, avec une vitesse telle que la distance OA soit parcourue dans une période complète du courant alternatif. Après cet intervalle de temps, tous les phénomènes se reproduisent exactement de la même manière dans le noyau de fer. Un tel état, qu'il est possible de représenter par une courbe sinusoïdale animée d'un mouvement de translation, est en général appelé *propagation de l'onde*.

360. **Vitesse de propagation et longueur d'onde.** - a . La vitesse avec laquelle on doit déplacer la sinusoïde, c'est-à-dire l'espace que parcourt un point de la sinusoïde en une seconde, est appelée *vitesse de propagation* ω de l'onde. C'est la vitesse avec laquelle les phases se propagent sur le cylindre de fer, c'est-à-dire la vitesse avec laquelle

le point où l'induction est nulle se déplace sur le cylindre, ou encore la vitesse avec laquelle le maximum de l'induction se meut dans le cylindre. Mais on suppose que l'onde a pris son régime normal. Il ne faut pas confondre cette vitesse de propagation avec la vitesse avec laquelle le champ magnétique, à la fermeture du courant dans la bobine S_1 (*fig.* 550), se propage dans le cylindre (*).

b. L'espace dont la sinusoïde et par suite l'onde se déplacent pendant une période entière du courant alternatif s'appelle *longueur d'onde* λ ($= OA$, *fig.* 550). Cette longueur d'onde est liée à la vitesse de propagation par la relation

$$(1) \quad \omega = \frac{n\lambda}{2},$$

car une seconde contient $\frac{n}{2}$ périodes.

c. De *b* et de 359 *b* il résulte immédiatement qu'en deux points, distants l'un de l'autre d'une ou de plusieurs longueurs d'onde, l'induction a même phase. En deux points dont la distance est d'une demi-longueur d'onde, ou d'un nombre impair de demi-longueurs d'onde, la différence de phase est de 180° .

d. De la différence de phase φ , observée à une distance déterminée x , on déduit immédiatement la longueur d'onde, ainsi que la vitesse de propagation si l'on connaît la fréquence.

De 359, égalité (1),

$$\varphi = ax;$$

il résulte, pour le cas où $x = \lambda$ et par suite $\varphi = 2\pi$,

$$2\pi = a\lambda,$$

d'où

$$(2) \quad \lambda = \frac{2\pi x}{\varphi}$$

et, d'après l'égalité (1),

$$(3) \quad \omega = \pi n \frac{x}{\varphi}.$$

Donc, pour une distance déterminée, plus la différence de phase est grande, plus la longueur d'onde et pour la même fréquence la vitesse de propagation sont petites.

Dans l'expérience de 358, avec les valeurs considérées au nota de 359 *a*, on a obtenu $\lambda = 1^m, 53$, $\omega = 76,5$ m/sec ($n = 100$ /sec).

(*) D'une façon générale, on ne peut donner une valeur déterminée pour cette vitesse, car l'espace parcouru par l'induction dans un temps donné n'est pas proportionnel à ce temps, comme dans le cas de la propagation de la chaleur (241).

e. Avec la vitesse de propagation ω et la longueur d'onde λ , on établit une relation qui donne l'induction à une distance déterminée x du point O (fig. 550), et ce à chaque instant, quand on sait comment l'induction \mathfrak{M} au point O varie avec le temps.

Pour le point O on a

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_0 \sin \pi n t \quad (55\ b);$$

à une distance x , où la différence de phase par rapport au point O est φ , l'induction est

$$\mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_0 \sin (\pi n t - \varphi).$$

D'après les égalités (2) et (3), on peut mettre cette relation sous la forme

$$(4) \quad \mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_0 \sin \left(\pi n t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right),$$

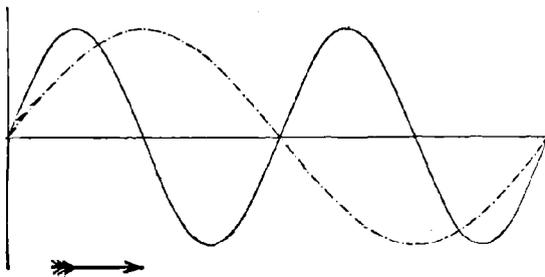
$$(5) \quad = \mathfrak{M}_0 \sin \left(\pi n t - \frac{\pi n}{\omega} x \right).$$

Cette relation est applicable à une onde quelconque, de longueur λ , de vitesse de propagation ω et de fréquence n .

f. Des considérations données dans 359 on déduit qu'en un point où passe une onde sinusoïdale qui se propage il existe un champ simple oscillatoire. La fréquence de ce champ est indépendante de la vitesse de propagation de l'onde; elle est toujours égale à la fréquence de l'oscillation qui a produit l'onde.

Ceci se déduit immédiatement à l'aide des égalités (4) ou (5); on peut d'ailleurs s'en rendre compte par les considérations suivantes. La sinusoïde en trait plein de la figure 551 se déplace avec une cer-

Fig. 551.



taine vitesse de propagation. Si cette vitesse de propagation était seule doublée, on doublerait aussi en chaque point la fréquence de l'oscillation. Mais, d'après l'égalité (1), on doublera aussi la longueur

d'onde, et, au lieu de la sinusoïde en trait plein, on obtiendra la courbe en traits et points, dont les abscisses pour une même ordonnée sont deux fois plus grandes. Si maintenant on déplace la courbe en traits et points avec une vitesse double de celle de la courbe en trait plein, on obtient en chaque point exactement la même oscillation.

361. Absorption. — *a.* L'hypothèse que l'amplitude de l'induction magnétique est la même en tous les points du cylindre de fer, donc que les ondes se propagent sans affaiblissement, n'a été faite que dans un but de simplification. Les figures 547 à 549 montrent immédiatement que non seulement la phase de l'induction n'est pas la même aux différents points, mais aussi que l'amplitude décroît beaucoup quand on s'éloigne de S_1 . On dit dans ce cas qu'il y a *absorption* de l'onde.

La façon dont décroît l'amplitude de l'onde, non seulement dans l'exemple traité dans 358, mais aussi dans le cas d'une onde électromagnétique sinusoïdale quelconque, est très simple. Si l'on porte en abscisses les distances des différents points du cylindre de fer et en ordonnées les amplitudes de l'onde en ces points, on obtient une courbe exponentielle analogue à celles déjà obtenues dans l'exemple de 217, figure 355. On obtient donc pour la décroissance de l'amplitude en fonction de l'espace, c'est-à-dire l'absorption, les mêmes courbes qu'on avait obtenues dans 217 pour la décroissance des oscillations électriques en fonction du temps, c'est-à-dire l'amortissement.

Dans 217, égalité (1), la fonction qui relie l'amplitude \mathfrak{A} au temps est

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 e^{-\delta t},$$

dans laquelle \mathfrak{A}_0 représente la valeur de l'amplitude au début de l'oscillation et δ le facteur d'amortissement. De même l'amplitude \mathfrak{A} en fonction de l'espace x est donnée par la relation

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 e^{-\alpha x},$$

\mathfrak{A}_0 étant l'amplitude au point d'émission de l'onde et α le coefficient d'absorption. Si l'on considère deux ondes, dont l'une a un coefficient d'absorption plus grand que l'autre, l'amplitude de la première, à une distance donnée, aura plus diminué que l'amplitude de la seconde à cette même distance (voir 217 c).

b. Si l'on admet qu'il y a absorption de l'onde, on ne peut pas, dans les égalités (4) et (5) de 360, considérer \mathfrak{M}_0 comme constant. On doit donc, si l'amplitude dans le voisinage immédiat de la bobine

S_1 est égale à \mathfrak{M}_0 , remplacer dans ces égalités \mathfrak{M}_0 par $\mathfrak{M}_0 e^{-\alpha x}$. Pour une onde se propageant avec absorption, on a donc

$$(2) \quad \mathfrak{M} = \mathfrak{M}_0 e^{-\alpha x} \sin\left(\pi n t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right),$$

$$(3) \quad = \mathfrak{M}_0 e^{-\alpha x} \sin\left(\pi n t - \frac{\pi \mu}{\omega} x\right).$$

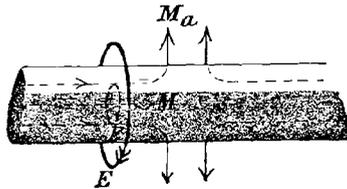
II. — RELATIONS DES ONDES MAGNÉTIQUES DANS LES CYLINDRES DE FER.

Les relations du § I sont applicables, non seulement dans le cas particulier où elles ont été établies, mais à toute onde sinusoïdale se propageant. Les différences entre les différentes ondes électromagnétiques consistent dans la forme du champ électromagnétique et dans les valeurs de la vitesse de propagation et du coefficient d'absorption.

362. Forme de l'onde. — *a.* Les lignes d'induction magnétique à l'intérieur du cylindre de fer de la figure 546 courent, en substance, parallèlement à l'axe du cylindre (*fig.* 552). Si le champ magnétique provenait seulement du courant dans la bobine S_1 , il aurait essentiellement cette direction (30); il en serait de même s'il était uniquement causé par le courant dans le tube de métal. Il doit donc essentiellement conserver cette direction si les deux courants agissent ensemble.

Comme dans tout noyau de fer où il existe un champ magnétique, les lignes d'induction ne restent pas toutes à l'intérieur du noyau

Fig. 552.



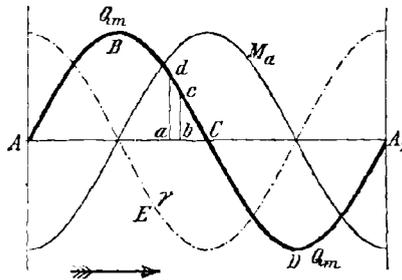
de fer, une partie s'éparpille dans l'air. Il existe donc, en outre de l'onde magnétique à l'intérieur du cylindre, une autre onde magnétique à l'extérieur. Les lignes d'induction magnétique dans le voisinage immédiat du noyau de fer courent perpendiculairement à lui (19) (*fig.* 552).

Pour démontrer l'existence du champ magnétique extérieur M_a , il suffit d'enlever la bobine S_2 (fig. 546) du noyau de fer et de la placer à plat à l'extérieur du cylindre de fer. On obtient sur l'écran du tube de Braun un déplacement oscillatoire de la tache lumineuse, dû au courant de S_2 . Une FEM oscillatoire est donc induite dans S_2 , et par suite un champ magnétique alternatif existe à travers S_2 .

b. Le champ électrique E , dans le cylindre de fer et dans son voisinage immédiat, se détermine en première ligne par le champ magnétique intérieur du cylindre. Comme ce dernier est essentiellement cylindrique, le champ électrique est un champ cyclique coaxial au cylindre. Ceci est applicable aussi bien à l'intérieur du noyau de fer qu'au tube métallique et qu'à l'espace extérieur (voir fig. 552). Dans le tube métallique les lignes de courant sont par suite des cercles, dont l'axe commun coïncide avec l'axe du cylindre.

363. Relations de phase dans les différentes parties de l'onde.
 — a. La relation qui existe entre l'onde électrique en un point quelconque et par suite entre l'onde de courant dans le tube de métal et l'onde magnétique à l'intérieur du cylindre dépend de la vitesse avec laquelle le flux d'induction magnétique Q_m varie à l'intérieur du cylindre au point considéré. D'après 37, la FEM le long d'une ligne

Fig. 553.



d'intensité électrique, et par conséquent l'intensité du champ électrique, est proportionnelle à cette vitesse. Si l'on représente l'onde magnétique à l'intérieur du cylindre par une sinusoïde (courbe tracée en trait fort de la figure 553), qui se propage avec la vitesse ω dans la direction de la flèche empennée le long du cylindre, la vitesse (voir 50 et 51) avec laquelle le flux d'induction magnétique varie en un point déterminé est nulle quand les points B et D de la sinusoïde, c'est-à-dire le ventre de l'onde magnétique, passent au point consi-

déré. La vitesse avec laquelle l'induction magnétique croît est maxima quand le point C passe au point considéré. La vitesse avec laquelle l'induction magnétique décroît, est maxima quand les points A et A₁ passent au point considéré. C'est-à-dire que l'intensité du champ électrique est nulle aux points où l'intensité magnétique est maxima; elle est à un maximum positif quand le point A passe et à un minimum quand le point C passe au point considéré (*). Donc la sinusoïde, qui représente l'onde électrique E qui se propage ou l'onde de courant \mathcal{S} , doit occuper la position de la courbe tracée en traits et points de la figure 553. L'onde électrique est, vis-à-vis de l'onde magnétique dans l'intérieur du cylindre, en retard de $\frac{1}{2}$ de longueur d'onde.

b. Le rapport de l'onde magnétique à l'extérieur du cylindre à l'onde intérieure se déduit du fait (**) que toutes les lignes d'induction provenant des courants électriques doivent être des courbes fermées; donc les lignes d'induction magnétique ne peuvent aboutir ou naître nulle part. La courbe Q_m , tracée en trait fort dans la figure 553, représente à un moment quelconque le flux d'induction magnétique à l'intérieur du cylindre. Si l'on considère un élément ab , le nombre de lignes d'induction qui pénètrent dans cet élément = ad , le nombre de lignes d'induction sortant de ce même élément = bc . Au moment considéré, il entre donc dans l'élément plus de lignes d'induction à travers la section a qu'il n'en sort à travers la section b . Des lignes d'induction sortent donc dans l'air à travers la surface de l'élément ab , et le nombre de ces lignes d'induction est égal à $ad - bc$.

Il en résulte que, dans cet élément ab , le nombre de lignes d'induction sortant dans l'air est d'autant plus grand que la courbe qui représente le flux d'induction Q_m à l'intérieur du cylindre s'abaisse plus rapidement. De même, le nombre de lignes d'induction pénétrant de l'extérieur dans le cylindre est d'autant plus grand que la courbe Q_m au point considéré s'élève plus rapidement (***). En particulier, aux points B et D aucune ligne d'induction ne sort ou ne pénètre dans le cylindre. Si l'on compte positivement les lignes d'induction sortant du cylindre, la sinusoïde qui représente le champ

(*) On a supposé dans la suite que l'intensité du champ magnétique et électrique est comptée positivement dans la direction des flèches de la figure 552.

(**) C'est ce qui a été donné dans 28 pour les lignes d'intensité pour le cas d'un milieu homogène. Dans le cas d'un milieu non homogène, c'est-à-dire pratiquement dans le cas d'un milieu homogène renfermant des corps ferro-magnétiques, cela n'est plus applicable pour les lignes d'intensité, mais bien pour les lignes d'induction.

(***) Pour un observateur qui se déplacerait sur la courbe dans la même direction que l'onde, flèche empennée de la figure 553.

magnétique et l'onde magnétique à l'extérieur du cylindre occupe au moment considéré les positions de la courbe M_a tracée en trait fin dans la figure 553. L'onde magnétique à l'extérieur du cylindre est donc en avance, sur l'onde dans le cylindre, de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde. Entre l'onde électrique et l'onde magnétique à l'extérieur du cylindre existe donc une différence d'une demi-longueur d'onde.

364. Vitesse de propagation. — *a.* Pour une portion d'un circuit magnétique fermé, on a, d'après 111 *b* et *d*, la relation

$$(1) \quad Q_m \omega_m = \mathcal{Q}_m - p_m Q'_m,$$

c'est-à-dire que le flux d'induction magnétique Q_m se détermine, non seulement par la résistance magnétique ω_m et la tension magnétique \mathcal{Q}_m , mais aussi par la FMM induite $-p_m Q'_m$. Celle-ci est proportionnelle à la vitesse avec laquelle le flux d'induction varie; mais son signe est tel, que la variation du flux d'induction magnétique agit en sens contraire. On peut donc considérer cette FMM induite comme une sorte de force antagoniste, qui cherche à entraver chaque variation du flux d'induction magnétique.

La relation précédente n'est nullement applicable au cylindre de fer tout entier dans l'expérience de 358; car ici l'induction, par opposition avec ce qui se passe dans un circuit magnétique fermé, diffère dans les diverses sections par l'amplitude et la phase. Si l'on considère un élément très court du cylindre, la variation de la phase et de l'amplitude dans cet élément est très faible. On peut donc, dans cet élément, considérer l'induction magnétique comme ayant une phase et une amplitude uniformes. Dans cet élément, il existe un flux d'induction oscillatoire, comme si cet élément appartenait à un circuit magnétique fermé; l'application de la relation (1) n'offre plus aucune difficulté.

On voit donc que, pour un élément quelconque, la variation du flux d'induction rencontre une certaine force antagoniste, qui est proportionnelle au coefficient de self-induction magnétique p_m . Dans le cas présent, la variation du flux d'induction magnétique est due à la propagation de l'onde. Il est donc vraisemblable que la force antagoniste, qui tend à s'opposer à la propagation de l'onde, est d'autant plus grande et par suite que la vitesse de propagation diminue d'autant plus que, toutes choses égales d'ailleurs, le coefficient de self-induction magnétique pour une même longueur est plus grand.

b. A l'aide du dispositif de la figure 546, on peut vérifier expérimentalement que la vitesse de propagation est d'autant plus petite que, toutes choses égales d'ailleurs, le coefficient de self-induction

magnétique ou, ce qui est équivalent pour une même fréquence, que l'inductance magnétique d'une même longueur est plus grande.

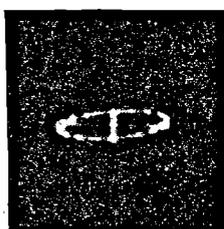
1° Dans l'expérience de 358, le tube qui entourait le noyau de fils de fer était un tube de laiton de $0^{\text{mm}},53$ d'épaisseur. Si on le remplace par un tube de même matière, mais d'épaisseur plus grande ($1^{\text{mm}},03$), d'après 116, l'inductance magnétique pour la même longueur sera plus grande. On peut dès maintenant, d'après α , s'attendre à trouver une plus petite vitesse de propagation.

Le dispositif de la figure 546 donne alors la figure 554 lorsque S_2 est à la distance de $12^{\text{cm}},5$ de S_1 , et la figure 555 lorsque la distance S_1S_2

Fig. 554.



Fig. 555.



est de 25^{cm} . Une comparaison superficielle avec les figures 548 et 549 montre déjà que la différence de phase est considérablement plus grande, donc la vitesse de propagation plus petite ($360 d$). En fait la mesure des figures (*) donne

$$\lambda = 1^{\text{m}},06, \quad \omega = 53 \text{ m/sec},$$

tandis que pour le tube plus mince on avait ($360 d$)

$$\lambda = 1^{\text{m}},53, \quad \omega = 76,5 \text{ m/sec}.$$

2° Si l'on supprime tout à fait le tube de laiton, la résistance magnétique ne change pas, mais, d'après 128 *b*, l'inductance magnétique devient beaucoup plus petite. Il y a donc vraisemblablement maintenant une très grande vitesse de propagation. Les figures que l'on obtient maintenant sont pour la distance $S_1S_2 = 12^{\text{cm}},5$ la figure 556, et pour la distance $S_1S_2 = 25^{\text{cm}}$ la figure 557. Il est visible que la différence de phase est extrêmement petite vis-à-vis de celle de la

(*) Le dispositif était tel, que la figure, lorsque S_2 se trouvait au voisinage immédiat de S_1 , était dans tous les cas sensiblement pareille à la figure 547.

figure 547. La longueur d'onde et la vitesse de propagation doivent donc être très grandes. Elles sont d'ailleurs (*) :

$$\lambda = 13^m,4, \quad \omega = 6700 \text{ m/sec.}$$

3° Si l'on remplace le noyau de fils de fer fins par un noyau massif ou par un tube de fer à parois pas trop minces, on obtient, d'après

Fig. 556.

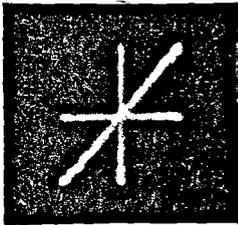
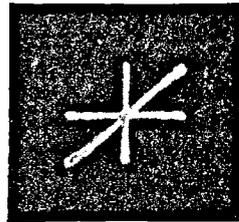


Fig. 557.



128 *a*, une inductance relativement grande. D'après *a*, la vitesse de propagation sera donc très petite. Il résulte des figures 558 et 559

Fig. 558.

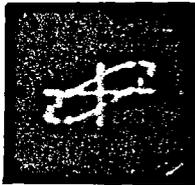


Fig. 559.



que donne le dispositif de la figure 546 pour les distances $S_1, S_2 = 12^{cm}, 5$ et 25^{cm} , les valeurs suivantes pour la longueur d'onde et la vitesse de propagation :

$$\lambda = 1^m,08, \quad \omega = 54 \text{ m/sec,}$$

donc des nombres voisins de ceux de 1°.

c. Les expériences confirment donc ce qui a été dit dans *a*, sur le

(*) On ne détermine la différence de phase que d'une manière très inexacte par les expériences de 60.

rapport entre la vitesse de propagation et le coefficient de self-induction magnétique; mais en réalité, comme le montre la théorie (242), le coefficient de self-induction magnétique est seulement un des facteurs qui détermine la vitesse de propagation. La grandeur de la dispersion, éventuellement aussi la résistance magnétique, y jouent également leur rôle.

363. **Absorption.** — *a.* L'absorption des ondes provient de la perte d'énergie durant la propagation de l'onde; dans le cas présent, cette perte est principalement due à l'action calorifique des courants induits. Dans 114, on a vu que, pour un circuit magnétique fermé, la consommation d'énergie, pour un même flux d'induction magnétique et une même fréquence, est proportionnelle à l'inductance magnétique et par suite au coefficient de self-induction magnétique. Il est donc très plausible que la théorie montre que, pour des ondes qui se propagent, l'absorption est d'autant plus grande que l'inductance magnétique, pour une même longueur du noyau de fer, est elle-même plus grande.

b. Expérimentalement, ces résultats peuvent être démontrés à l'aide des figures 547 à 549 et 554 à 559. La ligne verticale, dans ces figures, est obtenue dans les conditions suivantes: le courant de la bobine S_2 est lancé (fig. 546) dans la paire de bobines II, tandis que la paire de bobines I n'est parcourue par aucun courant. La longueur des lignes verticales donne donc une mesure de l'amplitude du courant dans S_2 , et par suite une mesure de l'amplitude de la FEM induite dans S_2 et du flux d'induction magnétique au point où se trouvait précisément S_2 .

Si donc la longueur de la ligne verticale est s_1 pour une distance $S_1 S_2 = x_1$, que l'amplitude de l'induction magnétique à la distance x_1 de la bobine S_1 soit égale à A_1 , que s_2 et A_2 représentent les grandeurs correspondantes pour la distance x_2 , on a

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{s_1}{s_2},$$

d'un autre côté on a, d'après 361, égalité (1),

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-\alpha x_1}}{e^{-\alpha x_2}},$$

donc

$$\alpha = \frac{\log \text{nép} \frac{A_1}{A_2}}{x_2 - x_1} = \frac{\log \text{nép} \frac{s_1}{s_2}}{x_2 - x_1}.$$

L'emploi de cette relation, sur les figures 547 à 549 et 554 à 559, donne les résultats suivants :

- 1° Cylindre de fils. Tube de cuivre de 0^{mm}, 53 d'épaisseur... $\alpha = 0,054$ /cm
- 2° Cylindre de fils. Tube de cuivre de 1^{mm}, 03 d'épaisseur... $\alpha = 0,078$ /cm
- 3° Cylindre de fils. Sans tube... $\alpha = 0,0047$ /cm
- 4° Cylindre de fer massif sans tube... $\alpha = 0,097$ /cm

Si l'on compare ce qui a été dit dans 364 *b* sur l'inductance magnétique dans ces quatre cas, on voit que ces nombres confirment les considérations faites dans *a*.

c. Dans les cas 2° et 4°, d'après 364 *b*, la vitesse de propagation était 53^m et 54^m, donc presque exactement la même.

L'absorption est, d'après *b*, sensiblement plus forte dans le cas 4°. Il est donc préférable, dans les expériences sur les ondes magnétiques le long d'un cylindre de fer, d'employer un cylindre en fils de fer et de l'entourer d'un tube métallique, plutôt que d'employer un cylindre de fer massif.

d. Comme la vitesse de propagation (364 *c*), l'absorption n'est pas seulement déterminée par le coefficient de self-induction magnétique. La dispersion intervient aussi, c'est-à-dire le champ magnétique à l'extérieur du noyau de fer.

III. — APPLICATION PRATIQUE.

366. Production d'un champ magnétique tournant par la propagation d'ondes magnétiques. — *a*. On donne à un cylindre de fer, dans lequel on produit une onde magnétique se propageant, la forme de la figure 560. Les inductions magnétiques aux points A et B présentent

Fig. 560.

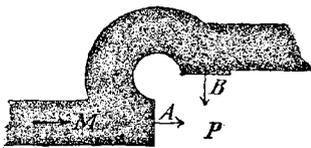
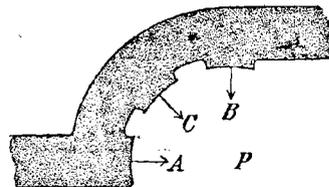


Fig 561.

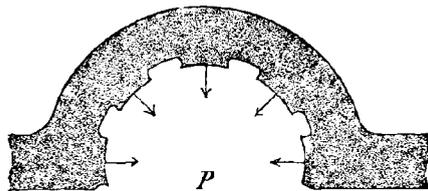


une différence de phase. Cette différence de phase subsiste pour les lignes d'induction magnétique qui sortent dans l'air près de A et de B (363 *b*). On obtient donc dans l'espace, au voisinage de P, deux champs magnétiques alternatifs perpendiculaires l'un sur l'autre et

présentant entre eux une différence de phase. Il en résulte, d'après 170, une composante magnétique de champ tournant au voisinage du point P.

b. Si au lieu du dispositif de la figure 560 on choisit celui de la figure 561, le résultat est le même. Le champ magnétique, qui est formé par les lignes d'induction sortant près de C, peut être décomposé en un champ parallèle à AP et en un autre parallèle à BP. On

Fig. 562.

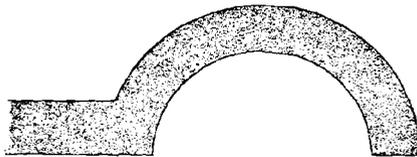


obtient donc de nouveau deux champs alternatifs perpendiculaires l'un sur l'autre et de phases différentes. Il en est naturellement de même pour le dispositif de la figure 562.

c. Aucun changement essentiel n'a lieu, si l'on donne simplement au cylindre la forme d'un demi-cercle. De tous ses points émanent des lignes d'induction, présentant entre elles des différences de phase. Le champ magnétique produit peut, exactement comme dans les cas exposés précédemment, être décomposé en un champ alternatif parallèle à AP et en un autre parallèle à BP.

d. On peut d'ailleurs terminer le cylindre par un demi-cercle, c'est-à-dire former une espèce de croc (fig. 563), de manière que les ondes

Fig. 563

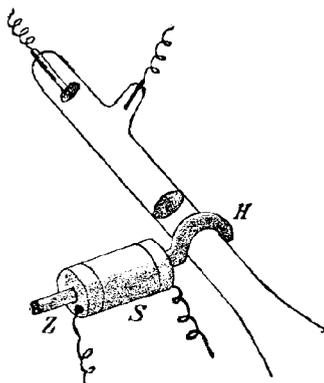


magnétiques ne puissent pas se prolonger plus loin dans le fer. Dans ce cas, les relations simples des figures 560 à 562 se compliquent un peu. Par une étude plus approfondie (243), on voit que la production du champ magnétique tournant, qui doit encore exister ici, est plus favorisée.

367. **Preuve expérimentale de l'existence du champ tournant.** — On peut démontrer de différentes façons qu'on obtient bien, à l'aide d'un tel croc, un champ tournant.

a. La méthode la plus simple consiste à employer un tube de Braun (*fig.* 564). Un cylindre de fer massif (fer rond) Z est recourbé à son

Fig. 564.



extrémité en forme de croc H, et tient lieu de noyau à une bobine S. Le croc entoure un tube de Braun, de la manière indiquée par la figure 564. Si la bobine est parcourue par un courant alternatif, une figure de forme circulaire apparaît sur l'écran du tube de Braun, ce qui prouve l'existence d'une composante de champ tournant. Mais ce champ tournant, comme tout le dispositif de la figure 564, est dissymétrique. Il sera symétrique, et deviendra par suite un champ tournant

Fig. 565.

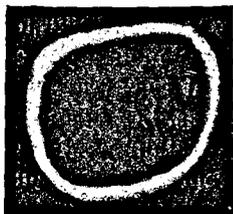


Fig. 566.



simple (*voir* 166), si l'on emploie deux bobines et deux crocs, et si on les dispose symétriquement sur un tube de Braun d'une manière analogue aux bobines et aux crocs de la figure 567. On obtient, sur l'écran du tube de Braun, des figures analogues à celles représentées figures 565 et 566.

b. Au lieu d'un tube de Braun, on peut employer, pour démontrer l'existence de la composante de champ tournant, un petit cylindre de laiton mobile entre deux pointes (119). Ce dispositif est représenté schématiquement en élévation figure 567 et en plan figure 568. Quand

Fig. 567.

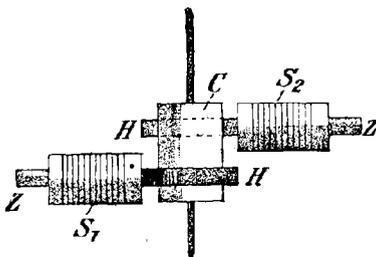
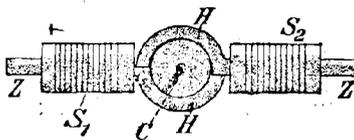


Fig. 568.



on lance un courant alternatif à travers les bobines S_1 et S_2 , le petit cylindre C se met à tourner, ce qui, d'après 170, prouve l'existence d'une composante de champ tournant.

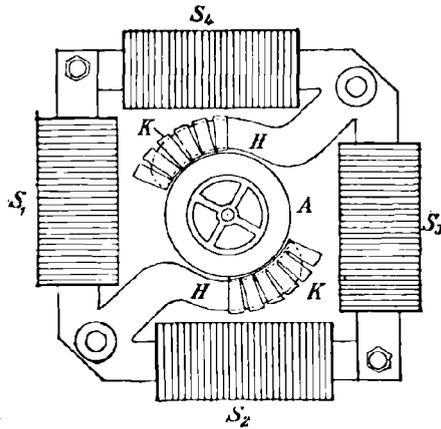
368. Application aux compteurs d'électricité. — Le dispositif de la figure 567 ne représente pas autre chose qu'un moteur à courant alternatif asynchrone. Il semble toutefois que les moteurs à courant alternatif construits sur ce principe ne peuvent pas avoir un rendement convenable pour des charges considérables. Les moteurs compteurs d'électricité (171 c) (*) sont une application pratique de ce principe (244). Dans la figure 569 (**), on a représenté schématiquement un de ces appareils. S_1, S_2, S_3, S_4 sont des bobines à travers lesquelles on envoie le courant alternatif, HH les deux crocs, A le petit induit relié à un compteur de tours.

(*) C'est-à-dire compteurs d'ampères-heure.

(**) Tirée de J.-A. Fleming (55). 1, figure 126, page 327.

Les crocs sont construits d'après les principes donnés dans 366. Ils sont en fer lamellaire (plaques), et pour obtenir une faible vitesse de propagation de l'onde magnétique, ce qui est nécessaire, ils sont

Fig. 569.



entourés d'anneaux de cuivre K. D'après 365, on obtient de cette manière, pour une même vitesse de propagation, une plus faible absorption et par suite un meilleur rendement que si l'on employait un morceau de fer massif sans anneaux métalliques.

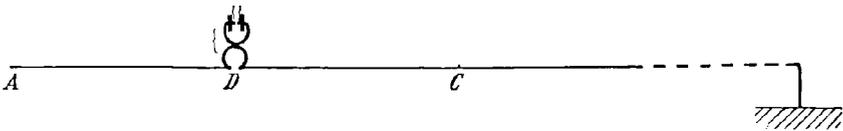
CHAPITRE XVII.

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES LE LONG DES FILS (245).

I. — PROPAGATION DES ONDES.

369. Démonstration expérimentale de la propagation des ondes (*). — Qu'on se représente le dispositif de la figure 523 : un circuit à condensateur agit par induction sur un oscillateur linéaire ADC en son milieu (**) et produit dans celui-ci des oscillations. Par un pont mobile B, le circuit à condensateur est mis en résonance avec l'oscillateur linéaire (***). Un conducteur filiforme, aussi long que possible †

Fig. 570.



et aboutissant finalement à la terre, est fixé à l'un des côtés de l'oscillateur linéaire, C par exemple (fig. 570). Si l'on met le circuit à con-

(*) Les premières expériences sur les ondes électromagnétiques qui se propagent sont dues à W. von Bezold (246). Plus tard, O. Lodge (247) s'est occupé de cette question. A l'aide de dispositifs un peu différents et avec des fréquences plus grandes, H. Hertz (248) a obtenu des ondes se propageant le long de fils et les a étudiées.

(**) Pour les expériences il est plus simple d'employer le dispositif de la figure 527.

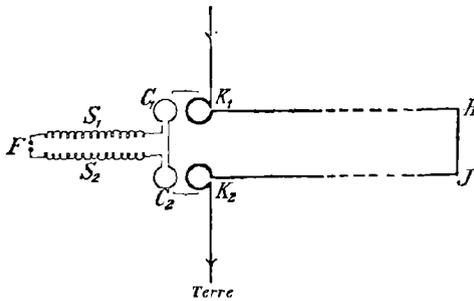
(***) Il est bon dans les expériences suivantes de choisir l'oscillateur linéaire aussi court que possible, longueur totale d'environ 10^m . Pour obtenir des oscillations assez rapides ($n = 3 \cdot 10^7$ /sec), on doit employer des bouteilles d'au plus 0,3 à 0,4 $\cdot 10^{-3}$ microfarad.

(†) En le faisant passer dans le plus grand nombre possible de corridors, ou autour de la maison, etc. (388 c). Des fils nus conviennent parfaitement.

densateur en oscillations par une bobine d'induction, des ondes électromagnétiques se propagent le long du fil.

α . D'après 359, des ondes qui se propagent sont caractérisées par ce fait qu'il existe entre les oscillations, en deux points quelconques de l'onde, une différence de phase. Cette différence de phase, mesurée dans le sens de propagation de l'onde, croît avec la distance des deux points. Une telle différence de phase peut, dans le cas présent, être mise en évidence à l'aide de la méthode de 256. On forme avec le conducteur allant de l'oscillateur linéaire à la terre deux petites boucles K_1 et K_2 (fig. 571). On les fait agir, par un couplage extrême-

Fig. 571.



ment lâche, sur deux cercles de fil C_1 et C_2 . Ceux-ci, comme il est indiqué dans 256, sont reliés à l'aide d'un commutateur à un thermique ou à un éclateur F ; dans ce dernier cas, il est bon d'intercaler entre F et C_1 ainsi qu'entre F et C_2 des bobines convenables S_1 et S_2 , de manière que le système $S_1C_1C_2S_2$ soit en résonance avec les oscillations. C'est ce dernier dispositif qui a été supposé employé dans la suite.

On rend d'abord le conducteur K_1HJK_2 aussi court que possible, c'est-à-dire qu'on relie simplement K_1 et K_2 par un fil rectiligne. Si l'on fait ensuite agir simultanément par induction K_1 et K_2 sur C_1 et C_2 , on obtient une distance d'éclatement à peu près double de celle obtenue en faisant agir seulement K_1 sur C_1 ou K_2 sur C_2 . Les oscillations en K_1 et K_2 ont donc sensiblement même phase. On allonge peu à peu le conducteur K_1HJK_2 ; les étincelles qu'on obtient en F , quand l'une des boucles K_1 ou K_2 agit par induction, varient à peine; mais, quand les deux boucles agissent simultanément par induction, la distance d'éclatement décroît à mesure que le conducteur K_1HJK_2 s'allonge. Par suite de l'allongement de ce conducteur, il se produit

une différence de phase entre K_1 et K_2 , et elle est d'autant plus grande que la distance entre K_1 et K_2 , comptée sur le fil, est plus considérable.

Si l'on allonge le conducteur K_1HJK_2 encore davantage, il arrive un certain moment où l'on n'obtient presque plus d'étincelles en F. Maintenant encore la distance d'éclatement, quand une seulement des boucles agit par induction, est sensiblement la même que précédemment; elle devient à peu près double si l'on commute un des cercles C_1 ou C_2 . Il y a donc maintenant entre C_1 et C_2 une différence de phase de 180° . D'après 360 c, la longueur actuelle du conducteur K_1HJK_2 , qui a été représentée par l , est donc égale à une demi-longueur d'onde de l'oscillation, en supposant que l'interprétation du phénomène soit exacte.

S'il en est ainsi, on doit, en augmentant encore un peu la longueur du conducteur K_1HJK_2 , augmenter de nouveau la distance d'éclatement en F. Elle doit atteindre un maximum si la longueur du conducteur devient double, c'est-à-dire égale à $2l$; car, la distance de K_1 à K_2 étant une longueur d'onde entière, les oscillations en K_1 et K_2 doivent avoir même phase. C'est le principe de l'expérience. Enfin, si K_1HJK_2 est égal à $3l$, les étincelles en F disparaissent presque totalement, car maintenant la distance entre K_1 et K_2 est d'environ $\frac{3}{2}$ longueur d'onde.

Les expériences montrent donc qu'il existe entre les points K_1 et K_2 une différence de phase proportionnelle à leur distance, et par suite (359 c) il existe une onde qui se propage le long du fil avec une vitesse uniforme.

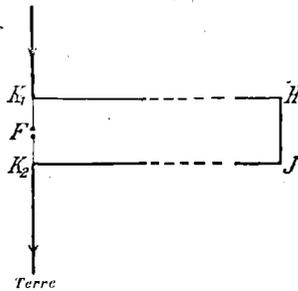
Si l'on mesure la distance l pour laquelle, la première fois, la distance d'éclatement était minima, et si on la compare à la longueur de l'oscillateur linéaire employé, on trouve, ce qui est important dans la suite, que les deux sont égales.

b. On peut, plus simplement encore que par ce dispositif, étudier la propagation de l'onde de la manière suivante. Entre deux points K_1 et K_2 du conducteur qui va de l'oscillateur linéaire à la terre (fig. 572) on intercale un éclateur F. Si le conducteur K_1HJK_2 est très court, on obtient en F une très petite distance d'éclatement. Mais plus on allonge le conducteur, plus la distance d'éclatement s'accroît. Cependant, à partir d'une certaine longueur du conducteur, et c'est précisément encore la longueur l , la distance d'éclatement décroît de nouveau pour atteindre un minimum qui correspond à la longueur $2l$. Pour la longueur $3l$ on a de nouveau un maximum, et ainsi de suite.

Cette expérience montre aussi qu'une onde se propage le long du conducteur K_1HJK_2 , la demi-longueur d'onde étant égale à l . Si tout est

semblable à 362, où à l'onde du flux d'induction magnétique intérieure au cylindre de fer était liée une onde magnétique extérieure, à chaque onde de courant correspondra un champ électrique extérieur

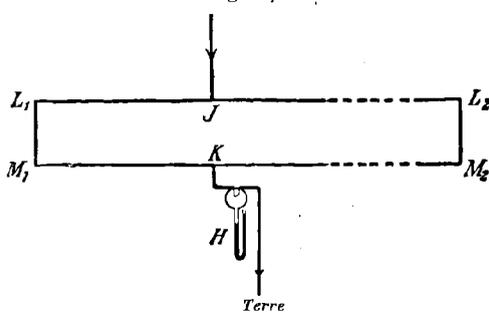
Fig. 572.



au fil et par suite une onde de tension (372 *b*). Donc, si l'éloignement des deux points est d'une demi-longueur d'onde ou d'un multiple impair de demi-longueurs d'onde, on obtient entre les tensions en ces deux points une différence de phase de 180° . L'amplitude de la tension entre ces deux points, ceci résulte d'après 253 α de la distance d'éclatement, est maintenant maxima. Si la distance entre ces deux points est d'une longueur d'onde ou d'un nombre entier de longueurs d'onde, les tensions en ces deux points ont même phase; la tension entre eux est donc minima.

c. On peut employer la méthode suivante, moins directe, inspirée de l'expérience d'interférence de Quincke en acoustique. Le conduc-

Fig. 573.



teur, allant de l'oscillateur linéaire à la terre, est bifurqué en J (fig. 573) et se réunit de nouveau en K ; dans le prolongement de ce conducteur est monté un thermique H . Si les deux conducteurs JL_1M_1K et JL_2M_2K

ont au début des longueurs égales, le thermique indique une certaine déviation. On allonge maintenant un des conducteurs bifurqués JL_2M_2K par exemple. Plus il est long, plus la déviation diminue. Il en est ainsi jusqu'à ce que la différence entre les longueurs des deux conducteurs soit égale à l . Un plus grand allongement du conducteur JL_2M_2K produit alors un accroissement de la déviation, qui passera par un maximum quand la différence des longueurs des deux circuits bifurqués sera égale à $2l$. Pour une différence de $3l$, la déviation passe de nouveau par un minimum, et ainsi de suite.

L'expérience s'explique immédiatement, si l'on admet que, aussi bien le long de JL_1M_1K que le long de JL_2M_2K , il y a propagation d'une onde de courant dont la longueur est égale à l . Si le chemin JL_2M_2K est plus long que le chemin JL_1M_1K d'une demi-longueur d'onde, il y a en K une différence de phase de 180° entre les deux ondes de courant; leur résultante en H est minima. Elle est maxima si la différence entre les longueurs des deux conducteurs est d'une longueur d'onde entière.

α . L'avantage des dispositifs décrits, avec circuits à condensateur contenant des bouteilles de Leyde, est de produire des oscillations relativement lentes et des ondes d'une énergie considérable.

L'inconvénient est qu'ils exigent un espace très long, un corridor par exemple.

On peut en réduire les dimensions, sans renoncer à la grande énergie des ondes, en disposant le conducteur allant de l'oscillateur linéaire à la terre, non plus en ligne droite, mais en bobine. La longueur d'onde mesurée le long de l'axe de la bobine est en général beaucoup plus petite que pour des fils rectilignes.

Néanmoins, pour la clarté du phénomène, on doit conserver les fils rectilignes, et, bien que leurs dimensions soient réduites, on peut produire des longueurs d'onde plus courtes en augmentant la fréquence. Pour cela, on diminue dans le circuit à condensateur excitateur aussi bien le conducteur que la capacité si cela est nécessaire, mais on fait ainsi décroître l'énergie des oscillations (*). On peut même employer des condensateurs à plaques et des conducteurs les plus petits possibles. Pour des ondes extrêmement courtes (**), les condensateurs à plaques doivent être réduits aux surfaces terminales des gros fils qui forment le conducteur (*fig.* 574). Quand on emploiera de très petits condensa-

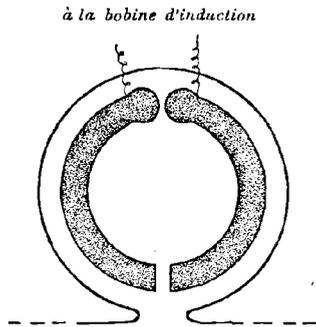
(*) Il faut toujours prendre une capacité aussi grande que possible (252 c).

(**) Dans les expériences de démonstration, il n'est pas à recommander de dépasser de beaucoup les fréquences de $10^8/\text{sec}$ ($\frac{\lambda}{2} = 3^m$).

teurs, on placera le circuit à condensateur tout entier ou au moins le condensateur et l'éclateur dans l'huile.

L'huile présentant une résistance au passage des étincelles beaucoup plus grande que l'air (17 b), on peut, pour une même longueur d'étincelle, charger le condensateur à une tension beaucoup plus grande,

Fig. 574.



ou, pour la même tension, diminuer la longueur d'étincelle et par suite l'amortissement qui joue un grand rôle dans le cas des petites capacités.

Le dispositif, circuit à condensateur de haute fréquence plongé dans l'huile et agissant par induction sur un conducteur filiforme, est désigné sous le nom d'*excitateur de Blondlot* (249).

370. Conséquence pratique. — Fréquemment, dans les expériences avec circuits à condensateur ou autres oscillateurs, on met à la terre une armature, ou une partie de l'oscillateur.

Ceci est obtenu en reliant l'armature considérée, par un fil court, à un barreau de métal ou à une plaque de métal placés en terre; dans la plupart des cas cette liaison avec la terre n'est nullement nuisible (*). Cette mise à la terre est souvent réalisée en reliant, par un fil, l'armature considérée à une conduite de gaz ou d'eau. Il faut bien se garder d'employer ce mode de mise à la terre, car, dans ce cas, on emploie en réalité un dispositif analogue à celui de la figure 570. On réunit au circuit à condensateur, ou à l'oscillateur, un conducteur

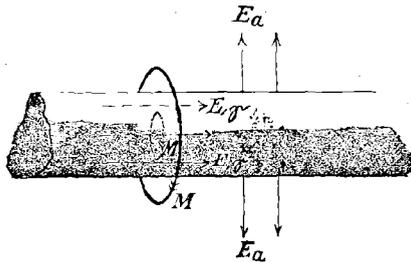
(*) Des dispositifs dans lesquels cette liaison a une bonne influence sont décrits dans 285 et 420, et suivants.

(fil de liaison plus conduite de gaz ou d'eau) sur lequel se propagent des ondes électromagnétiques. En outre que dans ces conditions les oscillations sont assez troublées, les ondes se propagent dans toutes les conduites de gaz ou d'eau, et produisent par induction des oscillations dans les conducteurs électriques voisins (conducteurs de lumière, conducteurs de machine et d'accumulateurs). Entre ces conducteurs, qui ne sont calculés que pour de faibles tensions, il peut alors régner de très hautes tensions (*voir* expérience de 369 *b*); des étincelles jaillissent entre eux et produisent une liaison conductrice (*voir* expérience de 255 *d* et le nota). Il peut en résulter un court-circuit. De tels accidents ont eu lieu maintes fois.

371. Forme de l'onde électromagnétique. — *a*. On considère, comme c'est le cas dans le dispositif de la figure 570, une onde de courant se propageant le long d'un fil simple. Les relations sont tout à fait analogues à celles de 362; il suffit de remplacer les grandeurs magnétiques par les grandeurs électriques correspondantes.

Il existe donc, à l'intérieur du fil, un champ de courant \mathfrak{S} (*) parallèle à l'axe du fil, et par suite (22) un champ électrique E . Dans une

Fig. 575.



onde qui se propage, le courant n'étant pas le même aux différents points du fil, la masse électrique qui pénètre un segment du fil est différente de celle qui sort du même segment. Il y a donc dans ce segment, d'après 23, une charge positive ou négative, et par suite (12) un champ électrique est créé hors du fil. Les lignes d'intensité de ce champ, au voisinage immédiat du fil, sont sensiblement perpendiculaires à sa surface (*fig.* 575).

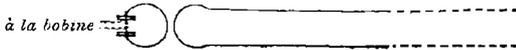
De plus, le courant crée hors du fil, et en partie aussi dans le fil, un

(*) Dans la figure 575 on a mis γ à la place de \mathfrak{S} .

champ magnétique. Dans une courte portion du fil, le courant (*voir 364 a*) pouvant être considéré comme quasi stationnaire, les lignes d'induction magnétique dans le fil et dans son voisinage immédiat sont des cercles ayant même axe que le fil (29).

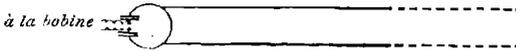
b. Dans beaucoup de cas, il est préférable de remplacer le dispositif dissymétrique de la figure 570 par le dispositif symétrique de la figure 576 ou, avec le couplage galvanique supplémentaire, par celui

Fig. 576.



de la figure 577. On obtient alors, le long du conducteur double, des ondes de courant se propageant, et, par suite de la symétrie, ces ondes sont telles qu'en un point quelconque de l'un des fils le courant est

Fig. 577.



le même que celui qui existe au point correspondant de l'autre fil; mais il a une direction opposée.

Si les fils sont suffisamment éloignés l'un de l'autre pour que la distance d de leurs axes soit très grande vis-à-vis de leur rayon r (ce qu'on supposera toujours dans la suite), les phénomènes à l'intérieur de chacun des fils sont les mêmes que s'il n'existait qu'un fil. Il en est sensiblement de même pour les points situés dans le voisinage immédiat de chacun des fils; il existe donc un champ électrique dont les lignes d'intensité sortent normalement à la surface du fil, et un champ magnétique dont les lignes d'intensité sont des cercles coaxiaux au fil.

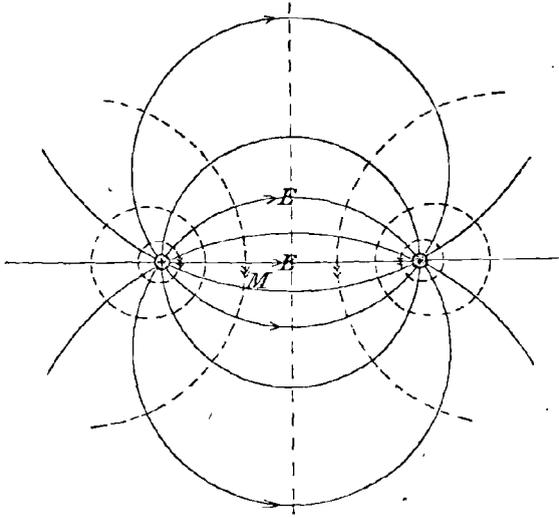
Mais il y a quelques considérations à faire sur la configuration des champs électrique et magnétique aux points situés à une assez grande distance des deux fils. La théorie (250) montre que le trajet des lignes d'induction magnétique est le même que si le courant dans les fils était quasi stationnaire, et que la direction des lignes d'induction électrique est la même que si l'un des fils avait conservé, dans toute sa longueur, une charge statique positive et l'autre une charge statique négative de même grandeur. Donc, dans ce cas :

1° Les lignes d'induction magnétique et électrique courent dans des plans qui sont perpendiculaires aux deux fils.

2° Si A_1 et A_2 (*) sont les points d'intersection d'un de ces plans avec les axes des fils, les lignes d'induction électrique sont des cercles passant par A_1 et A_2 (fig. 578) (²⁵¹).

3° Les lignes d'induction magnétique sont également des cercles, qui rencontrent normalement les lignes d'induction électrique (²⁵²).

Fig. 578.



Leurs points d'intersection avec la droite $A_1 A_2$ sont conjugués harmoniques des points A_1 et A_2 , de sorte que les lignes d'induction magnétique peuvent être construites par la géométrie élémentaire.

372. **Relations de phase** (voir 363). — *a.* Le courant et l'intensité des champs électrique et magnétique doivent être comptés positivement dans la direction des flèches de la figure 575 et de la figure 578; dans cette dernière, le courant et le champ électrique sont positifs dans le fil A_1 , si le courant traverse le plan de la figure 578 de dessus en dessous, inversement en A_2 .

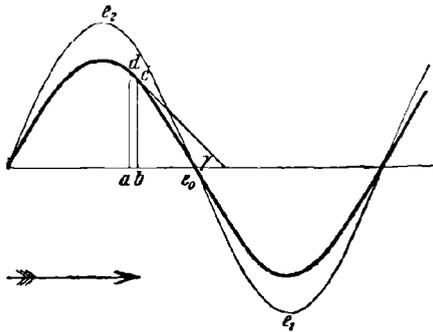
Dans tous les cas, le courant dans le fil et le champ magnétique extérieur ont même phase.

b. La phase du champ électrique hors du fil est seule douteuse.

(*) Dans la figure 78 il faut se représenter A_1 et A_2 écrits à côté des petits cercles teintés, A_1 à côté de celui de gauche, A_2 à côté de celui de droite.

Elle se détermine par la considération suivante. On suppose que la direction de propagation de l'onde soit celle de la flèche empennée de la figure 579. La courbe tracée en trait fort représente l'onde de courant à un moment donné. On considère l'élément de fil ab . Le courant, qui y pénètre à travers la section a , est proportionnel à ad ; celui qui en sort à travers la section b est proportionnel à bc . Au moment considéré, la masse d'électricité qui pénètre dans l'élément étant plus grande que celle qui en sort, il y a accroissement de la charge positive e . Il en est de même pour tous les points où la courbe de courant s'abaisse (*). Au contraire, aux points où la courbe de courant s'élève, la charge positive diminue. La courbe qui représente l'onde de charge est donc liée à celle qui représente l'onde de courant, par cette condition qu'un accroissement ou une diminution temporaires de la charge ait lieu en tous les points où la courbe de courant s'abaisse ou s'élève. Ceci n'a lieu que si l'onde de charge et l'onde de courant ont même phase. L'onde de charge est représentée, dans ce cas, par la courbe tracée en trait mince figure 579. La charge

Fig. 579.



positive, en un point quelconque, croît donc tant que la portion $e_1 e_0 e_2$ de l'onde de charge passe au-dessus de lui.

La tension φ (18) au point considéré et l'intensité du champ électrique hors du fil ont même phase que la charge. Les intensités des champs électrique et magnétique hors du fil ont donc même phase.

c. Si, les règles données dans a sur les signes étant conservées, l'onde se propage dans une direction opposée à celle de la flèche empennée de la figure 579, dans ce cas, on arrive, par des considéra-

(*) Voir le deuxième nota de 363 b.

tions semblables à celles de b , à ce résultat que, dans l'espace extérieur, il y a entre les intensités des champs électrique et magnétique une différence de phase de 180° .

373. Proposition générale (253). — a . La longueur de l'élément ab (fig. 579) est représentée par s , la charge contenue dans 1^{cm} de fil par e .

Dans ce cas, la charge de l'élément ab est $= es$. Si i_2 est le courant à travers la section b , i_1 le courant à travers la section a , on a, d'après 23 b ,

$$e's = i_1 - i_2$$

ou (voir 51)

$$(1) \quad e' = \frac{i_1 - i_2}{s} = \text{tang } \gamma \quad (\text{fig. 579}).$$

Plus l'élément ab est court, plus l'angle γ se rapproche de l'angle que la tangente à la courbe i fait avec l'axe des abscisses.

b . En posant

$$(2) \quad e' = \mathfrak{B},$$

on a

$$(3) \quad \mathfrak{B} = \text{tang } \gamma.$$

Les relations sont donc tout à fait semblables à celles de 65 et 66. La courbe d'une grandeur oscillatoire \mathfrak{A} étant donnée, ainsi qu'une grandeur \mathfrak{B} proportionnelle à \mathfrak{A}' , on avait posé

$$(4) \quad \mathfrak{B} = \pm k \mathfrak{A}' = \pm k \text{ tang } \beta \quad (51),$$

dans laquelle β représentait également l'angle que la tangente à la courbe \mathfrak{A} faisait avec l'axe des abscisses. On avait pour l'amplitude de \mathfrak{B} la relation

$$(5) \quad \mathfrak{B}_0 = k \pi n \mathfrak{A}_0.$$

On ne change rien d'essentiel en portant en abscisses les temps ou bien les longueurs de fil comme dans la courbe i de la figure 579, et il n'y a entre les relations de \mathfrak{B} et \mathfrak{A} [égalité (4)] et \mathfrak{B} et i [égalité (3)] qu'un simple changement de la forme géométrique des courbes \mathfrak{A} et i . On doit donc s'attendre à ce qu'il existe entre les amplitudes de \mathfrak{B} et de i une relation tout à fait analogue à l'égalité (5).

Dans l'égalité (5), la fréquence n n'intervient que parce que $\frac{1}{n}$ est égal à une demi-période; c'est par suite le segment de l'axe des

abscisses qui est compris entre deux points d'intersection consécutifs de la courbe \mathfrak{A} avec l'axe des abscisses. Pour la courbe i de la figure 579, l'espace correspondant est égal à $\frac{\lambda}{2}$, lorsque λ représente la longueur d'onde. Si dans l'égalité (5) on remplace n par $\frac{2}{\lambda}$, et ensuite k par 1, \mathfrak{A} par i , on doit obtenir la relation exacte entre les amplitudes de \mathfrak{B} et de i . D'où

$$(6 \text{ et } 7) \quad \mathfrak{B}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} i_0 = \frac{\pi n}{\omega} i_0 \quad [360, \text{égalité (1)}].$$

Comme

$$\begin{aligned} \mathfrak{B} &= e' && [\text{égalité (2)}], \\ \mathfrak{B}_0 &= \pi n e_0 && (66), \end{aligned}$$

il en résulte

$$(8) \quad e_0 = \frac{i_0}{\omega}.$$

c. Il résulte de ce qui précède et de 372 b :

Si une grandeur \mathfrak{A} s'étend sous la forme d'une onde sinusoïdale et si l'on a une autre grandeur \mathfrak{B} proportionnelle à la montée ou à la chute de la courbe \mathfrak{A} , c'est-à-dire si

$$(9) \quad \mathfrak{B} = \pm k \operatorname{tang} \psi,$$

ψ représentant l'angle que la tangente à la courbe \mathfrak{A} fait avec l'axe des abscisses positives, c'est-à-dire avec la direction de propagation (*) :

1° \mathfrak{B} se propage également sous forme d'une onde sinusoïdale de même longueur d'onde.

2° Si \mathfrak{B} est de même phase que \mathfrak{A} ou diffère de 180° dans la phase, on devra prendre, dans l'égalité (9), $-k$ ou $+k$.

3° On a, entre les amplitudes des deux ondes, la relation

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \mathfrak{A}_0 = \frac{\pi n}{\omega} \mathfrak{A}_0.$$

374. Vitesse de propagation (²⁵³). *Cas limite I : L'inductance est grande vis-à-vis de la résistance.* — Par vitesse de propagation d'une onde, on doit entendre, comme dans 360, la vitesse avec laquelle les nœuds et les ventres de l'onde établie normalement progressent ou, ce qui revient au même, la vitesse avec laquelle on doit faire pro-

(*) $\operatorname{tang} \gamma$ est donc égal à $-\operatorname{tang} \psi$ dans a et b .

gresser la sinusoïde, qui représente l'onde à un moment donné, pour qu'elle représente encore cette onde à un moment postérieur quelconque (*).

Si l'on suppose, comme on le fera dans la suite, qu'il s'agit d'oscillations non amorties et de fils infiniment longs, la détermination de la vitesse de propagation ne sera simple que dans deux cas limites : d'abord si l'inductance d'une partie du conducteur est très grande vis-à-vis de sa résistance (cas limite I), ensuite si l'inductance est très petite vis-à-vis de la résistance (cas limite II). On se place d'abord dans le cas limite I.

a. On a, entre la tension Ψ en un point quelconque du conducteur et la charge e que porte r^{cm} du conducteur au même point, la relation (18) (225)

$$e = c\Psi = c\varphi \quad (371 b) \quad (**);$$

c ou c représentant la capacité de r^{cm} de conducteur. De ceci et de 373, égalité (8), il résulte

$$(1) \quad \Psi_0 = \frac{r}{\omega c} i_0 = \frac{1}{\omega c} i_0.$$

Il existe encore une autre relation entre l'amplitude du courant et l'amplitude de la tension. On prend comme conducteur de l'onde un fil simple. On peut, dans un très petit élément ab du fil (*fig.* 579), considérer le courant comme quasi stationnaire, et lui appliquer la relation d'un segment de courant quasi stationnaire. Si donc p est le coefficient de self-induction par centimètre et si s est la longueur de l'élément ab , Ψ_1 la tension en a , Ψ_2 la tension en b , on a, d'après 250 b, 2°, pour le cas limite actuel,

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} i_0 = \frac{1}{\pi n p s} \times \text{amplitude de } (\Psi_1 - \Psi_2), \\ = \frac{1}{\pi n p} \times \text{amplitude de } \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{s}, \\ = \frac{1}{\pi n p} \frac{\pi n}{\omega} \Psi_0 \end{array} \right. \quad (373).$$

Ceci est encore applicable à un conducteur formé par deux fils

(*) Il n'est pas question ici de la vitesse avec laquelle se propage l'oscillation au premier moment. Pour la même raison que dans 360, on ne peut pas parler d'une telle vitesse qui soit valable tout le long du fil.

(**) Dans le cas d'un conducteur formé de deux fils, Ψ représente la tension entre deux points situés l'un vis-à-vis de l'autre.

parallèles, la tension entre les deux fils étant représentée par Ψ (*).

Les égalités (1) et (2) ne peuvent être applicables simultanément que si

$$(3) \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{\rho c}} = \frac{1}{\sqrt{\rho} c}.$$

On arrive aussi bien à cette relation, que l'onde se propage le long d'un fil simple ou qu'elle se propage le long d'un fil double. Elle n'a de valeur pratique que dans le deuxième cas, car seulement dans ce cas c et ρ sont des grandeurs bien définies (Table II *g* et VIII *d*).

b. Pour réaliser le cas supposé de l'inductance grande vis-à-vis de la résistance, pour une distance modérée a des deux fils, la fréquence doit déjà être élevée, dans tous les cas d'environ 10^6 /sec (**). Mais alors le cas limite I de $230 c$ se présente pour des fils de cuivre qui ne sont pas très minces ($r \geq 1^{\text{mm}}$). Le courant est sensiblement localisé sur une couche superficielle mince, et l'on a maintenant

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 \quad (240), \\ &= \frac{\mu}{4 \pi \sigma^2} 4 \log \text{nép} \frac{a}{r} \quad (\text{Table VIII } d), \end{aligned}$$

d'un autre côté, d'après la Table II *g*,

$$c = \frac{\pi \varepsilon}{\log \text{nép} \frac{a}{r}},$$

(*) On s'en rend compte en considérant un court élément s du conducteur double et en réfléchissant que la FEM le long de la périphérie est d'une part égale à $-\psi s^2$ (249) et d'autre part égale à la somme des tensions entre les angles consécutifs du rectangle pris deux à deux (3).

(**)

a en cm.	n parseconde.	$r = 1^{\text{mm}}$.			$r = 0^{\text{mm}}, 5.$		
		$\frac{w}{2}$ en unités C.G.S.	ρ	$2 \frac{\pi \rho \rho}{w}$	$\frac{w}{2}$ en unités C.G.S.	ρ	$2 \frac{\pi \rho \rho}{w}$
10	10^2	$5,54 \cdot 10^4$	18,9	0,107	$2,21 \cdot 10^5$	18,9	0,027
50	10^2	$5,54 \cdot 10^4$	25,4	0,144	$2,21 \cdot 10^5$	25,4	0,036
10	10^3	$5,54 \cdot 10^4$	18,9	1,07	$2,21 \cdot 10^5$	18,9	0,27
50	10^3	$5,54 \cdot 10^4$	25,4	1,44	$2,21 \cdot 10^5$	25,4	0,36
10	10^4	$5,65 \cdot 10^4$	18,9	10,5	$2,21 \cdot 10^5$	18,9	2,7
50	10^4	$5,65 \cdot 10^4$	25,4	14,1	$2,21 \cdot 10^5$	25,4	3,6
10	10^6	$31,0 \cdot 10^4$	18,5	187	$6,47 \cdot 10^5$	18,6	90,3
50	10^6	$31,0 \cdot 10^4$	25,0	253	$6,47 \cdot 10^5$	25,1	122
10	10^7	$93,3 \cdot 10^4$	18,4	620	$19,2 \cdot 10^5$	18,4	301
50	10^7	$93,3 \cdot 10^4$	24,9	839	$19,2 \cdot 10^5$	24,9	408

w représente ici et dans la suite la résistance de 1^{cm} du conducteur double.

μ et ε étant la perméabilité et la constante diélectrique du milieu dans lequel se trouvent les fils, a étant la distance entre les fils et r leur rayon.

Si l'on introduit dans l'égalité (3) les deux expressions de p et de c , on a

$$(4) \quad \omega = \frac{v}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Donc, tant que les conditions de ce cas limite sont réalisées, la vitesse de propagation est indépendante de la fréquence de l'oscillation, de la matière et du rayon du fil; elle dépend seulement de la constante diélectrique et de la perméabilité du milieu qui entoure le fil, et elle est d'autant plus petite que ces deux quantités sont plus grandes.

c. Si les fils sont dans l'air, on a, d'après l'égalité (4),

$$\omega = \omega_0 = \frac{v}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}.$$

La grandeur $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ est, d'après 214, d'environ $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec (*); on a donc

$$(5) \quad \omega_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$$

C'est précisément la vitesse de la lumière.

Dans l'air les ondes électromagnétiques se propagent le long de deux fils, dans le cas limite actuel, avec la vitesse de la lumière.

Dans un isolant, dont la perméabilité et la constante diélectrique diffèrent de celles de l'air, la vitesse de propagation est, d'après l'égalité (4),

$$(6) \quad \omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\mu}{\mu_0}}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\mu}{\mu_0}}} \text{ cm/sec.}$$

d. Le résultat donné n'est applicable que pour deux fils parallèles, et non dans le cas où l'onde se propage le long d'un fil unique. Mais il résulte d'une expérience antérieure que l'égalité (5) est encore sensiblement applicable dans ce cas.

Dans l'expérience de 369 a, on avait montré que la demi-longueur

(*) Les valeurs obtenues par différentes mesures nouvelles pour la grandeur $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ sont comprises entre les valeurs limites 2,92 et $3,007 \cdot 10^{10}$ cm/sec (256).

d'onde d'une onde qui se propage le long d'un fil simple est sensiblement égale à la longueur l d'un oscillateur linéaire de même fréquence n que l'onde. D'après 289, la longueur d'un oscillateur linéaire est égale à la demi-longueur de l'onde correspondant à sa fréquence, lorsque la vitesse de propagation $= \omega_0 = 3 \cdot 10^{10}$ /sec. Il en résulte que la vitesse de propagation des ondes, qui se propagent dans l'air le long d'un fil simple, est, dans le cas actuel, sensiblement égale à la vitesse de la lumière (257).

e. Les relations de b ne sont pas strictement exactes, mais elles se rapprochent d'autant plus de l'exactitude que les conditions sont mieux remplies, c'est-à-dire que l'inductance $\pi n p$ est plus grande vis-à-vis de la résistance w . Si l'inductance est sensiblement plus grande que la résistance, mais cependant pas très grande vis-à-vis de celle-ci, on a, à la place de l'égalité (3),

$$(7) \quad \omega^2 = \frac{1}{p c} \left[1 - \left(\frac{w}{2 \pi n p} \right)^2 \right] \quad (255).$$

La matière et le rayon du fil exercent maintenant une certaine influence sur la vitesse de propagation, par ce fait que la résistance du fil acquiert de l'importance et que, en général, p ne peut plus être égal à p_0 . Ces deux causes ont pour action de réduire la vitesse de propagation, de sorte que dans l'air elle n'est plus maintenant égale à la vitesse de la lumière ω_0 . Elle est, comme le montre la théorie (258),

$$(8) \quad \omega = \frac{\omega_0}{1 + \eta},$$

dans laquelle

$$\eta = \frac{\frac{\mu}{\mu_0}}{8 \times \log n \epsilon p \frac{a}{r}}$$

x étant la grandeur définie dans 124 et μ la perméabilité du fil. Si le courant est encore sensiblement localisé dans une mince couche superficielle, on peut remplacer l'égalité (8) par

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{1 + \frac{w}{2 \pi n p_0}}$$

En réalité, pour les ondes dont la longueur ne dépasse pas de beaucoup 100^m, et pour les fils de cuivre dont le rayon n'est pas inférieur à 0^{mm},5 et dont la distance n'est pas inférieure à 10^{cm}, le terme de correction ne produit qu'un effet extrêmement faible.

375. Vitesse de propagation. Cas limite II : L'inductance est petite vis-à-vis de la résistance. — *a.* La formule suivante (²⁵⁹) peut être appliquée à des ondes qui se propagent le long de deux fils parallèles, si l'inductance est suffisamment petite, vis-à-vis de la résistance, pour que $\frac{\pi n p}{w}$ puisse être négligé vis-à-vis de 1 :

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi n}{c w}} \quad (*)$$

En réalité, ce cas se présente [374 *b*, nota (**)], pour une distance modérée et un rayon pas extrêmement grand des fils de cuivre, lorsque la fréquence est d'environ 1000/sec et au-dessous. D'après 234 *a*, la résistance effective w est dans ce cas à peu près égale à la résistance ω pour un courant constant; donc

$$(1) \quad \omega = \sqrt{\frac{2\pi n}{c \omega}}$$

Si l'on désigne par c_0 la valeur de c quand les fils se trouvent dans l'air, on peut écrire l'égalité (1) sous la forme

$$(2) \quad \omega = \sqrt{\frac{2\pi n}{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} c_0 \omega}}$$

ε étant la constante diélectrique du milieu dans lequel se trouvent les fils; ou, en se reportant à 374 *a* et *b*,

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\omega'}{2\pi n p_0}}} \quad (**);$$

donc, pour l'air,

$$(3) \quad \omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{\frac{\omega'}{2\pi n p_0}}}$$

Il en résulte que :

1° La vitesse de propagation dépend du milieu dans lequel se trouvent les fils, mais seulement si la constante diélectrique de ce milieu (ε) est différente de celle de l'air. Elle dépend en outre, dans une grande mesure, de la fréquence de l'oscillation (n), de la matière et du rayon du fil (ω).

(*) c , ω , p se rapportent, comme dans 374, à 1^{cm} de longueur.

(**) Il est entendu que p_0 a la valeur qui est donnée par la formule *d* de la Table VIII pour $\mu = \mu_0$, donc pour l'air.

2° La vitesse de propagation dans l'air est, dans ce cas, plus petite que la vitesse de la lumière.

Pour les fréquences techniques, $n = 100/\text{sec}$, on obtient par exemple les vitesses de propagation suivantes, et les longueurs d'onde correspondant à divers fils de cuivre :

Rayon du fil r .	Distance des fils a .	Vitesse de propagation ω .	Longueur d'onde λ .
mm	cm		km
1	10	$0,46 \omega_0 = 1,37 \cdot 10^{10}$ cm/sec	2740
1	50	$0,53 \omega_0 = 1,59 \cdot 10^{10}$ cm/sec	3190
0,5	10	$0,23 \omega_0 = 0,69 \cdot 10^{10}$ cm/sec	1370
0,5	50	$0,27 \omega_0 = 0,80 \cdot 10^{10}$ cm/sec	1600

b. La relation de l'égalité (1) n'est qu'une forme approchée, qui est d'autant plus exacte que $\pi n p$ est plus petit vis-à-vis de ω . Si $\pi n p$ n'est pas suffisamment petit pour que $\frac{\pi n p}{\omega}$ puisse être négligé vis-à-vis de 1, on a la relation plus approchée suivante :

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi n}{c\omega}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\pi n p}{\omega} + \frac{3}{8} \left(\frac{\pi n p}{\omega} \right)^2 + \dots \right] \quad (255).$$

376. **Absorption.** — Ici, comme dans le cas analogue magnétique de 361, on a pour l'amplitude \mathfrak{A} de l'onde à la distance x du point d'origine

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 e^{-\alpha x},$$

\mathfrak{A}_0 étant l'amplitude au point d'origine. La grandeur du coefficient d'absorption α est très différente, selon qu'on se rapproche du cas limite 374 ou du cas limite 375.

a. *Cas limite 1 : Inductance grande vis-à-vis de la résistance. Oscillations rapides.* — Le conducteur se compose de deux fils parallèles. La perte d'énergie durant la propagation de l'onde n'est due alors qu'à la production de chaleur Joule. Il est très probable que, dans ce cas, le coefficient d'absorption est déterminé par le rapport de la résistance au coefficient de self-induction (voir 217). En fait, on a (258)

$$(1) \quad \alpha = \frac{w}{2\mu} \frac{1}{\omega} = \frac{w}{2\rho_0} \frac{1}{\omega},$$

ω étant déduit de 374, égalité (3) ou (6). Pour les ondes se propageant dans l'air, on a donc

$$(2) \quad \alpha = \frac{w}{2\rho_0} \frac{1}{\omega_0}.$$

Comme dans le cas limite actuel on a approximativement

$$w = \kappa w = r \sqrt{nt} w \quad (233 c),$$

il en résulte que le coefficient d'absorption croît avec la fréquence, proportionnellement à \sqrt{n} .

Pour les fils de cuivre dont le diamètre n'est pas beaucoup inférieur à 1^{mm} et l'écartement beaucoup inférieur à 10^{cm}, l'absorption est extrêmement faible. Pour des fils de 1^{mm} de diamètre et un écartement de 10^{cm}, on a, pour une fréquence de 10⁷/sec, $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-6}$ /cm et, pour une fréquence de 10⁸/sec, $\alpha = 10,7 \cdot 10^{-6}$ /cm. Dans le premier cas, l'amplitude est diminuée de la moitié de sa valeur initiale à une distance de 4^{km} environ, et dans le second cas à une distance d'environ 1^{km},3.

b. Cas limite II : Inductance petite vis-à-vis de la résistance. Oscillations lentes. — On suppose de nouveau que les ondes se propagent le long de deux fils parallèles. La théorie (259) donne alors comme valeur du coefficient d'absorption

$$(3) \quad \alpha = \sqrt{\frac{\pi n c w}{2}} \quad (*)$$

ou sensiblement

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi n c w'}{2}} = \sqrt{\frac{\pi n \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} c_0 w'}{2}} \quad (\text{voir } 373 a),$$

$$\alpha = \sqrt{\pi n \frac{w'}{2 \rho_0} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{1}{\omega_0}} \quad (*) \quad (\text{voir } 373 a).$$

Dans ce cas limite, le coefficient d'absorption est d'autant plus petit que le coefficient de self-induction est plus grand, et d'autant plus grand que la résistance et la fréquence sont plus grandes. La constante diélectrique du milieu dans lequel se trouvent les fils joue aussi un rôle important. Pour obtenir une faible absorption, on doit choisir un milieu de faible constante diélectrique.

Par rapport au cas limite I, l'absorption est plus petite, toutes choses égales d'ailleurs. Par exemple, pour des fils de 1^{mm} de diamètre et un écartement de 10^{cm} comme dans l'exemple *a*, mais avec une fréquence de 100/sec, on a $\alpha = 6,47 \cdot 10^{-8}$ /cm, c'est-à-dire que l'amplitude ne sera diminuée de la moitié de sa valeur initiale qu'à une distance de 107^{km} (**).

(*) Voir les notas de 375 a.

(**) Pour $n = 1000$ /sec pour 34^{km} seulement.

c. Dans la propagation de l'onde le long d'un fil simple, l'absorption est causée par la chaleur Joule et par le rayonnement (*). La perte d'énergie par rayonnement dépend beaucoup de la constitution du milieu qui entoure le fil. On ne peut pas donner une expression générale du coefficient d'absorption. On peut seulement dire que, dans le cas limite I, il est beaucoup plus grand avec un fil simple que dans la propagation le long de deux fils parallèles.

377. Conséquences pratiques. Dispositif de Pupin pour la téléphonie (260). — Les cas, où des ondes électromagnétiques sont conduites au loin à l'aide de deux conducteurs parallèles, se sont déjà présentés dans la technique, au sujet des transports de force par les courants alternatifs ou triphasés (150) et pour la téléphonie. Dans le premier cas, bien que les conducteurs soient déjà très longs, ils sont en réalité courts par rapport à la longueur d'onde (375 a); le courant est donc sensiblement quasi stationnaire (227 d) et il n'est pas question des formules relatives à la propagation.

a. Dans la téléphonie à grande distance, ces relations sont cependant à considérer, car la transmission des paroles se fait par des oscillations dont la fréquence est comprise entre quelques mille et quelques centaines et est en moyenne d'environ 1000/sec, c'est-à-dire dans des circonstances analogues à celles qui se présentent dans le cas limite de 375. Le fait que la vitesse de propagation dépende dans ce cas de la fréquence ne modifie rien d'essentiel; mais il est très gênant que le coefficient d'absorption

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi \mu \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} c_0 \omega^2}{\lambda}} = \sqrt{\pi \mu \frac{\omega^2 \varepsilon}{\lambda p_0 \varepsilon_0} \frac{1}{\omega_0}} \quad (376 b)$$

soit d'abord généralement assez grand (voir nota de 376 b), et qu'il soit différent suivant la fréquence.

Le premier inconvénient a comme conséquence que les ondes et que par suite les sons qu'on entend dans le téléphone sont déjà très affaiblis à une distance relativement peu élevée. Ceci est particulièrement accentué, si l'on emploie un câble (82 c) comme conducteur à distance.

Les fils étant peu éloignés d'une part, et la constante diélectrique

(*) Un conducteur double se comporte donc par rapport à un conducteur simple, relativement à l'absorption, comme un circuit à condensateur par rapport à un oscillateur ouvert.

de la couche isolante qui sépare les deux fils étant en général plus grande que celle de l'air d'autre part, la capacité et par suite l'absorption sont beaucoup plus grandes pour des câbles que pour des conducteurs libres à grand écartement de fils. Il est possible de remédier en partie à cet inconvénient en employant des fils plus épais, mais on est rapidement limité dans cette voie par le supplément de dépense. Aussi l'emploi des câbles pour les installations téléphoniques était, jusqu'à ces derniers temps, pour ainsi dire abandonné.

Le second inconvénient, que le coefficient d'absorption dépende de la fréquence, fait que les sons que l'on entend dans le récepteur sont tout autres, à grande distance, que ceux qui ont été prononcés dans le téléphone émetteur. On peut décomposer le son même de la voix en un certain nombre d'oscillations simples de fréquences différentes; le caractère du son est déterminé par le rapport dans lequel les amplitudes de ces oscillations simples sont les unes vis-à-vis des autres. Si l'amortissement dépend de la fréquence, le rapport de ces amplitudes et par conséquent le caractère du son doivent varier par suite de la propagation de l'onde.

b. Si l'on suppose maintenant que l'on ait placé les fils dans un milieu dont la perméabilité soit mille fois plus grande que celle de l'air, il s'ensuit que le coefficient de self-induction et par suite le rapport $\frac{\pi n p}{\omega}$ sont mille fois plus grands, c'est-à-dire que ce rapport est aussi grand que si la fréquence moyenne n'était plus 1000, mais 10⁶. On obtient donc maintenant les relations du cas limite I (374), mais avec une différence très importante. En effet, si le cas limite I était préconisé à cause de la haute fréquence, il ne serait pas plus favorable que le cas limite II; l'absorption γ est encore plus grande que dans le cas limite II (376 *b*) et dépend encore de la fréquence. Tandis que si l'on réalise ce cas limite I avec une fréquence restant la même, mais en augmentant le coefficient de self-induction, la résistance du fil reste la même (sensiblement égale à ω), et l'absorption, pour laquelle on a maintenant

$$\alpha = \frac{\nu}{2p} \frac{1}{\omega_0} \quad [376, \text{égalité (2)}],$$

devient beaucoup plus petite, et dans ce cas presque indépendante de la fréquence.

On avait, dans l'exemple de 376 *b* (deux fils de 1^{mm} de diamètre à une distance de 10^{cm}), pour une fréquence de 1000/sec et avant l'accroissement du coefficient de self-induction,

$$\alpha = 20,5 \cdot 10^{-8}/\text{cm}.$$

Lorsque le coefficient de self-induction a été porté artificiellement à une valeur mille fois plus grande, on a

$$\alpha = 4,0 \cdot 10^{-10}/\text{cm}.$$

L'amplitude serait maintenant diminuée de la moitié de sa valeur initiale à une distance de 17300^{km}, tandis que précédemment ceci se produisait à une distance de 34^{km} (voir 376 *b*, nota).

c. On ne peut songer à une réalisation pratique sous la forme donnée dans *b*. Il n'y a pas lieu d'employer un isolant de haute perméabilité magnétique et des fils de fer d'une forme quelconque, car les courants induits dans le fer consommeraient tellement d'énergie, que l'absorption serait augmentée au lieu d'être diminuée (*). Mais on conçoit que l'on puisse augmenter l'inductance du conducteur, en montant de distance en distance des bobines à noyau de fer dans le conducteur.

Il y a seulement à craindre que les bobines ne réfléchissent les ondes et soient ainsi plus nuisibles qu'utiles (387). A. Pupin, d'après des considérations théoriques et des mesures expérimentales de la Société Siemens et Halske, a montré que l'on pouvait pratiquement tirer profit de la haute inductance des bobines, sans que la réflexion produise de troubles sensibles. Il est nécessaire d'intercaler de quatre à dix bobines (selon la fréquence) par longueur d'onde. Pour une fréquence de 1000/sec, il est suffisant d'intercaler une bobine tous les 10^{km}.

Les expériences pratiques ont montré qu'un conducteur libre, équipé avec de ces bobines de self-induction, donnait la même netteté à une distance quatre fois plus grande qu'un conducteur semblable sans bobines. Aussi la téléphonie par câble a donné de tels résultats, grâce à ce moyen, qu'une liaison téléphonique a pu être établie entre Londres et Berlin.

378. Relations entre les amplitudes. — On considère le cas limite I (374), oscillations rapides.

a. D'une manière générale, l'amplitude \mathcal{V}_0 de l'onde de tension et l'amplitude i_0 de l'onde de courant sont liées par l'égalité (1) de 374 :

$$(1) \quad \mathcal{V}_0 = \frac{1}{\omega \epsilon} i_0 = \frac{1}{\omega c} i_0,$$

(*) On ne pourrait employer que de la limaille de fer. Le fer lamellaire est ici sans action, car, d'après 371 *b*, les lignes d'induction électrique et magnétique courent dans les mêmes plans.

ou, comme d'après 374, égalité (3), $\omega = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 c}}$,

$$(2) \quad \frac{\mathcal{U}_0}{i_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\rho_0}{c}}.$$

b. Pour l'intensité du champ électrique ou magnétique, E ou M , dans le voisinage immédiat du fil, on a les relations suivantes :

La charge e de 1cm du fil est, d'après 16, égale au nombre de lignes d'induction qui sortent de la surface de 1cm du fil. Comme la surface de 1cm est $2\pi r$, r étant le rayon du fil, on a

$$e = 2\pi r \mathfrak{E} = 2\pi r \epsilon E$$

ou

$$(3) \quad \begin{cases} E_0 = \frac{c_0}{2\pi r \epsilon} \\ = \frac{i_0}{2\pi r \epsilon \omega} \end{cases} \quad [373, \text{égalité (8)}].$$

D'un autre côté, on obtient pour l'intensité du champ magnétique à la surface du fil

$$(4) \quad \begin{cases} M_0 = \frac{\partial \mathcal{U}_0}{2\pi r} & (4c) \\ = \frac{i_0}{\nu} \frac{1}{2\pi r} & (32). \end{cases}$$

Les égalités (3) et (4) réunies donnent

$$\frac{E_0}{M_0} = \frac{\nu}{\epsilon \omega},$$

ou d'après 374, égalité (4),

$$\frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}},$$

μ étant la perméabilité et ϵ la constante diélectrique du milieu dans lequel se trouvent les fils.

c. Donc, si une onde électromagnétique de très haute fréquence se propage le long de fils, les amplitudes de l'onde de courant et de l'onde de tension sont liées par une relation indépendante de la fréquence [égalité (1)]. Il en est de même pour les amplitudes des ondes électrique et magnétique se propageant aux alentours des fils. Le rapport de leurs amplitudes n'est pas seulement indépendant de la fréquence, mais aussi de la matière et des dimensions des fils; il dépend seulement des constantes du milieu dans lequel les fils sont placés.

379. Le flux d'énergie. — On considère à nouveau des oscillations rapides (cas limite I, 374) qui se propagent le long de deux fils parallèles.

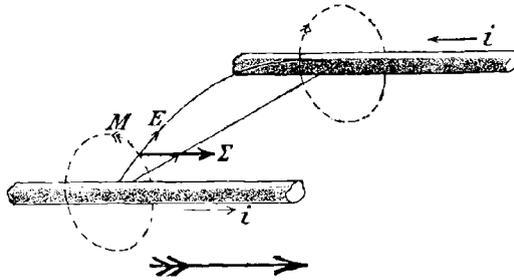
a. En ce qui concerne les champs électrique et magnétique hors des fils, on a établi jusqu'à présent que :

1° Les lignes d'inductions électrique et magnétique sont dans des plans perpendiculaires aux fils (371 *b*);

2° Les lignes d'inductions électrique et magnétique se coupent normalement dans tout le champ hors des fils (371 *b*);

3° Les intensités des champs électrique et magnétique sont de même phase, si elles sont comptées positivement dans la direction des

Fig. 58o.



flèches des figures 578 ou 58o, et si la direction de propagation de l'onde est celle de la flèche empennée de la figure 58o (372 *b*).

De ces propositions et de 224 il résulte pour tout l'espace hors des fils que :

1° Le flux d'énergie est parallèle aux fils;

2° Il a la direction dans laquelle les ondes électrique et magnétique se propagent;

3° La grandeur du flux d'énergie Σ en un point quelconque de l'espace est

$$\Sigma = vEM,$$

E et M étant les intensités des champs électrique et magnétique au même point.

Tout ceci est également applicable si l'onde se propage le long d'un fil simple, mais seulement au voisinage immédiat du fil (voir *fig.* 575). A une certaine distance du fil, on ne peut plus rien dire sur la direction et la grandeur du flux d'énergie.

b. Les relations générales de 224 sont applicables pour le fil lui-même (226 et 232), que le conducteur se compose d'un fil, ou de deux fils parallèles : l'énergie vient de l'extérieur, perpendiculairement à la surface des fils, et est consommée au moins en partie dans le fil. En réalité, l'énergie n'arrive que dans une couche superficielle extrêmement mince. Tout l'intérieur du fil prend une part d'autant moins grande à l'oscillation que la fréquence est plus grande.

380. Le rôle des fils et du milieu ambiant. — *a.* Si l'on considère de nouveau des oscillations rapides (cas limite I, 374) qui se propagent le long de deux fils parallèles ou le long d'un fil simple, de ce qui précède il résulte, pour le rôle que joue le milieu dans lequel se trouvent les fils, que :

- 1° La vitesse de propagation dépend seulement du milieu (374);
- 2° Le rapport entre les amplitudes des ondes électrique et magnétique dépend seulement du milieu (378);
- 3° L'énergie se propage dans le milieu ambiant (379).

La seule influence des fils est de déterminer par leur cours la direction dans laquelle les ondes se propagent : qu'on prenne un ou deux fils, et dans ce dernier cas, quelque grand que soit leur écartement, le trajet des lignes d'intensité dans une section et par suite la forme du champ ne dépendent que d'eux.

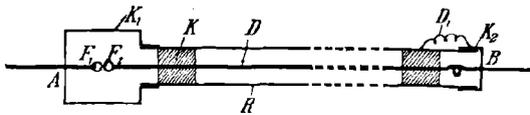
Il n'est donc pas exact de dire que *l'onde se propage dans les fils*. L'onde se propage vraisemblablement là où l'énergie elle-même se propage, c'est-à-dire à l'extérieur du fil. La faible quantité d'énergie qui réside dans la couche superficielle du fil provient de l'extérieur. Une onde électromagnétique le long des fils se propage en réalité dans l'espace extérieur aux fils; la seule partie de l'espace qui ne subisse pas l'influence de l'onde est précisément l'intérieur du fil. Les fils servent seulement à conduire l'onde et ils permettent de la diriger là où on le veut.

b. Une expérience de Hertz montre clairement ces phénomènes. Elle repose sur l'hypothèse suivante. Un fil, le long duquel une onde se propage, est entouré entièrement d'un cylindre métallique creux. L'épaisseur de la paroi est suffisamment grande pour qu'il n'y ait aucun courant à l'intérieur, lorsqu'il est employé comme conducteur pour des oscillations de même fréquence (*voir* 235 *b*), c'est-à-dire, d'après 232, que pour la fréquence employée le flux d'énergie ne pénètre pas jusqu'à l'intérieur du cylindre. Aucune onde électromagnétique ne doit donc plus pouvoir se propager le long du fil, puisque aucune énergie ne peut parvenir de l'espace extérieur jusqu'au fil.

On peut faire cette expérience de la manière suivante, indiquée par

Hertz (*) (²⁶¹). Au milieu d'un tube de métal R (**) (fig. 581), un fil D bien isolé est tenu par des bouchons; une boule de métal F_2 est fixée à l'une des extrémités du fil, et à l'autre extrémité est soudée une calotte de métal K_2 pouvant fermer le tube. La calotte K_2 et le tube R sont reliés par un fil conducteur flexible D_1 , de manière que K_2 puisse être détaché du tube sans que la liaison conductrice entre K_2 et R cesse d'exister. Le fil D, au voisinage de la calotte K_2 , est enroulé en

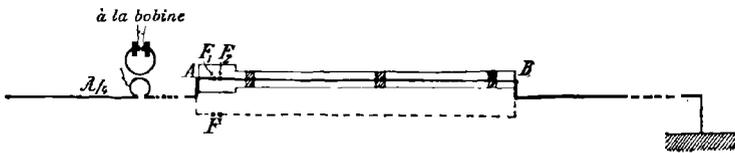
Fig. 581.



une petite spire, de manière qu'en éloignant la calotte K_2 le fil et en particulier F_2 ne soient pas déplacés. A l'extrémité du tube R, opposée à K_2 , on peut placer un bouchon de métal K_1 , dans l'axe duquel est monté un fil court avec une boule de métal F_1 . En déplaçant le bouchon K_1 , on peut régler la distance des boules F_1 et F_2 ; pour les observer, dans la partie cylindrique du bouchon de métal se trouve une étroite coupure parallèle à l'axe.

On se sert maintenant du dispositif de la figure 570 (369). Dans le conducteur qui va de l'oscillateur à la terre, on monte d'abord un éclateur, dont les boules sont à la même distance que les boules F_1 et F_2 de la figure 581. On obtient de vives étincelles, par suite des tensions que produisent les ondes en se propageant. On monte

Fig. 582.



maintenant le tube de la figure 581, avec les bouchons métalliques fermés K_1 et K_2 , dans le dispositif de la figure 582 (mais sans la partie

(*) L'expérience de Hertz ne diffère de celle décrite dans la suite qu'en ce que Hertz n'a pas employé les oscillations d'un circuit à condensateur, mais des oscillations plus rapides.

(**) Dans les expériences de l'auteur de cet Ouvrage, le tube avait 3^m de longueur et la fréquence était de $3 \cdot 10^7$ /sec.

pointillée où se trouve la lettre F). On n'obtient plus maintenant aucune étincelle entre F_1 et F_2 , même si par le déplacement du bouchon métallique K_1 les boules sont placées presque en contact.

D'après les conclusions précédentes, on devait s'attendre à ce résultat. Il n'arrive plus de l'extérieur aucune énergie au conducteur AF_1F_2B (*); aucune onde électromagnétique ne peut plus donc se propager le long du conducteur.

c. Il existe une objection à la force de démonstration de cette expérience. On pourrait donner à l'expérience l'interprétation suivante. L'onde venant du circuit à condensateur se partage près de A. Une partie traverse le tube, l'autre partie le fil. Mais cette dernière partie est relativement faible, l'inductance du fil étant beaucoup plus grande que celle du tube. Il ne se produit donc qu'une très faible tension entre F_1 et F_2 .

On peut prouver clairement que cette interprétation est inexacte. On dispose parallèlement au tube, en A et B, un conducteur ayant exactement les mêmes dimensions que celles du conducteur qui se trouve dans le tube. Il contient un micromètre à étincelles F, de même écartement de boules que F_1F_2 (*fig.* 582, en pointillé). On obtient dans ce cas de fortes étincelles, et, si l'interprétation donnée était exacte, on aurait dû aussi obtenir des étincelles à l'intérieur du tube.

d. Comme criterium de l'exactitude de l'interprétation donnée dans b, on peut faire l'expérience suivante. Si l'enveloppe conductrice du fil, le cylindre métallique, est ouverte de manière que l'énergie puisse de nouveau venir de l'extérieur jusqu'au fil, on devra de nouveau obtenir des étincelles entre F_1 et F_2 . En réalité, il suffit d'écartier du tube le bouchon métallique K_2 près de B. Si ce bouchon métallique est écarté de 1^{cm} du tube, des étincelles se (**) produisent en F_1 et F_2 (pour une distance convenable des deux boules).

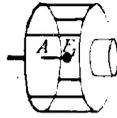
e. On suppose que la partie cylindrique du bouchon métallique K_1 soit découpée en bandes parallèles à l'axe du fil. Le courant et le champ électrique dans cette partie étant parallèles à l'axe du fil, rien d'essentiel ne sera changé par cette opération. Si maintenant on remplace les bandes simples par des fils très voisins les uns des autres, le phénomène doit rester qualitativement identique. C'est en effet ce qui se produit. Les expériences décrites dans a et d sont tout

(*) L'énergie qui arrive à l'intérieur par la fente d'observation de la calotte est en réalité très faible (voir e).

(**) Hertz a démontré par des expériences très soignées que dans ce cas l'onde à l'intérieur avait bien réellement la direction BA.

aussi bien réalisées, si le bouchon métallique K_1 est constitué par une rangée de fils tendus à égale distance, au lieu d'être formé d'une

Fig. 583.

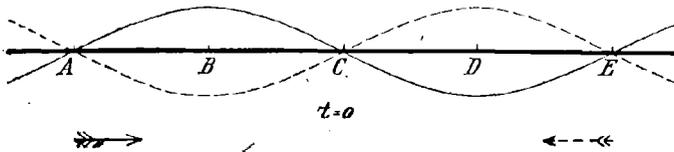


partie cylindrique (dans la figure 583 on a représenté six fils). L'écartement des fils n'a pas besoin d'être particulièrement faible, 1^{cm} environ suffit.

II. — ONDES STATIONNAIRES.

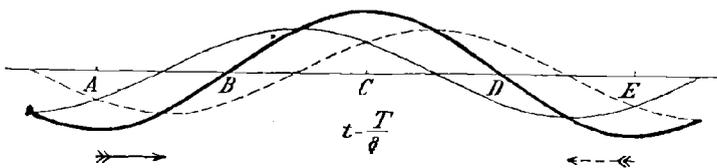
381. Formation d'ondes stationnaires par des ondes qui se propagent. — *a.* Soient deux ondes, de même longueur d'onde, de même amplitude, mais de directions opposées, se propageant le long d'un fil (ou encore le long de deux fils parallèles). L'une, ayant la direction de

Fig. 584.



la flèche pleine, est représentée en trait plein dans les figures 584 à 588 ; l'autre est en pointillé dans ces mêmes figures et a la direction de la flèche pointillée. L'oscillation résultante de ces deux ondes est représentée

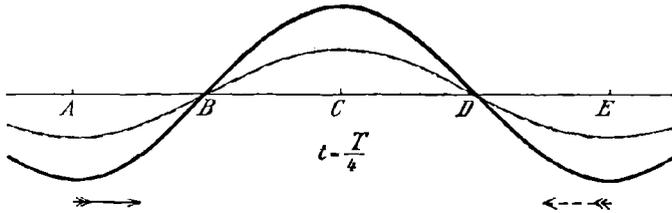
Fig. 585.



sentée en trait fort dans les figures 584 à 587, pour les différents instants d'une demi-période. Dans la demi-période suivante, tous les signes seraient simplement renversés.

Cette oscillation n'est plus une onde qui se propage, mais une oscillation analogue à celles étudiées dans le Chapitre XII, par exemple à 279 *b*. La phase est partout la même : au moment où en un point quelconque l'oscillation est nulle, elle est également nulle en tous les points (*fig.* 584 et 588); au moment où l'oscillation atteint en un

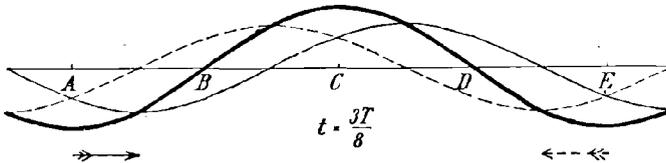
Fig. 586.



point sa valeur maxima, il en est de même en tous les autres points (*fig.* 586).

L'amplitude de l'oscillation est différente aux différents points, et la courbe qui représente la répartition de l'amplitude le long du fil est une sinusoïde. L'amplitude présente des nœuds et des ventres à des intervalles réguliers et à des endroits fixes. Par opposition avec

Fig. 587.



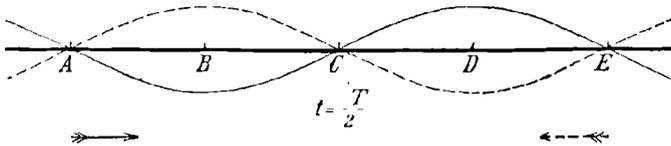
les ondes qui se propagent, on appelle ces ondes des *ondes stationnaires*.

b. Les relations entre l'onde stationnaire et les deux ondes, qui en se propageant lui donnent naissance, se déduisent immédiatement des figures 584 à 588. Un examen de ces figures montre que ce qui était précédemment considéré (289) comme la longueur d'onde d'une onde stationnaire est égal à la longueur d'onde des deux ondes qui se propagent. Les oscillations qui sont produites aux points A, C, E par les deux ondes qui se propagent (360 *f*) ont même phase. Les ventres de l'onde stationnaire se trouvent donc en ces points. Les nœuds de l'onde stationnaire se trouvent en des points tels, que les oscillations,

qui y sont produites par les deux ondes qui se propagent, diffèrent de 180° dans la phase (B, D, *fig.* 584 à 588).

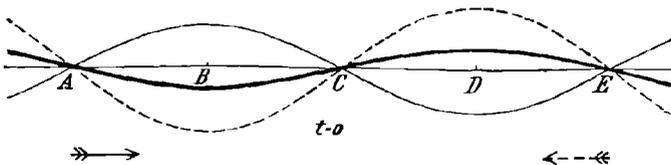
L'inverse de cette relation est important dans la suite. On imagine

Fig. 588.



une onde qui se propage, et l'on combine avec elle une deuxième onde qui se propage dans la direction opposée, de manière qu'un ventre de l'onde stationnaire se trouve en un point déterminé P. D'après ce qui a été dit, on doit choisir la deuxième onde, de manière qu'au point P une oscillation de même phase que celle de la première onde

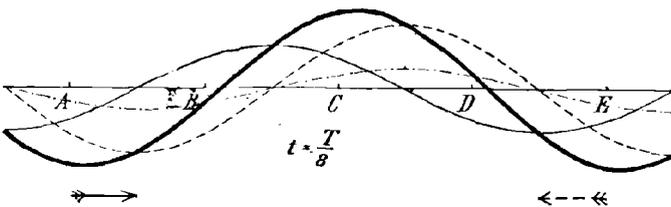
Fig. 589.



soit produite. Si un nœud de l'onde stationnaire doit se trouver au point P, on doit placer la deuxième onde, de manière que l'oscillation qu'elle crée en P présente une différence de phase de 180° par rapport à l'oscillation de la première onde.

c. Si les deux ondes qui se propagent dans des directions opposées

Fig. 590.



n'ont pas même amplitude (*fig.* 589 et 590), elles forment encore une onde stationnaire. La figure 589 correspond à la figure 584, et la figure 590 à la figure 585, c'est-à-dire $\frac{1}{8}$ de période plus tard. Ici

encore, les positions pour lesquelles l'amplitude est maxima (ventres A, C, E) alternent avec celles pour lesquelles l'amplitude est minima (nœuds B, D). Elles alternent à des distances régulières, et la distance entre un nœud et un ventre consécutif est de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde. Mais l'amplitude aux nœuds n'est pas nulle (*fig.* 589); les nœuds sont dits *non saillants*.

382. **Réflexion des ondes à l'extrémité des fils.** — *a.* Un élément de courant, dont la courbe de courant est représentée dans la figure 591, se propage le long d'un fil ou le long de deux fils paral-

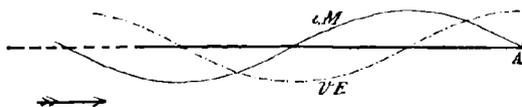
Fig. 591.



lèles de longueur finie. Si cet élément de courant arrive au voisinage de l'extrémité A, comme le courant ne peut pas aller plus loin, les parties voisines de l'extrémité A doivent acquérir une certaine charge et par suite une certaine tension. Il n'existe plus aucune charge et par suite aucune tension dans la partie du conducteur qui est assez éloignée de l'extrémité, et où l'élément de courant est déjà passé. Par conséquent, il existe une différence de tension entre la partie du fil voisine de l'extrémité et une partie quelconque plus éloignée. Cette différence de tension doit avoir pour conséquence un courant, dans la direction opposée à la précédente. On dit fréquemment, dans ce cas, que l'élément de courant s'est réfléchi à l'extrémité du fil.

b. Il en est de même si, à la place d'un élément de courant, une onde de courant sinusoidale se propage le long du fil; elle produira

Fig. 592.



également une onde de courant, qui se propagera dans une direction opposée : elle sera réfléchiée. Il n'est pas évident *a priori* que cette onde réfléchiée ait même forme que l'onde directe, et que l'onde arrivant dans le voisinage de l'extrémité du fil conserve sa forme. Ces deux propositions sont sensiblement vraies. Il n'y a aucune incertitude

sur l'amplitude et la phase des ondes réfléchies. Le courant doit être constamment nul à l'extrémité A du fil ou des fils. L'onde stationnaire, qui d'après 381 est la résultante de l'onde directe et de l'onde réfléchie, a un nœud à l'extrémité du fil et occupe par conséquent la position de la courbe en trait plein de la figure 592. Ceci n'est possible, d'après 381 b, que si l'onde réfléchie a une amplitude égale à celle de l'onde directe et qu'à l'extrémité A elle diffère de 180° dans la phase. C'est pourquoi l'on dit communément : l'onde de courant est réfléchie à l'extrémité libre du fil avec un changement de phase de 180° .

Ce qui est applicable à l'onde de courant est aussi nécessairement applicable à l'onde magnétique à l'extérieur du fil ou des fils.

c. L'onde de la charge électrique, et par suite de la tension ψ et du champ électrique E à l'extérieur des fils, est de même phase que l'onde de courant pour l'onde directe d'après 372 b (*); pour les ondes réfléchies, par contre, la différence est de 180° (372 c). Les deux ondes de courant présentant à l'extrémité A une différence de phase de 180° , l'onde directe et l'onde réfléchie de la charge électrique doivent y avoir même phase : l'onde de charge et l'onde de tension seront réfléchies à l'extrémité du fil sans changement de phase. L'onde stationnaire présente donc (381 b) à l'extrémité du fil un ventre de la charge électrique, et par suite de la tension ψ et de l'intensité du champ électrique E à l'extérieur du fil (courbe en traits et points de la figure 592). Mais ceci est aussi applicable au fil entier : Un ventre de tension correspond à un nœud de courant, ou : A l'extérieur du fil, un ventre de l'intensité du champ électrique correspond à un nœud de l'intensité du champ magnétique, et inversement (**).

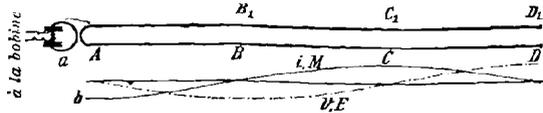
383. Détermination expérimentale des ondes stationnaires le long des fils. — a. On a déjà décrit, dans 348, des expériences dans lesquelles des ondes stationnaires existaient le long d'un fil simple. Avec ces dispositifs, d'après 369, les ondes émanant du circuit à condensateur doivent se propager le long du fil, être réfléchies à l'extrémité du fil et former avec l'onde directe une onde stationnaire, qui est ensuite constamment renforcée par les oscillations suivantes du circuit à condensateur. Lorsque, dans 348, les expériences sont conduites de manière à faire agir sur le fil un oscillateur d'une forme d'oscillation

(*) Direction de propagation : flèche empennée de la figure 591; direction positive du courant : flèche simple de cette même figure. L'intensité des champs électrique et magnétique est comptée positivement dans la direction des flèches des figures 575 ou 578.

(**) Ceci a été étudié d'une autre manière dans 283.

déterminée et une oscillation ayant même phase en tous les points, tout ce qui précède se vérifie à partir du moment où les ondes stationnaires se sont formées. Si les ondes qui se propagent, qui précèdent l'onde stationnaire, ne sont pas mises en évidence, c'est que leur

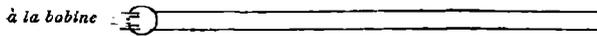
Fig. 593.



amplitude est beaucoup plus faible que celle des oscillations stationnaires renforcées par résonance.

Ceci éclaire la remarque faite dans 348 *d* au sujet des oscillations supérieures d'ordre assez élevé de l'oscillateur linéaire; si l'on a sur le fil un certain nombre de longueurs de l'onde stationnaire, les nœuds ne sont pas saillants. La raison en est que, dans la réalité (376 *c*), les ondes le long d'un fil simple sont relativement très fortement absorbées. Si donc les amplitudes des ondes directe et réfléchie sont égales à l'extrémité du fil, ainsi qu'elles doivent l'être

Fig. 594.



d'après 382 *b*, elles ne peuvent l'être en même temps en tous les autres points. Pour des amplitudes différentes des deux ondes, les nœuds ne doivent pas être saillants (381 *c*).

b. Il doit donc être préférable (376) d'employer deux fils parallèles (*) pour les ondes stationnaires, et de remplacer le dispositif des figures 523 ou 527 par celui des figures 593 ou 594 (**).

Le meilleur procédé est le suivant. On veut produire par exemple des ondes stationnaires de 20^m de longueur d'onde (λ). On prend un conducteur $BA = B_1A = 5^m = \frac{\lambda}{4}$; on monte un éclateur entre B et B₁, et l'on règle à l'aide d'un pont mobile la fréquence du circuit à con-

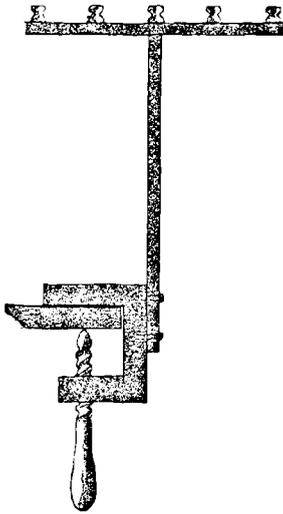
(*) Dans ses premières expériences sur les ondes stationnaires le long des fils, Hertz ne s'est servi que d'un fil simple. L'emploi de deux fils parallèles a été proposé par E. Lecher (²⁶²). On appelle ce dispositif *système Lecher*. Des expériences analogues sont dues à O. Lodge (²⁶³).

(**) En couplage lâche!

densateur, de façon à obtenir une distance d'éclatement maxima à l'éclateur. Le circuit à condensateur et l'oscillateur linéaire formé par le conducteur BAB_1 sont donc en résonance; le circuit à condensateur produit des oscillations de la longueur d'onde demandée. On ajoute maintenant les conducteurs BD et B_1D_1 (*).

Les longueurs des conducteurs DA et D_1A doivent être un multiple impair de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, ou de BA ou B_1A . Des ondes stationnaires doivent aussi prendre naissance, si la longueur de ces conducteurs est un multiple pair de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, le conducteur se

Fig. 595.



terminant en C et C_1 . Mais le conducteur CAC_1 forme alors un oscillateur linéaire, dont les nœuds de courant se trouvent en C , A et C_1 . Le circuit à condensateur est donc placé à un nœud de courant, c'est-à-dire dans une position mauvaise, au lieu d'être placé à un ventre de courant (349) †. Il n'est par conséquent pas en position de provoquer de fortes oscillations dans le conducteur.

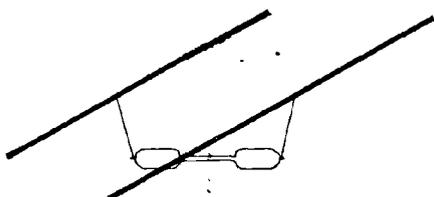
(*) Dans ces expériences et dans les autres relatives aux ondes électriques le long des fils, on emploie des bras en bois portant des roulettes en porcelaine et qui peuvent être vissés sur des supports en bois, des tables ou des montants de fenêtres (fig. 595); sur ces montants, on tend parallèlement l'un à l'autre des fils libres dans l'air.

† Une autre explication est la suivante. Si les conducteurs DA et D_1A sont des multiples impairs de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, les ondes réfléchies en D ou D_1

Mais, si le conducteur DA ou D_1A est un multiple impair de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, le point A est alors un ventre de courant de l'oscillateur linéaire (voir *fig.* 593 *b*), et l'on obtient ainsi des ondes stationnaires d'une très grande intensité, qui conviennent tout particulièrement à la démonstration.

c. Pour le mettre en évidence, on peut employer des tubes de Geissler, exactement de la même manière que dans le dispositif de la figure 523. Les tubes peuvent encore être placés transversalement

Fig. 596.



sur les deux fils ou, si cela apporte des perturbations aux oscillations, on peut les suspendre par des cordes au-dessous des deux fils (*fig.* 596).

On peut employer, à la place des tubes de Geissler, un pont métallique dans lequel est intercalé un éclateur réglable. Si l'on place le pont transversalement sur les fils, et si on le déplace le long de ceux-ci, on obtient à l'éclateur une distance d'éclatement maxima aux ventres de l'intensité du champ électrique à l'extérieur du fil, tandis qu'aux nœuds on n'obtient aucune étincelle sensible.

On peut, comme dans l'expérience de 350, rapprocher les deux fils à une distance telle que de grandes décharges en aigrettes partent entre eux (dispositif de W.-D. Coolidge) ⁽²⁶⁴⁾. Les fils brillent dans l'obscurité, et tout particulièrement aux ventres de l'intensité du champ électrique à l'extérieur des fils. Si les fils sont placés suffisamment près l'un de l'autre, on arrive à ce qu'une bande brillante se forme entre eux aux ventres de l'intensité du champ électrique.

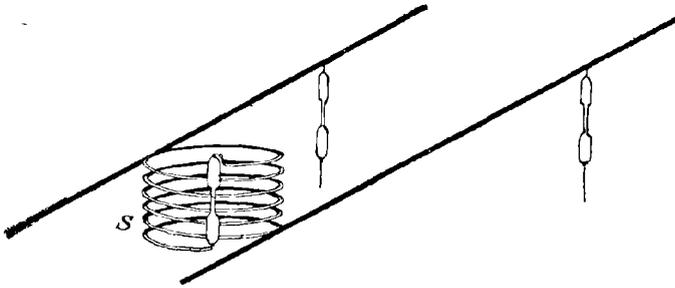
d. On peut démontrer d'une manière simple, par les dispositifs des figures 592 et 593, la proposition de 382 c que : A l'extérieur du fil les nœuds de l'intensité du champ magnétique correspondent aux ventres

renforcent les ondes directes qui se propagent sur le fil AD_1 ou AD , car elles sont de même phase. Si $AD = AD_1 =$ un multiple pair de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, il y a une différence de phase de 180° entre l'onde directe et l'onde réfléchie; elles se détruisent donc en grande partie.

de l'intensité du champ électrique, et inversement. Dans ce but, les tubes de Geissler sont d'abord suspendus aux fils, comme dans la figure 523, afin de mettre en évidence les ventres et les nœuds de l'intensité du champ électrique.

Ensuite on construit une bobine plate (fig. 597) (ou un petit circuit à condensateur), qui soit très bien accordée avec les oscillations; on monte un tube de Geissler entre les extrémités de la bobine. Cette bobine sera placée entre les deux fils. Le champ magnétique alternatif existant induit une FEM dans la bobine, qui produit dans celle-ci des oscillations; le tube de Geissler brille et son éclat est maximum aux ventres de l'intensité du champ magnétique. Si la bobine avec

Fig. 597.



le tube de Geissler est déplacée le long des fils, le tube brille tout particulièrement aux points où les tubes de Geissler suspendus aux fils sont obscurs, c'est-à-dire aux points où il y a un nœud de l'intensité du champ électrique. Le tube de la bobine est obscur, là où les tubes de Geissler suspendus aux fils sont le plus brillants.

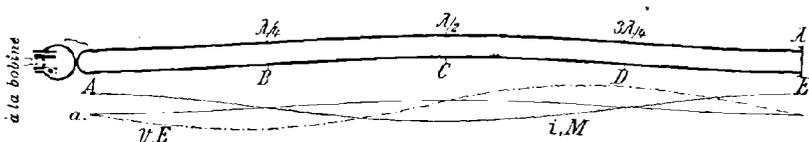
e. L'avantage des dispositifs décrits, et de l'emploi de circuits à condensateur avec des bouteilles de Leyde, est la grande intensité des oscillations. Les phénomènes seront par suite très visibles. L'inconvénient est dans la grande longueur des conducteurs. Si l'on veut employer des ondes plus courtes, on a recours au dispositif de Blondlot (369 d). Des tubes de Geissler (*), placés transversalement sur les fils, mettent très bien en évidence les ondes stationnaires. Les décharges en aigrette peuvent aussi, dans le cas d'ondes très courtes, être employées pour mettre en évidence les ondes stationnaires; on

(*) On recommande particulièrement (²¹⁶) dans ce but des tubes contenant de l'air, dans lesquels on a produit du sodium par électrolyse. (On en trouve chez le verrier Kramer, à Fribourg.)

place alors les deux fils dans des tubes de verre voisins l'un de l'autre et dans lesquels on a fait le vide (*) à un degré convenable (dispositif d'Arons) (**). On peut aussi employer le dispositif de Coolidge (c).

384. Réflexion sur un pont. — *a.* On considère le dispositif de la figure 598, mais le pont conducteur en E étant enlevé. Comme la longueur du conducteur AE est un multiple pair de $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde, aucune onde stationnaire n'est mise en évidence (383 *b*). Mais dès qu'un fil conducteur, un pont, relie en E les deux fils, des ondes sta-

Fig. 598.



tionnaires particulièrement nettes apparaissent, et les tubes de Geissler montrent des ventres de champ électrique en B et en D. La forme des ondes stationnaires doit donc être celle de la figure 598 *a.*

La raison pour laquelle les ondes stationnaires se forment maintenant est tout à fait analogue à celle donnée dans 382. L'extrémité libre d'un fil est caractérisée, pour les ondes électriques, par ce fait que le courant doit y être constamment nul. Mais si les deux conducteurs sont reliés par un fil court, comme précédemment en E, la tension entre les deux conducteurs, au point considéré, doit être très faible si elle n'est pas nulle. Ce qui était applicable au courant à l'extrémité du fil doit être sensiblement applicable à la tension au pont. L'onde doit donc être réfléchi au pont, de telle manière qu'il existe en ce point un nœud de tension et par suite un ventre de courant.

b. Cette réflexion éclaire aussi l'observation suivante. Dans l'expérience de la figure 593, il n'existe pas entre les points C et C₁ de tension appréciable. L'onde stationnaire ne doit donc pas être troublée, si l'on fait un pont à cet endroit à l'aide d'un fil. En réalité, on trouve qu'il existe encore derrière le pont (**) des ondes stationnaires ayant

(*) On trouve de ces tubes dans les maisons de commerce d'appareils de Physique.

(**) C'est-à-dire dans la partie du conducteur qui est située au delà de CC₁, dans la direction DD₁.

exactement la même forme que précédemment (*), mais leur amplitude est beaucoup plus faible; et ce, parce que la plus grande partie des ondes qui se propagent a été réfléchiée par le pont.

385. Mesure de la vitesse de propagation ou du nombre d'oscillations par les ondes stationnaires. — *a.* On avait obtenu précédemment, d'une manière très indirecte (374), le résultat que la vitesse de propagation des ondes le long de deux fils parallèles, pour des fréquences suffisamment grandes, était égale à la vitesse de la lumière (cas limite I, 374). Une détermination expérimentale directe de la vitesse de propagation est maintenant possible, à l'aide des ondes stationnaires, de la manière suivante. On emploie le dispositif des figures 593, 594 ou 598 (**), et l'on mesure :

1° La fréquence n , en photographiant les images de l'étincelle dans un miroir tournant (210 *c*);

2° La longueur d'onde λ de l'onde stationnaire, en déterminant à peu près la distance entre les ventres de tension avec des tubes de Geissler, ou plus exactement par la méthode bolométrique.

On en déduit la vitesse de propagation par la relation

$$(1) \quad \omega = \frac{n\lambda}{2} \quad (360 \text{ } b),$$

produit des grandeurs déterminées expérimentalement.

La mesure directe de la vitesse de propagation a été effectuée, par le principe de cette méthode, par J. Trowbridge et W. Duane⁽¹⁰⁵⁾. Ils ont trouvé, comme vitesse de propagation, en moyenne $3,003.10^{10}$ cm/sec, avec une fréquence de 10^7 /sec environ, alors que les meilleures mesures pour la vitesse de la lumière ont donné en moyenne $2,999.10^{10}$ cm/sec⁽²⁵⁶⁾.

b. Si la vitesse de propagation est connue, inversement la mesure de la longueur d'onde des ondes stationnaires donne immédiatement la fréquence de l'oscillation. Pour faire de telles mesures, le dispositif de la figure 598 (réflexion sur un pont) est préférable à celui des figures 593 ou 594 (réflexion à l'extrémité libre d'un fil). Dans ce dernier cas, et même avec des fils doubles, l'onde perd de l'énergie par rayonnement à l'extrémité libre, ce qui entraîne des ondes stationnaires non saillantes.

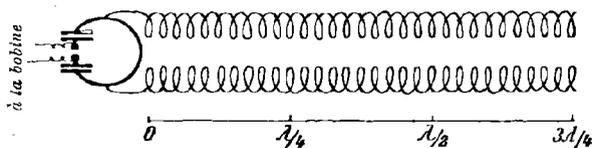
(*) Dans cette expérience il est bon d'allonger encore le conducteur AD ou AD₁ d'une longueur d'onde.

(**) Dans ce but on déplace le pont jusqu'à ce qu'on obtienne des ondes stationnaires nettes.

La méthode donnée pour la détermination de la fréquence est particulièrement importante pour les circuits à condensateur dont les fréquences sont de l'ordre de 10^8 /sec et au-dessus. La fréquence donnée dans 213 pour le petit circuit à condensateur a été déterminée de cette manière (*).

386. Ondes stationnaires le long des bobines (³⁶⁶). — *a.* Un dispositif pour produire des ondes stationnaires le long des bobines (**) a été décrit dans 350. Pour comprendre les expériences qui ont été faites, ce qui a été dit dans 383 *a* est naturellement valable de la même manière. Les dispositifs de 350 correspondent au cas de fils rectilignes, lorsqu'on emploie un fil simple pour les ondes stationnaires (*fig.* 523). Les bobines perdant très peu d'énergie par rayonnement (339 *b*), le défaut que présentait ce dispositif avec des fils rectilignes (383 *a*) disparaît complètement. D'une manière analogue au système Lecher (deux fils parallèles), on obtient des ondes stationnaires très

Fig. 599.



intenses avec des bobines par le dispositif de la figure 599. Ce dispositif a été surtout employé par F. Braun dans ses leçons.

b. Avec le dispositif des figures 511 ou 534, la proposition, que les nœuds de l'intensité du champ électrique à l'extérieur des fils correspondent aux ventres de l'intensité magnétique (382 *c*), est très remarquablement vérifiée pour des bobines de la forme de celle de la figure 529. Dans ce but, on dispose des tubes de Geissler extérieurement aux bobines; ces tubes montrent les nœuds et les ventres de l'intensité du champ électrique (*fig.* 529). Pour démontrer l'existence des nœuds et des ventres de l'intensité du champ magnétique à l'intérieur de la bobine, on opère comme dans 383 *d*. On monte un tube de Geissler entre les extrémités d'une petite bobine plate, accordée le mieux possible sur l'oscillation; cette petite bobine avec

(*) On peut déterminer le décrement des circuits à condensateurs à très haute fréquence à l'aide des ondes stationnaires (¹⁹²).

(**) Voir 369 *d* pour l'avantage des bobines sur les fils rectilignes.

le tube est attachée à des ficelles et elle est placée dans l'intérieur de la grosse bobine.

Le tube relié à la petite bobine a son éclat maximum aux points où les tubes placés à l'extérieur de la grosse bobine restent obscurs, et inversement.

c. On peut aussi démontrer, à l'aide des bobines (*), que la vitesse de propagation et par suite la longueur d'onde pour une fréquence donnée sont d'autant plus petites que le coefficient de self-induction et

Fig. 600.

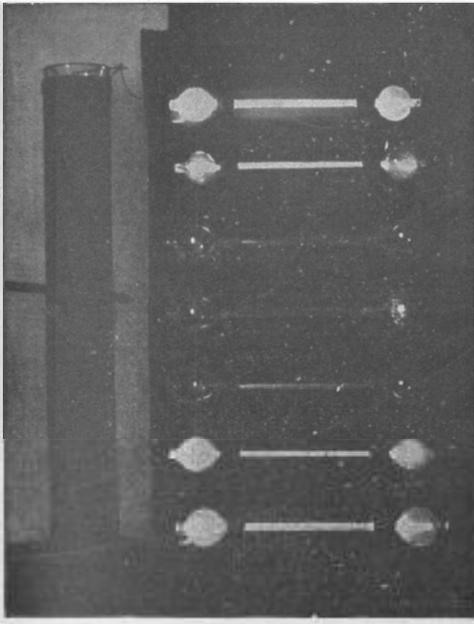


Fig. 601.



la capacité par unité de longueur sont plus grands (voir pour les fils rectilignes 374 a). On fait agir, par induction en couplage lâche, un circuit à condensateur sur une bobine enroulée sur un cylindre de verre (*) (fig. 534), et l'on règle la fréquence du circuit à condensateur de manière qu'il soit en résonance avec l'oscillation fondamentale de la bobine. Celle-ci sera fortement excitée, c'est-à-dire

(*) La bobine est composée d'un fil isolé de $0^{\text{mm}},4$ de diamètre. Diamètre des spires, $5^{\text{cm}},2$; hauteur de la bobine, $36^{\text{cm}},5$.

qu'une onde stationnaire prendra naissance, et que la bobine contiendra $\frac{1}{2}$ onde. L'aspect des tubes de Geissler placés près de la bobine est donné par la figure 602; la courbe de tension correspondante est tracée en pointillé figure 603.

On place maintenant, à l'intérieur de la bobine, un tube de verre contenant de la poudre de graphite dans de la paraffine fondue. Comme cet amalgame présente une constante diélectrique considérablement plus grande que celle de l'air, la capacité par unité de longueur sera

Fig. 602.

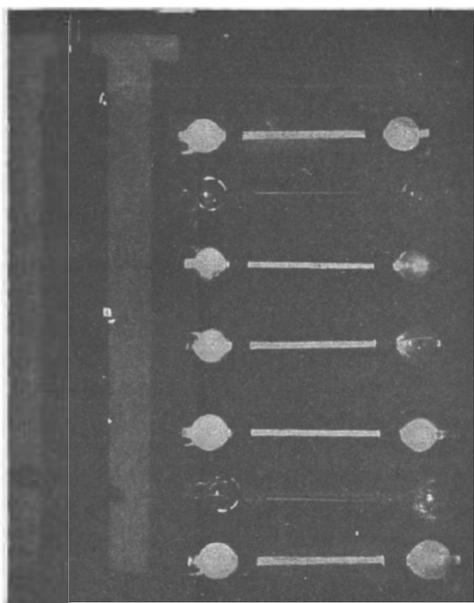


Fig. 603.



par suite augmentée. Par un choix convenable du rayon du tube de graphite (*), les tubes de Geissler de la bobine présentent l'aspect de la figure 602; la courbe de tension correspondante est donnée par la figure 603. Les ondes stationnaires ont une longueur d'onde beaucoup plus courte. Comme la fréquence est restée la même, la vitesse de propagation a dû devenir plus petite.

Si le tube de graphite est remplacé par un tube contenant un mé-

(*) Le rayon intérieur du tube était de 3^m,8. On avait fondu ensemble du graphite et de la paraffine de manière à obtenir une bouillie régulière.

lange de paraffine et de limaille de fer, dont la constante diélectrique est à peu près la même que celle du graphite, on obtient, par un dispositif convenable, la figure 604 et la répartition de tension de la figure 605 (*). A l'augmentation de la capacité, par unité de longueur,

Fig. 604.

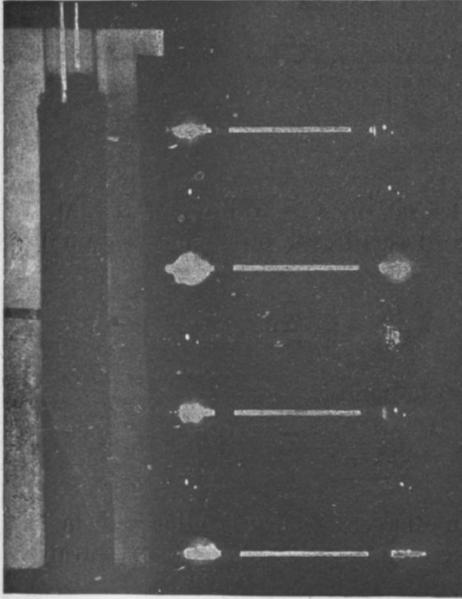


Fig. 605.



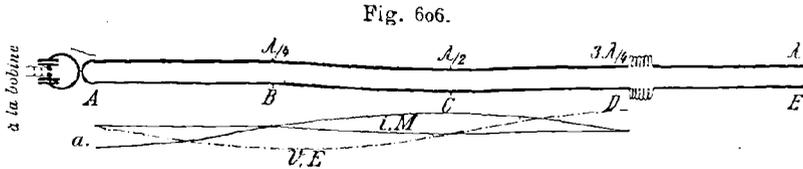
s'ajoute une augmentation du coefficient de self-induction, par unité de longueur, due à la perméabilité de la limaille de fer; la conséquence en est une diminution plus grande de la vitesse de propagation.

387. **Passage d'une onde d'un fil rectiligne à une bobine** — α . On considère le dispositif de la figure 606. Chacun des deux fils correspond à une longueur d'onde entière; il ne se forme donc pas d'onde stationnaire. Si maintenant en D, c'est-à-dire à une distance $\frac{3\lambda}{4}$ du circuit à condensateur, on monte une bobine à enroulements serrés,

(*) Ou bien il faut abaisser la fréquence du circuit à condensateur pour obtenir de nouveau l'image représentée par la figure 600.

de préférence à noyau de fer, il se forme sur la partie AD une onde stationnaire représentée par la figure 606 *a*. Elle présente un nœud de courant à la bobine et par suite un ventre de tension. L'onde est donc réfléchie par la bobine.

b. L'onde ne passe pas simplement du fil rectiligne à la bobine sans



changer son amplitude; les relations de 378 le démontrent. Tant que l'onde se propage sur le fil rectiligne, on a, pour les amplitudes du courant et de la tension,

$$(1) \quad \frac{i_{10}}{\varphi_{10}} = \sqrt{\frac{c_1}{p_1}},$$

quand l'onde se trouve sur la bobine

$$(2) \quad \frac{i_{20}}{\varphi_{20}} = \sqrt{\frac{c_2}{p_2}},$$

l'indice 1 s'appliquant au fil rectiligne et l'indice 2 à la bobine. Si l'onde passait sans changement du fil à la bobine, on aurait

$$(3) \quad \begin{cases} i_{10} = i_{20}, \\ \varphi_{10} = \varphi_{20}. \end{cases}$$

Cette condition et celles des égalités (1) et (2) se contredisent, tant que $\frac{c_1}{p_1}$ est différent de $\frac{c_2}{p_2}$.

Donc : lorsque deux conducteurs sont en contact, il est impossible que l'onde passe sans changement de l'un des conducteurs à l'autre, si le rapport du coefficient de self-induction à la capacité par unité de longueur est différent dans les deux conducteurs (*).

c. On ne peut pas conclure, de ce qui vient d'être dit, qu'une partie de l'onde soit réfléchie à chaque point de passage. Dans le cas actuel,

(*) Ceci se produit aussi par exemple quand, avec un conducteur rectiligne, on augmente en un point l'écartement des fils et qu'on augmente ainsi le coefficient de self-induction par unité de longueur tout en diminuant la capacité (268).

fil rectiligne et bobine à enroulement serré, cela est tout à fait probable d'après les expériences antérieures.

Dans une bobine à enroulement serré, d'après 291 *a*, la capacité par unité de longueur est beaucoup plus petite et le coefficient de self-induction beaucoup plus grand que pour des fils rectilignes; par suite $\sqrt{\frac{c_2}{p_2}}$ est beaucoup plus petit que $\sqrt{\frac{c_1}{p_1}}$, donc $\frac{i_{20}}{\varphi_{20}}$ est beaucoup plus petit que $\frac{i_{10}}{\varphi_{10}}$. Donc, le rapport de l'amplitude de courant à l'amplitude de tension est relativement très petit dans les bobines. Il doit en être de même au point de jonction du fil rectiligne à la bobine, c'est-à-dire à l'extrémité du fil rectiligne. Donc le rapport de l'amplitude du courant à l'amplitude de la tension doit être constamment très petit à l'extrémité des fils, en comparaison avec les autres points des fils. Le cas, où l'amplitude du courant à l'extrémité reste constamment nulle, est connu, d'après 382, lorsque l'extrémité des fils est libre. Il est très vraisemblable que le cas dans lequel l'amplitude du courant à l'extrémité est constamment très petite relativement à l'amplitude aux autres points n'est pas, qualitativement du moins, différent du cas précédent. On peut donc s'attendre à ce que, dans le passage d'une onde d'un fil rectiligne à une bobine à enroulement serré, une réflexion de l'onde se produise, de telle sorte qu'il y ait au point de passage un nœud de courant de l'onde stationnaire résultante et par suite un ventre de tension. C'est d'ailleurs ce qui a été effectivement observé dans *a*.

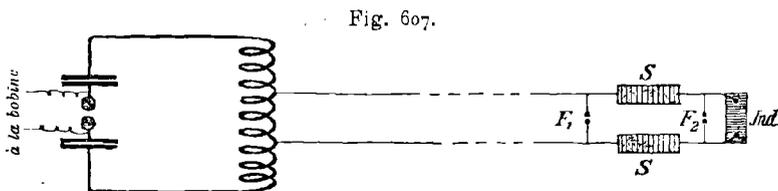
d. Emploi pratique. — La propriété des bobines, de réfléchir des ondes électriques, peut être utilisée pour protéger n'importe quel appareil contre les ondes électriques. Dans la figure 497, par exemple, un bolomètre était monté sur la bobine S dans laquelle existaient des oscillations rapides, deux conducteurs aboutissant à un galvanomètre étaient fixés sur le bolomètre. Des ondes se propagent donc en général le long de ces conducteurs. Il est à craindre (*), par suite de ces ondes, que de très hautes tensions ne prennent naissance entre les bobines du galvanomètre par suite de leur grande inductance, et que des étincelles ne partent entre les spires du galvanomètre et ne le détériorent.

Dans ce cas, et dans des cas analogues, il y a lieu d'intercaler dans

(*) Le danger n'est à vrai dire pas très grand. D'abord le couplage est partout très lâche et ensuite le montage du bolomètre est intentionnellement tel (43 c) qu'il est aussi désavantageux que possible pour la production de ces ondes.

les conducteurs des bobines à noyau de fer. Ces bobines réfléchissent la plus grande partie de l'onde, et le reste est en grande partie absorbé par elles.

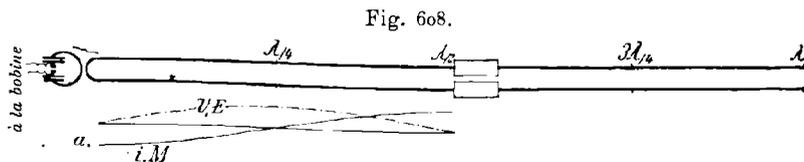
Pour démontrer cette action des bobines, on remplace le galvanomètre par la bobine secondaire d'une petite bobine d'induction (voir le côté droit de la figure 607), et l'on emploie le montage de la figure 607



Tant que les bobines S ne sont pas intercalées, on observe de grandes étincelles à l'éclateur F_2 ; mais, si les bobines sont en circuit, on observe en F_1 des étincelles de même longueur que précédemment, et en F_2 elles sont maintenant très petites, ou même on n'obtient plus aucune étincelle. Une expérience a donné, par exemple, en F_2 des étincelles d'une longueur de $6^{\text{mm}},6$ avant l'introduction des bobines; lorsque les bobines ont été montées, les étincelles en F_1 étaient encore d'environ $6^{\text{mm}},6$, mais en F_2 elles n'avaient plus qu'une longueur de $0^{\text{mm}},4$. Lorsque les bobines avaient des noyaux de fer, les étincelles disparaissaient complètement en F_2 .

Ces bobines protègent donc complètement un appareil quelconque contre l'action d'ondes très fortes.

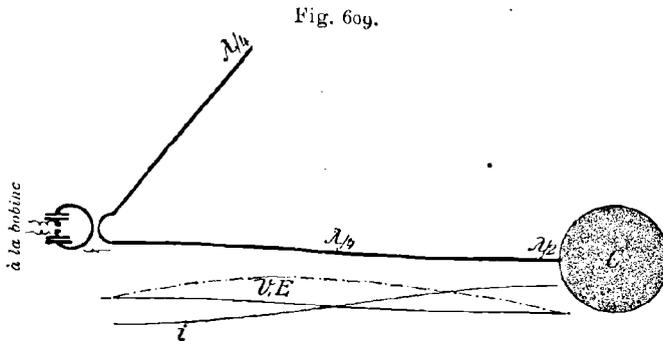
388. Passage d'une onde d'un fil à un corps conducteur de grande surface. — *a.* Le fil a une longueur égale à une longueur d'onde; il ne peut donc pas se produire d'onde stationnaire un tant soit peu



forte. A la distance $\frac{\lambda}{2}$ du circuit à condensateur, on monte les deux gros cylindres métalliques déjà employés dans les expériences de 280 (*fig.* 608). Il se produit maintenant des ondes stationnaires, de la forme donnée dans la figure 608 *a.*

D'après les Tables II *g* et VIII *d* à la fin du Tome II, la capacité par unité de longueur doit être beaucoup plus grande, le coefficient de self-induction beaucoup plus petit, par suite le rapport $\sqrt{\frac{c}{p}}$ beaucoup plus grand pour les deux cylindres épais que pour les fils minces. Ce rapport étant très différent, les ondes ne peuvent pas passer tout simplement des fils aux cylindres (387 *b*). On peut s'attendre à ce que les ondes soient partiellement réfléchies par les cylindres. Le rapport pour les cylindres étant plus grand que pour les fils, il est vraisemblable, d'après 387 *c* et 384, que, relativement à la réflexion sur les cylindres, les phénomènes pour l'onde de courant seront les mêmes que pour l'onde de tension avec les bobines; c'est-à-dire qu'il existe contre les cylindres un ventre de l'onde de courant.

b. On obtient des relations tout à fait analogues à celles résultant de l'expérience de la figure 608, en reliant un corps de grande surface



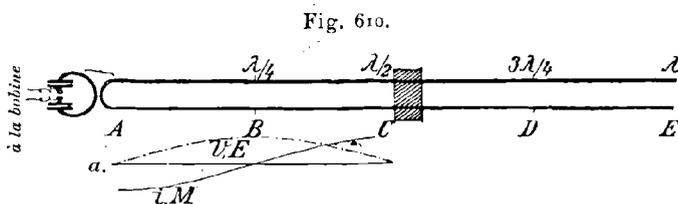
et par suite de grande capacité à l'extrémité d'un fil le long duquel se propage une onde électrique. Les variations de courant à l'extrémité du fil ne peuvent entraîner là que de très faibles variations de tension; donc à l'extrémité du fil le rapport de l'amplitude de tension à l'amplitude de courant sera beaucoup plus petit que dans le reste du fil. Il est donc vraisemblable que les ondes seront réfléchies par ce corps de grande surface, de telle sorte qu'il corresponde à un ventre de courant.

L'expérience le confirme. Dans le dispositif de la figure 609, on obtient des ondes stationnaires sur le fil en introduisant la capacité *C*. Ces ondes présentent un ventre de courant contre cette capacité, et par suite un nœud de tension (*).

(*) Les expériences décrites dans 280 et 281 se présentent ainsi sous un autre

c. Une telle réflexion des ondes doit aussi se produire, lorsqu'on met à la terre un conducteur le long duquel se propagent des ondes électromagnétiques; l'onde stationnaire présente un ventre de courant et un nœud de tension à proximité de la terre. Cette réflexion à la terre était la raison pour laquelle on devait prendre le conducteur à la terre aussi long que possible dans 369; il devait être assez long pour que les ondes, avant d'arriver à la terre, fussent déjà absorbées en grande partie. Cette absorption est, d'après 376 c, beaucoup plus rapide pour un fil simple que pour un fil double. L'usage d'un fil simple était donc préférable.

389. Passage d'un milieu à un autre. — *a*. Le conducteur a encore une longueur égale à une longueur d'onde; on n'observe donc pas d'onde stationnaire. Mais, si en C (fig. 610) le conducteur passe à



travers une cuve (*) contenant de l'eau, des ondes stationnaires prennent naissance entre A et C; ces ondes ont la forme donnée par la figure 610 a. Les relations de 378 b d'une part, celles de 387 et 388 d'autre part, rendent compte de cette réflexion au passage de l'air à l'eau. Dans l'air on a

$$\frac{E_{10}}{M_{10}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}},$$

dans l'eau

$$\frac{E_{20}}{M_{20}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}},$$

E_1 , M_1 et E_2 , M_2 étant les intensités des champs électrique et magnétique dans l'air et dans l'eau, et μ_0 , ϵ_0 , μ , ϵ les perméabilités et les

jour. Là aussi il existe en réalité des ondes stationnaires. On peut déduire de leur forme (voir fig. 434, 435 et 436, en particulier les lignes pointillées) la longueur d'onde et la fréquence.

(*) Caisse en bois bien graissée et calfatée.

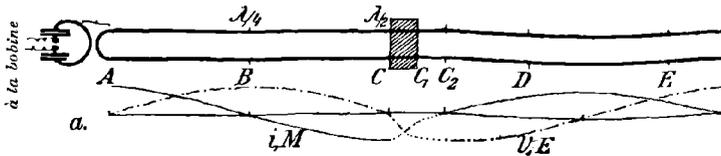
constantes diélectriques des deux milieux. D'après la Table I, on a $\epsilon =$ environ $81 \epsilon_0$, donc

$$\frac{E_{20}}{M_{20}} = \frac{1}{9} \frac{E_{10}}{M_{10}}.$$

L'intensité du champ électrique est donc, par rapport à l'intensité du champ magnétique, beaucoup plus faible dans l'eau que dans l'air. Les relations sont tout à fait analogues à celles de 388. On peut admettre qu'ici encore il se produit une réflexion de l'onde, de telle sorte qu'au point de passage de l'air à l'eau, ou du moins en son voisinage, il y ait un nœud de l'intensité du champ électrique et par suite de la tension, par conséquent un ventre de l'intensité du champ magnétique ou du courant. C'est ce qu'on observe en réalité.

b. On place maintenant un pont (*) en C, au point d'entrée dans la cuve, de manière à produire exactement en ce point un nœud de l'intensité du champ électrique (384). Il n'existe donc aucune onde stationnaire dans la partie CE. Si l'on prolonge la partie CE au delà de E d'une longueur de 1^m (**), il se produit dans ce cas (fig. 611) des ondes stationnaires de la forme représentée dans la figure 611 a. Il

Fig. 611.



est donc nécessaire que la partie CC_2 ait aussi une longueur égale à $\frac{1}{4}$ de longueur d'onde (***). C_1C_2 étant égal à 1^m ainsi que CC_1 , 1^m dans l'eau plus 1^m dans l'air doivent correspondre à 10^m dans l'air, c'est-à-dire doivent être parcourus dans le même temps. Il en résulte que la vitesse de propagation doit être 9 fois plus petite dans l'eau que dans l'air.

Il résulte des expériences de cette sorte, en se reportant à 374, égalité (4), que la constante diélectrique de l'eau est 81 fois plus grande

(*) Le conducteur situé avant ce pont (par rapport au circuit à condensateur) doit être en résonance avec l'oscillation.

(**) Avec une longueur $AB = BC = CD = DE = 10^m$, longueur de la cuve 1^m .

(***) On peut clairement montrer que sur l'élément CC_2 il n'existe pas plusieurs longueurs d'onde.

que celle de l'air. Ces expériences fournissent une méthode (*) de détermination de la constante diélectrique des fluides pour les hautes fréquences, et de la manière dont elle dépend de la fréquence, à condition que ces fluides possèdent une conductibilité suffisante.

(*) C'est en principe la méthode par laquelle E. Cohn et plus tard E. Cohn et P. Zeeman (269) sont arrivés à la détermination de la constante diélectrique de l'eau et des électrolytes.

CHAPITRE XVIII.

PRODUCTION D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS L'AIR.

390. **Généralités.** — *a.* Dans 276 et 288, on avait fait des hypothèses sur la direction des champs électrique et magnétique d'un oscillateur, avec cette restriction formelle que tout ce qui avait été dit n'était applicable que dans le voisinage tout à fait immédiat de l'oscillateur. Cette restriction était nécessaire. On montrera que, à une assez grande distance de l'oscillateur, les lignes d'intensité électrique et magnétique suivent des parcours tout différents de ceux prévus par les hypothèses précédentes.

Ces hypothèses reposaient sur la supposition que :

1° Le champ électrique était celui qui correspondrait à la charge momentanée de l'oscillateur, si celle-ci était durable.

2° Le champ magnétique était celui que produirait le courant momentané dans l'oscillateur, s'il restait invariable.

En réalité, le champ magnétique alternatif produit nécessairement un champ électrique; le champ électrique n'est donc pas seulement déterminé par la charge momentanée, mais aussi par le champ magnétique. D'un autre côté, le champ électrique alternatif produit à son tour un champ magnétique; la valeur du champ magnétique est donc non seulement déterminée par le courant dans l'oscillateur, mais aussi par le champ électrique alternatif.

b. Malgré cela, on pourrait concevoir que, dans les environs de l'oscillateur, le champ électrique soit seulement déterminé par la charge de l'oscillateur. L'action électrique du champ magnétique serait suffisamment faible pour être négligeable. De tels cas ont déjà été étudiés précédemment. Toutefois cela n'est plus possible.

On prend, par exemple, l'oscillateur de Heriz de la figure 423, un fil rectiligne avec deux sphères aux extrémités. Le champ électrique, qui dépend de la charge sur les sphères, doit être considéré, dans le plan équatorial (*) de l'oscillateur, comme inversement proportionnel à la

(*) C'est-à-dire dans le plan perpendiculaire au fil en son milieu.

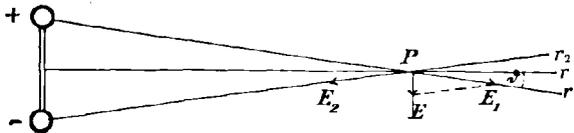
troisième (*) puissance de la distance r à l'oscillateur, c'est-à-dire proportionnel à $\frac{1}{r^3}$. L'amplitude du champ magnétique, qui est produit par le courant dans l'oscillateur lorsque ce courant est constant, doit, comme le montre la théorie (²⁷⁰), diminuer comme $\frac{1}{r^2}$. Il en sera de même pour le champ électrique qui est induit par ce champ magnétique, son amplitude étant, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique. Le champ électrique induit par ce champ magnétique décroît donc beaucoup plus lentement, avec la distance à l'oscillateur, que celui provenant de la charge dans l'oscillateur. Par suite, quel que soit le rapport des deux champs électriques dans le voisinage immédiat de l'oscillateur, lorsqu'on s'éloigne de l'oscillateur l'importance du champ électrique induit

(*) Au point P du plan équatorial, l'intensité du champ électrique E_1 , qui provient de la sphère possédant la charge $+e$, a la direction r_1 , et l'on a

$$E_1 = \frac{e}{4\pi\epsilon r_1^2} \quad (16 e),$$

ϵ étant la constante diélectrique du milieu dans lequel se trouve l'oscillateur.

Fig. 612.



Le champ en P, qui provient de la charge négative $-e$ qui se trouve sur l'autre sphère, a la direction r_2 et la même valeur

$$E_2 = \frac{e}{4\pi\epsilon r_2^2} = \frac{e}{4\pi\epsilon r_1^2}.$$

Les composantes de E_1 et E_2 dans la direction de r s'annulent, et il ne reste que la composante perpendiculaire sur r , qui a la valeur

$$= (E_1 + E_2) \sin \delta = \frac{2e}{4\pi\epsilon r_1^2} \frac{l}{r_1} = \frac{el}{4\pi\epsilon} \frac{1}{[\sqrt{r^2 + l^2}]^3},$$

l étant la longueur de l'oscillateur. A une grande distance de l'oscillateur, l est négligeable vis-à-vis de r^2 , et l'intensité du champ résultant est dans le plan équatorial

$$E = \frac{el}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r^3}.$$

s'accroît de plus en plus et l'emporte finalement sur le champ dû à la charge.

Le champ électrique à grande distance ne dépend donc presque plus de la charge de l'oscillateur. Les conclusions du Chapitre XII ne peuvent plus être applicables à une grande distance de l'oscillateur.

I. — LES ONDES DE L'OSCILLATEUR DE HERTZ.

391. **Le champ électrique de l'oscillateur non amorti.** — L'oscillateur de Hertz est le type de l'oscillateur à courant à peu près quasi stationnaire; la constitution de son champ électrique a été étudiée théoriquement par Hertz (271), dans l'hypothèse d'une oscillation non amortie. Les résultats sont réunis dans les figures suivantes.

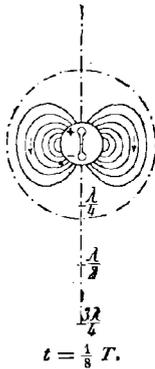
a. On s'occupera d'abord des phénomènes dans le voisinage de l'oscillateur. Les lignes d'induction à grande distance de l'oscillateur ne sont pas tracées dans les figures 613 et suivantes. On part du

Fig. 613.



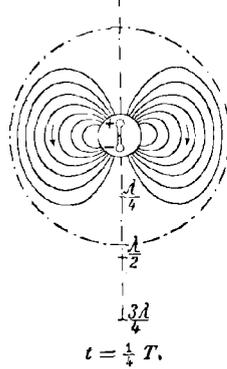
$t = 0$.

Fig. 614 (*).



$t = \frac{1}{8} T$.

Fig. 615.



$t = \frac{1}{4} T$.

moment où aucune charge n'existe dans l'oscillateur : il ne sort aucune ligne d'induction électrique et il n'existe pas de champ électrique appréciable dans le voisinage immédiat de l'oscillateur (272) (fig. 613). Pendant le $\frac{1}{8}$ de période suivant, l'oscillateur se charge, la sphère supérieure positivement et la sphère inférieure négativement. Des lignes d'induction sortent de la sphère supérieure et pénètrent

(*) Dans cette figure et les figures suivantes, le cercle en trait continu qui entoure l'oscillateur limite l'espace à l'intérieur duquel le trajet des lignes d'induction ne peut être déduit des calculs de Hertz.

dans la sphère inférieure. La figure 614 représente la situation après $\frac{1}{8}$ de période, la figure 615 après $\frac{1}{4}$ de période; le maximum de la charge est alors atteint.

Dans le quart de période suivant, la charge des sphères diminue; mais le champ électrique n'est plus le même que pendant le premier quart de période. Les lignes d'induction, qui se trouvent dans le voisinage immédiat de l'oscillateur, viennent bien des sphères sans changement d'état important (voir figure 616, qui représente la situation après $\frac{3}{8}$ de période); mais les autres lignes d'induction commencent à se resserrer fortement, et finalement se détachent tout à fait de l'oscillateur. Dans la figure 616, par exemple, une des lignes d'induction

Fig. 616.

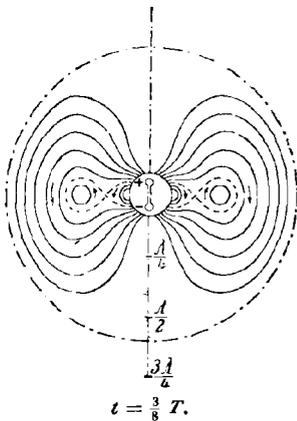
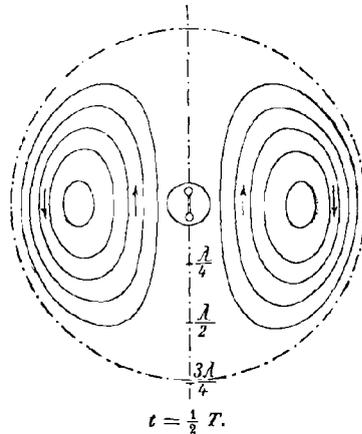


Fig. 617.



s'est déjà complètement détachée, une autre est sur le point d'en faire autant, et les autres s'y préparent. Ce phénomène s'accroît jusqu'à la fin du deuxième quart de la période (fig. 617). A ce moment toutes les lignes d'induction se sont détachées de l'oscillateur ou sont rentrées en lui.

b. Dans la demi-période suivante, les phénomènes se reproduisent dans le voisinage de l'oscillateur tout comme on l'a montré plus haut, avec cette simple différence que maintenant la sphère supérieure se charge négativement et la sphère inférieure positivement; par suite le signe des lignes d'induction, dans le voisinage immédiat de l'oscillateur, est exactement contraire à celui qu'elles avaient précédemment. Ces lignes d'induction sont représentées en pointillé dans les figures 618 à 621. Il n'en sera plus question dans la suite.

Ce qui est intéressant est de savoir ce que devient ces lignes

d'induction qui se sont détachées de l'oscillateur. Les figures 618, 619, 620 et 621, qui représentent la situation après $\frac{5}{8}$, $\frac{6}{8}$, $\frac{7}{8}$ et $\frac{8}{8}$ de la

Fig. 618.

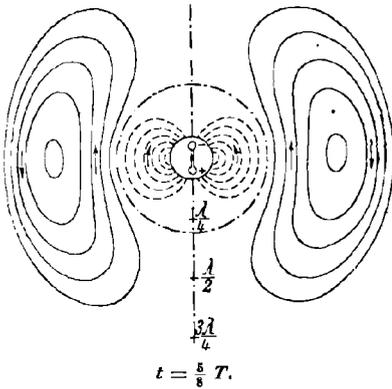
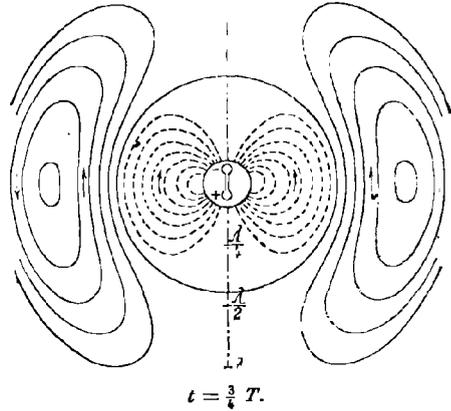


Fig. 619.



période totale, le montrent. Les lignes d'induction s'éloignent de plus en plus de l'oscillateur, et, la direction de l'axe de l'oscillateur étant

Fig. 620.

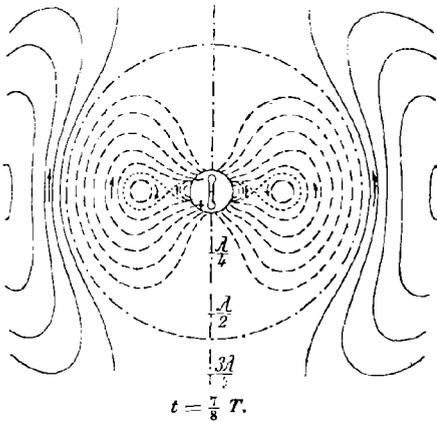
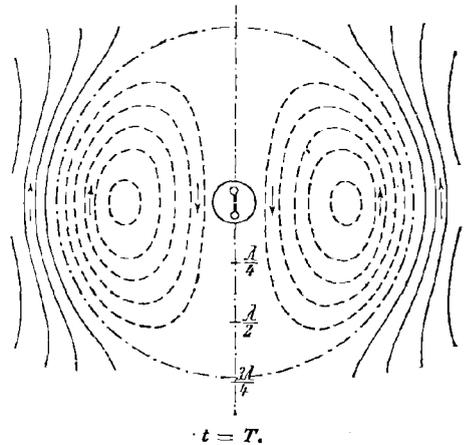


Fig. 621.



exceptée, elles prennent une forme qui se rapproche de plus en plus de deux demi-cercles.

c. Le phénomène qu'on vient de décrire se poursuit sans cesse. De nouvelles lignes d'induction émanent de l'oscillateur, s'en détachent

et cheminent dans l'espace, en s'écartant de l'oscillateur à peu près avec la vitesse de la lumière. En outre, les parties des lignes d'induction situées dans le voisinage du plan équatorial sont de plus en plus en forme d'arc de cercle.

Ce qui est applicable aux lignes d'induction d'un plan méridien passant par l'axe de l'oscillateur (*) est évidemment applicable pour toutes les autres. Chaque ensemble de ces lignes d'induction se rapproche de plus en plus de surfaces sphériques.

A une très grande distance de l'oscillateur, le rayon de ces sphères est très grand, et l'on peut considérer, sur une faible étendue, les lignes d'induction comme rectilignes et les sphères comme des plans.

d. Les intensités du champ électrique le long de chacune des lignes d'induction ont même phase, comme le montre un simple examen. Les surfaces des sphères sont donc aussi simultanément des surfaces de même phase pour l'intensité du champ électrique. Des surfaces de même phase sont dites *surfaces d'onde* (**). Les ondes dont les surfaces d'ondes sont sphériques sont dites *ondes sphériques*; celles dont les surfaces d'ondes sont des plans sont dites *ondes planes*. On peut donc formuler le résultat suivant : Les ondes émises par l'oscillateur, abstraction faite de la direction de l'axe de l'oscillateur, peuvent être considérées à grande distance de l'oscillateur comme des ondes sphériques, et un élément de celles-ci comme des ondes planes.

392. Le champ magnétique. — Le champ magnétique et par suite aussi les ondes magnétiques émises par l'oscillateur se déterminent d'une part par le courant de l'oscillateur, et d'autre part par le champ électrique alternatif. Les actions magnétiques des courants et des champs électriques alternatifs s'ajoutent simplement, d'après 35 *d*, de telle sorte qu'on peut décomposer le champ magnétique et les ondes magnétiques en deux parties (273) :

- 1° En une onde M_1 , provenant du courant dans l'oscillateur ;
- 2° En une onde M_2 , produite par le champ électrique alternatif.

Les lignes d'induction du premier champ M_1 , provenant d'un champ de courant cylindrique, sont, dans le voisinage de l'oscillateur, des cercles dont l'axe est l'axe de l'oscillateur. Il doit en être de même aux grandes distances par raison de symétrie. On obtient la direction des

(*) Par exemple le plan de figure des figures 613 et suivantes.

(**) La direction perpendiculaire à une surface d'onde est dite *direction de propagation* de l'onde au point considéré.

lignes d'induction du deuxième champ, d'après 35 *b*, en substituant des lignes de courant aux lignes d'induction du champ électrique alternatif. Celles-ci doivent, d'après 391 *c*, être réparties symétriquement autour de l'oscillateur. Par raison de symétrie, les lignes d'induction du champ magnétique doivent être des cercles ayant l'oscillateur comme axe.

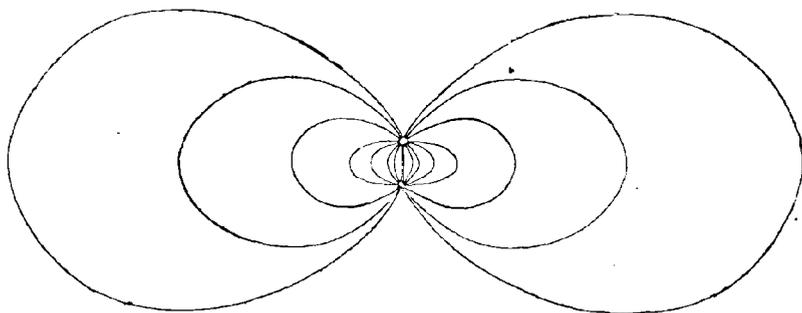
Il en résulte, d'accord avec la théorie (²⁷¹), que les lignes d'induction du champ magnétique total sont des cercles, dont l'axe est l'axe de l'oscillateur.

A une très grande distance de l'oscillateur, les rayons de ces cercles doivent être très grands. Ils peuvent donc être considérés, sur une assez faible étendue, comme des droites, et les ondes magnétiques comme des ondes planes.

393. Relations entre le champ électrique et le champ magnétique.

— *a*. Si le champ électrique était seulement déterminé par la charge des deux sphères de l'oscillateur, les relations du nota de 390 *b* en donneraient la configuration. Les lignes d'induction auraient la forme des courbes de la figure 622; le champ devrait avoir partout même

Fig. 622.



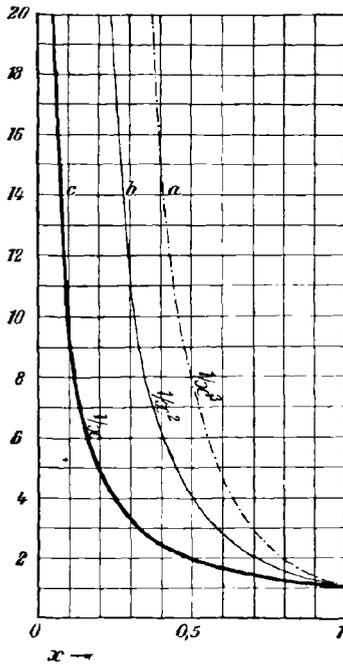
phase, aucune onde ne prendrait naissance, et l'amplitude dans le plan équatorial diminuerait comme $\frac{1}{r^3}$, c'est-à-dire comme le représentent les courbes *a* des figures 623 et 624. Mais, en réalité, comme le champ s'étend sous forme d'onde, il en résulte le détachement successif des lignes d'induction qui, dans le plan de l'équateur, est caractérisé principalement par une alternance du signe de l'intensité du champ électrique (voir figure 616). On peut se représenter de la

manière suivante ce détachement des lignes d'induction, d'accord avec les données de la théorie.

b. D'abord l'onde électrique émise par l'oscillateur se décompose en trois ondes (²⁷³) :

- 1° En une onde E_1 , qui provient de la charge de l'oscillateur;
- 2° En une onde E_2 , qui est induite par l'onde magnétique M_1 (392);
- 3° En une onde E_3 , qui est induite par l'onde magnétique M_2 (392).

Fig. 623.



Les relations entre les amplitudes de ces trois ondes dans le plan équatorial, à une distance r de l'oscillateur, résultent de 390 *b*, 392 et 394 *c* :

$$E_{10} \sim \frac{1}{r^3},$$

$$E_{20} \sim \frac{1}{r^2},$$

$$E_{30} \sim \frac{1}{r}.$$

La théorie montre que l'on peut poser

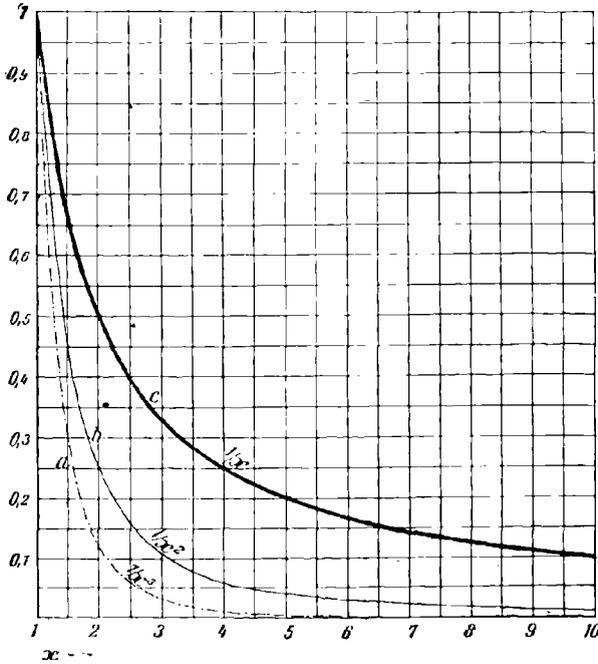
$$E_{10} = \frac{A}{\left(2\pi \frac{r}{\lambda}\right)^3} = \frac{A}{x^3},$$

$$E_{20} = \frac{A}{\left(2\pi \frac{r}{\lambda}\right)^2} = \frac{A}{x^2},$$

$$E_{30} = \frac{A}{\left(2\pi \frac{r}{\lambda}\right)} = \frac{A}{x},$$

A représentant une constante dépendant des dimensions et de l'ampli-

Fig. 624.



tude de tension de l'oscillateur, λ représentant la longueur d'onde de l'oscillation et x remplaçant $2\pi \frac{r}{\lambda}$.

Les courbes des figures 623 et 624 représentent les valeurs de $\frac{1}{x^3}$,

$\frac{1}{x^2}$, $\frac{1}{x}$ pour les différentes valeurs de x . De l'allure des courbes on peut conclure ce qui suit.

Pour les très petites valeurs de x , et par suite de r , les valeurs de $\frac{1}{x^3}$ l'emportent de beaucoup sur celles de $\frac{1}{x^2}$ et $\frac{1}{x}$ (fig. 623).

L'onde E_1 intervient presque seule dans le voisinage immédiat de l'oscillateur; le champ électrique y est donc déterminé surtout par la charge électrique des sphères. Les observations faites précédemment sur ce point (287 *b*) se confirment, et l'on voit pourquoi, dans les figures 613 et suivantes, le champ au voisinage immédiat de l'oscillateur semble être approximativement le même que pour une charge constante des deux sphères.

D'un autre côté, à une grande distance de l'oscillateur et, par suite, pour de grandes valeurs de x , les valeurs de $\frac{1}{x}$ sont très supérieures à celles de $\frac{1}{x^2}$ et $\frac{1}{x^3}$ (fig. 624). A une grande distance de l'oscillateur il n'existe plus pratiquement que les ondes E_3 et M_2 . Le champ électrique dérive alors du champ magnétique et inversement.

c. Il est intéressant d'examiner, relativement au détachement des lignes d'induction, l'intervalle compris entre $r = 0$ et $r = \frac{3\lambda}{4}$ (fig. 616), ou entre $x = 0$ et $x = \frac{3\pi}{2} = 4,5$ environ. C'est précisément la région dans laquelle les amplitudes des trois ondes ne sont pas très différentes les unes des autres.

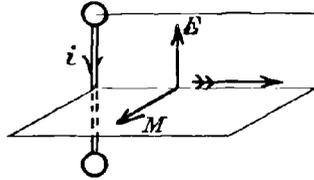
Pour comprendre exactement ce qui se passe dans cette région, il est nécessaire d'étudier les rapports de phase des trois ondes. Les signes positifs du courant i dans l'oscillateur, du champ électrique E et du champ magnétique M sont indiqués par les flèches de la figure 625.

On considère le moment où la charge de la sphère supérieure de l'oscillateur est maxima. Les lignes d'induction E_1 courent de haut en bas, donc dans une direction négative, et l'intensité du champ électrique au voisinage immédiat de l'oscillateur (point O, figure 626) est maxima. Le courant i dans l'oscillateur est nul, et cela au commencement de son accroissement dans la direction positive (*). Le champ magnétique alternatif, qui répond à l'onde M_1 , a même phase que i , d'après 36 *e*; par suite, l'onde électrique E_2 a aussi même phase,

(*) On doit se représenter les courbes de la figure 626 se mouvant, d'après 359 *c*, dans la direction de la flèche empennée.

d'après 455 a. E_3 et M_2 doivent aussi (*), d'après 455 a, avoir même phase, tandis que, d'après la théorie, il y a entre E_1 et E_3 une différence de phase de 180° . E_1 et E_3 agissent donc dans le plan équatorial

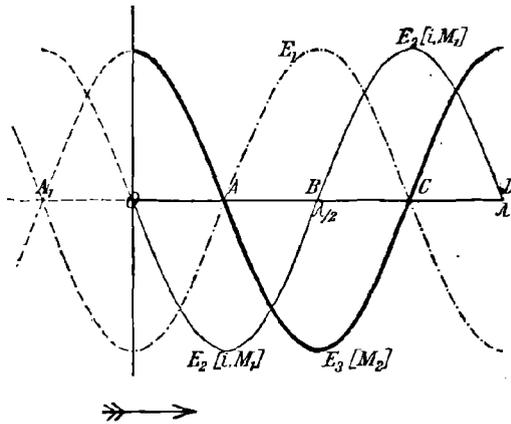
Fig. 625.



dans des sens exactement opposés; il suffit, par conséquent, de considérer leur différence.

Les courbes de la figure 626 qui donnent ces différences de phase sont tracées comme si les ondes se propageaient avec une amplitude constante. D'après b, ce n'est pas sensiblement le cas. Pour obtenir

Fig. 626.



les courbes exactes, et par suite les valeurs exactes de l'intensité du champ électrique dans le plan équatorial, on aurait encore à multiplier les ordonnées des courbes de la figure 626 par les nombres donnés

(*) Les relations données pourront être employées dans le voisinage immédiat du plan équatorial, dans tous les cas où les ondes sont considérées comme planes.

par les figures 623 et 624. En opérant ainsi, on obtient, pour l'intensité du champ électrique résultant dans le plan équatorial, des courbes représentant exactement les phénomènes, comme ils sont exposés dans le plan équatorial des figures 613 à 621.

d. Ces relations jettent également un éclaircissement sur les phénomènes à l'extérieur du plan équatorial. Les relations données ne sont valables que pour le plan équatorial; mais on peut admettre que ce qui est strictement valable pour l'intensité du champ électrique dans ce plan sera encore approximativement vrai, dans le voisinage du plan équatorial, pour la composante verticale de l'intensité du champ électrique.

Dans les figures 616 et 620 par exemple, les lignes d'induction électrique, à une distance d'environ $\frac{1}{2}$ de longueur d'onde de l'oscillateur, courent sensiblement horizontalement; tandis que, d'après la figure 622, elles devraient former un angle assez considérable avec le plan de l'équateur, si la forme du champ électrique était donnée par la charge des sphères, donc si le champ E_1 existait seul. La raison en est directement visible sur la figure 616. A la distance correspondante de l'oscillateur, l'intensité du champ électrique dans le plan équatorial est sensiblement nulle, car le champ E_1 est presque supprimé par les champs E_2 et E_3 . Il en sera de même pour la composante verticale de l'intensité du champ électrique, dans le voisinage du plan équatorial; c'est-à-dire que, là aussi, la composante verticale de E_1 sera très fortement affaiblie par l'action des champs E_2 et E_3 , et si considérablement que seule la composante horizontale subsistera. Les lignes d'induction doivent donc dans ce cas courir sensiblement horizontalement.

Le détachement des lignes d'induction s'explique donc par les actions combinées des différents champs.

D'une manière analogue, on trouve aussi des éclaircissements pour les autres différences entre les figures 616 ou 620 et 622, tant qu'on reste au voisinage du plan équatorial.

394. Flux d'énergie. — Deux cas sont à considérer pour le flux d'énergie :

- 1° Au voisinage immédiat de l'oscillateur;
- 2° A très grande distance de l'oscillateur.

On peut dire tout d'abord, en se basant sur les signes de la figure 625, que si E et M sont de même signe le flux d'énergie correspondant sortira de l'oscillateur; s'ils sont de signes contraires le flux pénétrera dans l'oscillateur (224 *b*).

a. D'après 393 *b*, dans le voisinage immédiat de l'oscillateur, le

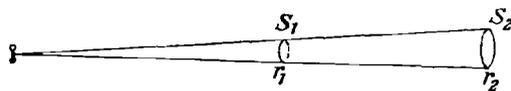
champ électrique est identique à E_1 et le champ magnétique à M_1 . Ils diffèrent, d'après la figure 626, de 90° dans la phase. Lorsque E_1 croît et que M_1 décroît, que ce soit dans une direction positive ou dans une direction négative, E_1 et M_1 ont même signe. L'énergie de l'oscillateur s'écoule dans l'espace. Au contraire, lorsque la charge des sphères et par suite E_1 décroît; et qu'en revanche l'intensité du champ magnétique croît, l'énergie afflue à l'oscillateur. Il se produit donc alternativement une expulsion et une réception d'énergie, comme on l'avait déjà montré dans le cas d'un circuit à condensateur.

b. A grande distance de l'oscillateur, le champ électrique est identique à E_3 , le champ magnétique à M_2 . Tous les deux ont, d'après 393 c, même phase, ils ont donc constamment même signe. A grande distance de l'oscillateur, il se produit continuellement une expulsion d'énergie, ou mieux un rayonnement (220 b) de l'oscillateur dans l'espace.

La direction du flux d'énergie est bien déterminée par 391 et 392. En dehors de la région située dans la direction de l'axe de l'oscillateur, les lignes d'intensité électrique sont des méridiens et les lignes d'intensité magnétique des parallèles de surfaces sphériques. Le rayonnement Σ devant être perpendiculaire aux deux lignes d'intensité (224 a), la direction du flux d'énergie coïncide avec les rayons des surfaces sphériques dont le centre est le milieu de l'oscillateur.

On peut par suite déterminer comment la grandeur du flux d'énergie décroît avec l'éloignement de l'oscillateur. Si l'on prend un cône d'ouverture χ , dont le sommet est au milieu de l'oscillateur, aucun flux d'énergie ne traverse la paroi de ce cône à une grande distance de l'oscillateur. Donc l'énergie qui traverse la surface S_1 (fig. 627) à

Fig. 627.



la distance r_1 doit aussi traverser la surface S_2 à la distance r_2 . Si l'on désigne par Σ_1 et Σ_2 l'amplitude du flux d'énergie à la distance r_1 et r_2 , l'amplitude du flux d'énergie à travers la surface S_1 est $\Sigma_1 S_1$ et à travers la surface S_2 il est $\Sigma_2 S_2$. Comme, d'après ce qui a été dit, ces deux quantités doivent être égales et que la géométrie donne $S_1 = \chi r_1^2$, $S_2 = \chi r_2^2$, on a

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}$$

ou

$$(1) \quad \Sigma_0 \sim \frac{I}{r^2},$$

c'est-à-dire que l'amplitude du flux d'énergie ou le rayonnement d'un oscillateur de Hertz, à une grande distance de celui-ci, est inversement proportionnelle au carré de la distance à l'oscillateur.

c. On peut déduire de cette relation la manière dont les intensités des champ électrique et magnétique décroissent à grande distance de l'oscillateur.

D'après 224 c, on a, dans le cas présent, pour l'amplitude du flux d'énergie Σ en un point où les intensités des champs électrique et magnétique sont E et M,

$$\Sigma_0 = \nu E_0 M_0;$$

mais les amplitudes de E et M sont proportionnelles, d'après 455 d, et le facteur de proportionnalité est indépendant de r. On a donc

$$\Sigma_0 \sim E_0^2,$$

donc, d'après l'égalité (1),

$$E_0^2 \sim \frac{I}{r^2}$$

ou

$$(2) \quad E_0 \sim \frac{I}{r}.$$

De même

$$(2) \quad M_0 \sim \frac{I}{r},$$

c'est-à-dire que l'amplitude de l'intensité du champ électrique ou magnétique, à grande distance de l'oscillateur, est inversement proportionnelle à cette distance.

Plus exactement, il résulte de la théorie de Hertz que, pour un point qui est situé à une très grande distance r de l'oscillateur et à la latitude (*) ϑ , les relations sont les suivantes (**):

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{I}{4\nu} \frac{l}{\lambda} \frac{i_0}{r} \cos \vartheta = \pi \frac{l}{\lambda} \frac{i_0}{r} \cos \vartheta \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S. dans l'air,}$$

$$M_0 = \frac{I}{4\nu} \frac{l}{\lambda} \frac{i_0}{r} \cos \vartheta = \pi \frac{l}{\lambda} \frac{i_0}{r} \cos \vartheta \text{ C.G.S. dans l'air.}$$

(*) Le rayon qui aboutit à ce point et qui part du milieu de l'oscillateur fait avec le plan équatorial l'angle ϑ .

(**) μ perméabilité, ε constante diélectrique du milieu environnant, l longueur, λ longueur d'onde de l'oscillateur.

La phase de l'intensité du champ électrique ou magnétique, en un point quelconque du plan équatorial, dépend de la distance du point considéré au milieu de l'oscillateur. L'intensité du champ a même phase en deux points, si leurs distances à l'oscillateur diffèrent d'un multiple entier de longueur d'onde; elle différera au contraire de 180° dans la phase, si la différence entre les deux distances comprend un multiple impair de demi-longueur d'onde.

d. Hertz s'est demandé quelle serait la grandeur de la puissance moyenne d'un tel oscillateur, si son amplitude était maintenue continuellement à la même valeur. Il a trouvé, pour l'oscillateur qu'il a employé (*), une puissance de 16 kilowatts, soit environ 22 chevaux.

De même que pour le circuit à condensateur (232 e), cette puissance extraordinairement grande ne signifie pas que la masse d'énergie employée par rayonnement soit très considérable, car cette puissance n'existe que pendant un temps extraordinairement court (†). Mais, si l'oscillateur devait émettre des oscillations non amorties, une remarque est importante; Hertz en a tenu compte dans son calcul: si l'on veut, malgré le rayonnement, conserver continuellement l'oscillation excitée à une intensité constante, l'énergie de l'oscillation primaire doit être portée au moins jusqu'à cette valeur élevée, c'est-à-dire au moins à la quotité de 16 kilowatts ou 22 chevaux.

395. Le champ de l'oscillateur de Hertz amorti. — a. Tout l'exposé qu'on a fait jusqu'à présent a le défaut de supposer des oscillations non amorties, hypothèse qui n'a pas encore été réalisée expérimentalement. L'excitation des oscillateurs de Hertz de grande fréquence est toujours obtenue à l'aide d'une bobine d'induction, d'un transformateur de Tesla ou d'une machine à influence. Au début seulement de l'énergie est fournie à l'oscillateur: il n'en est plus fourni plus tard pendant l'oscillation. Les oscillations sont donc relativement fortement amorties. Un simple examen permet de se rendre compte que les lignes d'induction ne peuvent plus courir, avec un fort amortissement, comme dans le cas d'oscillations non amorties.

K. Pearson et A. Lee (274) ont étudié, théoriquement, comment se transforme le trajet des lignes d'induction électrique, si les oscilla-

(*) Rayon des sphères = 15^{cm} , $l = 100^{\text{cm}}$, distance d'éclatement = 1^{cm} , $\lambda = 960^{\text{cm}}$.

(†) Avec un fusil moderne dans lequel, d'après les renseignements fournis par la fabrique d'armes Mauser, la longueur du canon est de 74^{cm} , le poids de la balle de $9^{\text{g}}, 1$ et la vitesse initiale de $860^{\text{m/sec}}$, la puissance moyenne des gaz de la poudre, au moment où le projectile arrive dans l'air, est d'environ 2700 chevaux-vapeur.

tions sont fortement amorties. Les résultats qu'ils ont obtenus sont

Fig. 628.

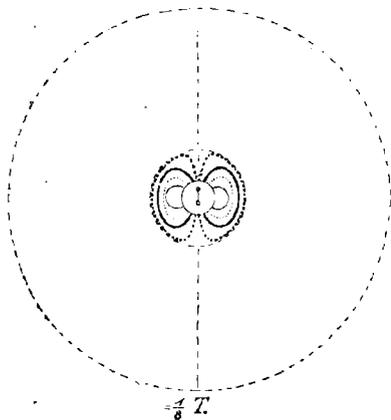
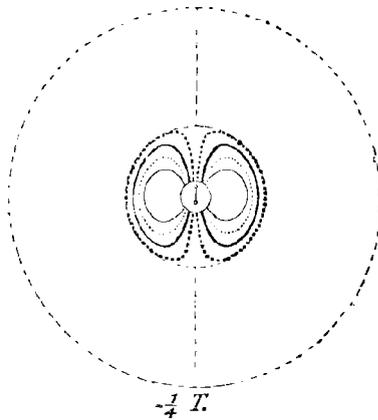


Fig. 629.



donnés dans des figures analogues à celles de Hertz. Une partie de leurs tracés sont reproduits dans les figures 628 à 643. Les figures 628

Fig. 630.

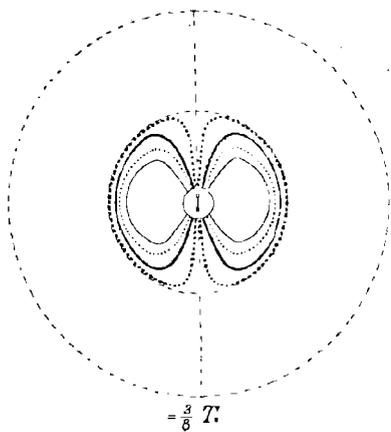
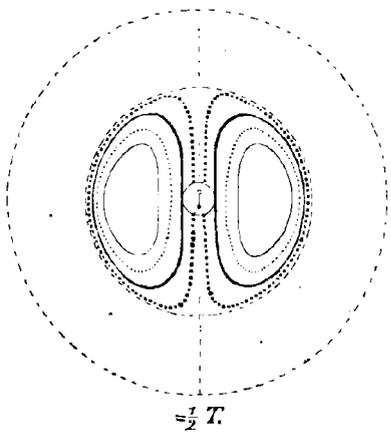


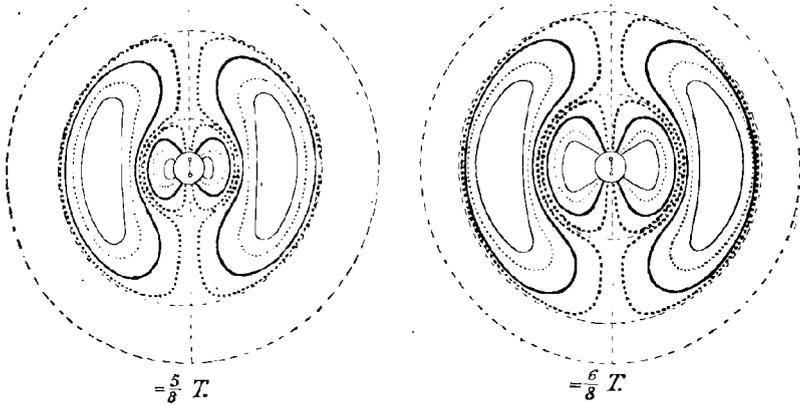
Fig. 631.



à 635 correspondent à la première période, et les figures 636 à 643 à la sixième période (*).

(*) Dans ces figures, la ligne en trait fin continu correspond à l'intensité de champ \mathfrak{E}_0 dans le plan équatorial (en mesure arbitraire), la ligne en pointillé

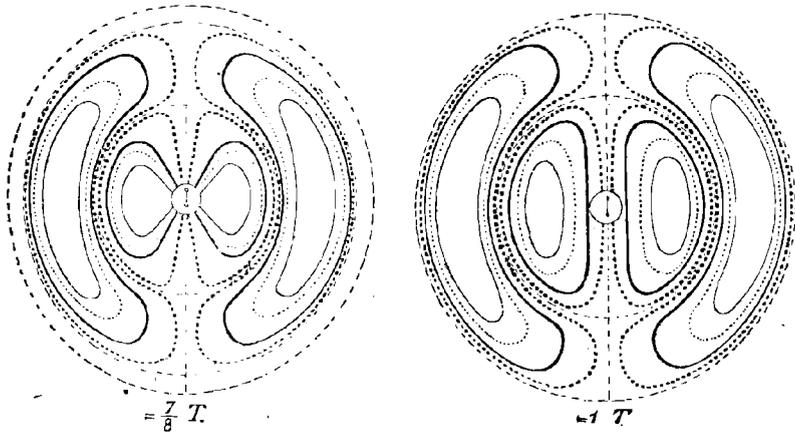
Une comparaison des figures de la première période et de celles de la sixième période montre immédiatement que, abstraction faite de



la diminution de l'amplitude, la forme des lignes d'induction varie peu à peu pendant l'oscillation.

Fig. 634.

Fig. 635.



Si l'on compare d'un autre côté ces figures à celles de Hertz pour

fin à l'intensité de champ 30, la ligne en trait fort continu à l'intensité de champ 10 et la ligne en pointillé fort à l'intensité de champ 1.

des oscillations non amorties, la différence saute aux yeux. Mais elle n'est pas de nature qualitative. Ceci provient de ce que Pearson et Lee

Fig. 636.

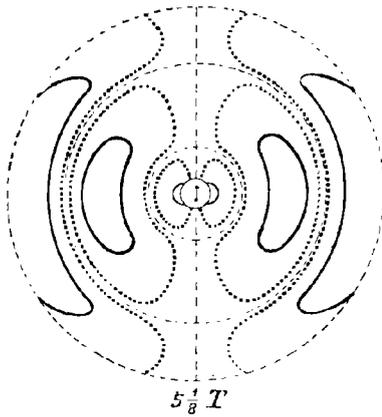
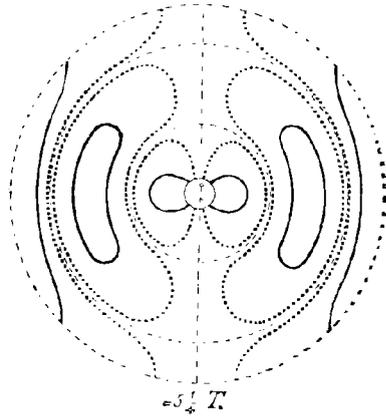


Fig. 637.



ont admis un décrement de 0,4, qui est trop fort pour les oscillateurs de Hertz employés habituellement. Les ondes, qu'on obtient en réalité avec un oscillateur de Hertz, sont plus voisines de celles d'un

Fig. 638.

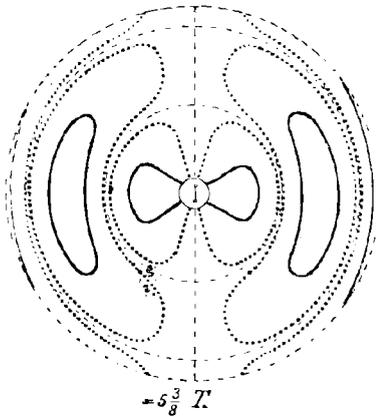
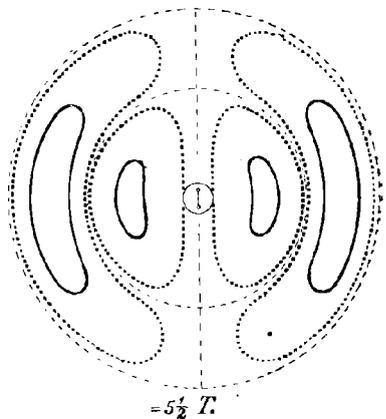


Fig. 639.



oscillateur non amorti que de celles calculées par Pearson et Lee. On en conclut que les relations précédentes, qui ont été établies pour des

oscillations non amorties et qui doivent être modifiées par l'amortissement, sont encore applicables, du moins qualitativement.

b. Le procédé de Pearson et Lee ne correspond pas parfaitement

Fig. 640.

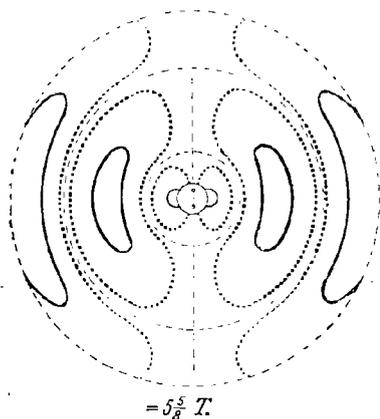
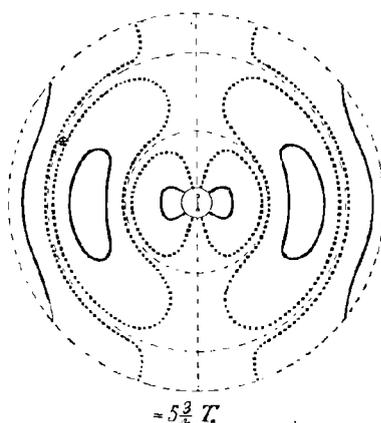


Fig. 641.



aux cas importants. Avec les oscillateurs employés dans la réalité il existe au début, avant que l'oscillation soit produite, un champ

Fig. 642.

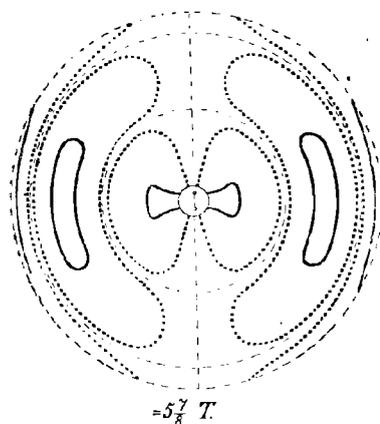
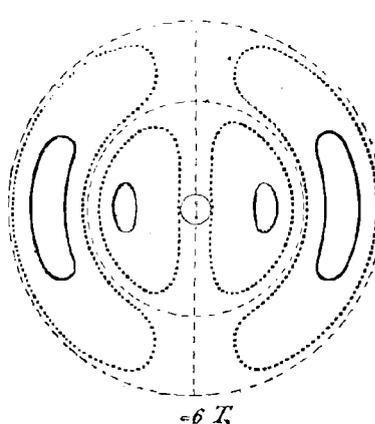


Fig. 643.



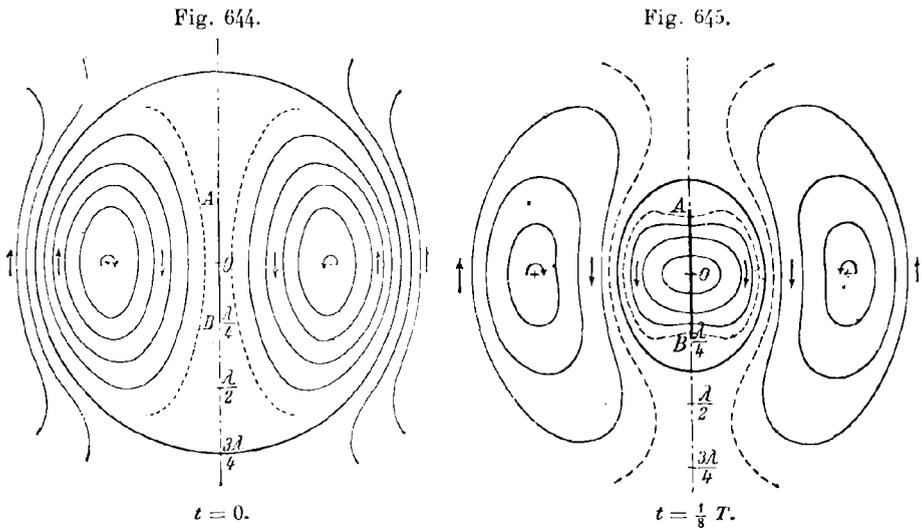
électrostatique, provenant des charges qu'on a données au début aux deux moitiés de l'oscillateur à l'aide d'une bobine d'induction ou d'une machine à influence (voir 287). Ce champ électrostatique a à

peu près l'aspect de la figure 622; il diffère donc tout à fait du champ de l'oscillation donné par les figures 628 et suivantes. Les deux champs doivent se transformer graduellement l'un en l'autre au début de l'oscillation. Love (²⁷⁵) a recherché de quelle manière cela se produisait. Ses figures montrent très visiblement comment le champ de l'oscillation sort de l'oscillateur, se développe et se substitue graduellement au champ électrostatique.

II. — L'OSCILLATEUR LINÉAIRE.

L'oscillateur linéaire est le type de l'oscillateur à courant non quasi stationnaire. Son champ électrique a été calculé et dessiné par F. Hack (²⁷⁶), d'après les relations de M. Abraham, d'abord dans le cas d'oscillations non amorties.

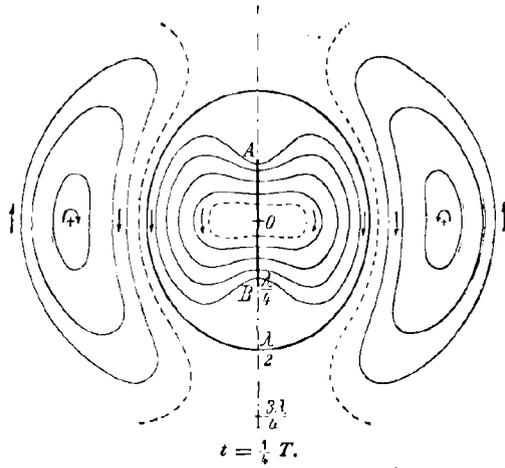
396. L'oscillation fondamentale. — *a.* Les lignes d'induction électrique, pour l'oscillation fondamentale d'un oscillateur linéaire AB, sont reproduites dans les figures 644 à 647. La première correspond à



la figure 617 de l'oscillateur de Hertz, c'est-à-dire au moment où l'oscillateur ne possède aucune charge. Pendant le premier huitième de période, l'oscillateur se charge et des lignes d'induction électrique commencent à en sortir; après $\frac{1}{8}$ de la période, on atteint l'état repré-

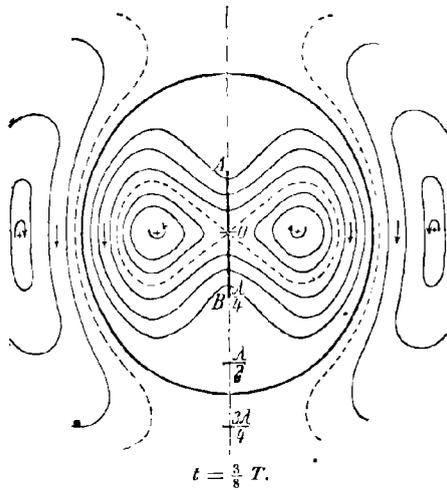
senté par la figure 645 (*). Dans le huitième de période suivant, cette

Fig. 646.



opération se continue jusqu'à ce que la charge soit maxima (fig. 646). A ce moment commence, comme dans un oscillateur de Hertz, l'étran-

Fig. 647.



(*) Dans les figures 645 et suivantes, il est implicitement convenu que la charge de la moitié supérieure est positive et celle de la moitié inférieure négative.

gement des lignes d'induction. Dans la figure 647, correspondant à $\frac{3}{8}$ de la période, ce phénomène est dans le plein de son action. A la fin de la première demi-période (*fig.* 644 en changeant le sens des flèches), une partie des lignes d'induction s'est tout à fait détachée et le reste est de nouveau rentré dans l'oscillateur.

Plus les lignes d'induction détachées s'éloignent de l'oscillateur, plus elles prennent la forme de demi-ellipses et ensuite de demi-cercles. Cela se voit particulièrement bien sur les figures 688 et 689, dans lesquelles le champ électrique est dessiné à grande distance de l'oscillateur. La figure 689 correspond au moment où la charge de l'oscillateur est nulle, et la figure 688 au moment où la charge est maxima.

Cette forme des lignes d'induction une fois atteinte, le champ n'est plus très différent de celui d'un oscillateur de Hertz. Tout ce qui a été dit, dans 394, sur les ondes de l'oscillateur de Hertz peut maintenant aussi être appliqué aux ondes de l'oscillateur linéaire.

b. Les expressions, pour les intensités des champs électrique et magnétique dans le plan équatorial, peuvent être déduites très simplement de ce qui a été dit :

1° En remplaçant la valeur de l'amplitude du courant, dans l'oscillateur de Hertz, par la valeur moyenne de l'amplitude du courant de l'oscillateur linéaire (*);

2° En supposant que, pour l'oscillateur linéaire, la longueur l est égale à une demi-longueur d'onde (289).

On obtient ainsi, à une grande distance r de l'oscillateur,

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{2\pi\varphi} \frac{\bar{i}_0}{r} = 2 \frac{\bar{i}_0}{r} 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S. dans l'air,}$$

$$M_0 = \frac{1}{2\pi\varphi} \frac{\bar{i}_0}{r} = 2 \frac{\bar{i}_0}{r} \text{ C.G.S. dans l'air,}$$

E_0 et M_0 étant les intensités des champs électrique et magnétique dans le plan équatorial, \bar{i}_0 l'amplitude du courant au ventre de courant de l'oscillateur (277).

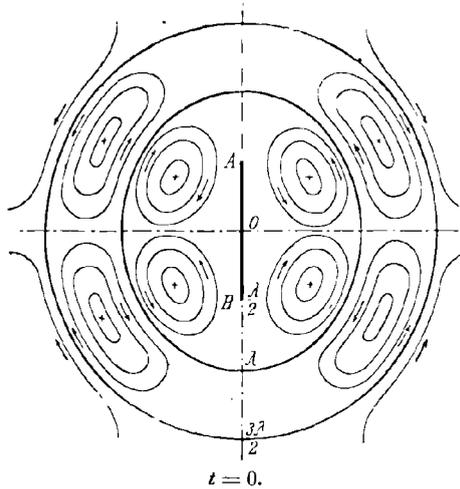
Dans ce résultat, il est particulièrement important de remarquer que l'amplitude de l'intensité du champ électrique ou magnétique dépend seulement de l'amplitude du courant dans l'oscillateur, et est au contraire indépendante de la longueur de l'oscillateur.

Pour la phase, ce qui a été dit dans 394 c est applicable.

(*) Cette valeur moyenne est égale à $\frac{2}{\pi} \bar{i}_0$, ainsi que le montre le calcul intégral, \bar{i}_0 représentant l'amplitude du courant au ventre de courant.

397. **Première oscillation supérieure.** — Le trajet des lignes d'induction électrique est représenté, dans les différents degrés d'une

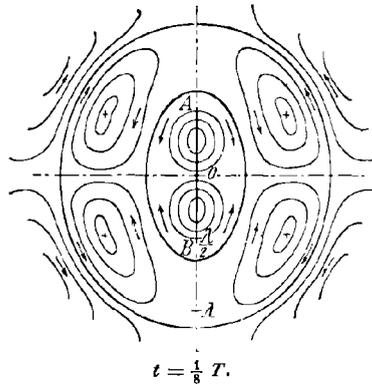
Fig. 648.



demi-période, par les figures 648 à 651. Les différences essentielles avec l'oscillation fondamentale sont les suivantes :

1° Il existe deux espaces dans lesquels se détachent des systèmes de

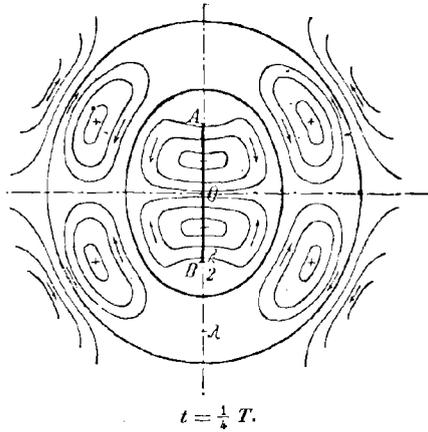
Fig. 649.



lignes d'induction; ces espaces sont complètement séparés par le plan équatorial. Des propositions analogues à celles données pour l'oscil-

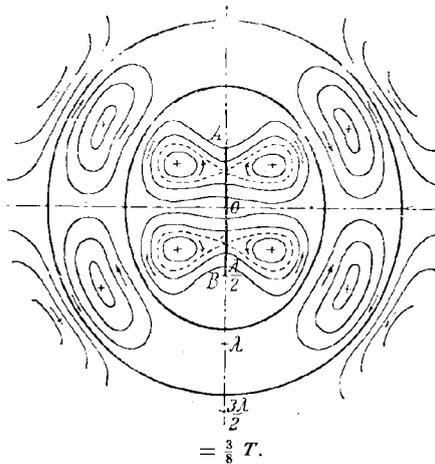
lation fondamentale sont applicables à chacun de ces deux systèmes.

Fig. 650.



2° Il existe, pour l'oscillation fondamentale, une direction unique dans laquelle ne se produit pas de rayonnement d'énergie, c'est la

Fig. 651 (*).



direction de l'axe de l'oscillateur. Ici, en plus, il n'existe pas de rayon-

(*) Après la figure 651 on a la figure 648 dans laquelle on aurait inversé les flèches.

nement dans le plan équatorial. Il en est de même pour toutes les oscillations supérieures d'ordre impair.

398. **Deuxième oscillation supérieure.** — Dans les figures 652 à 655,

Fig. 652.

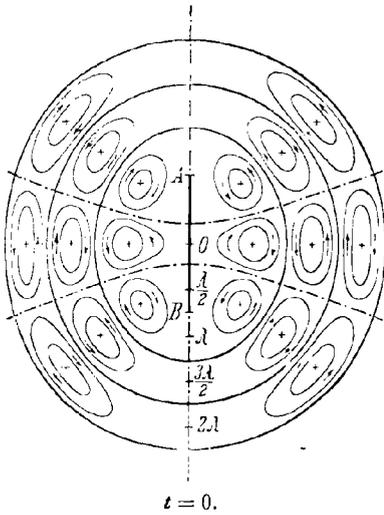


Fig. 653.

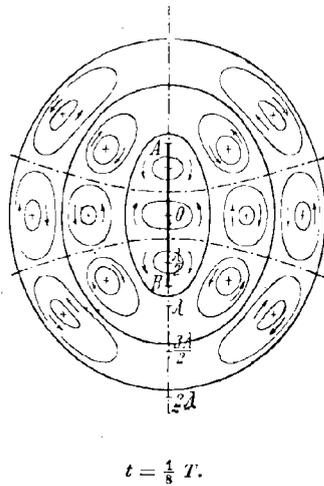


Fig. 654.

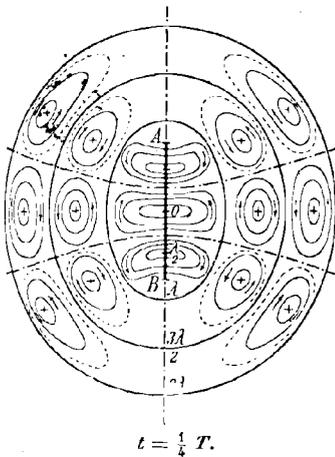
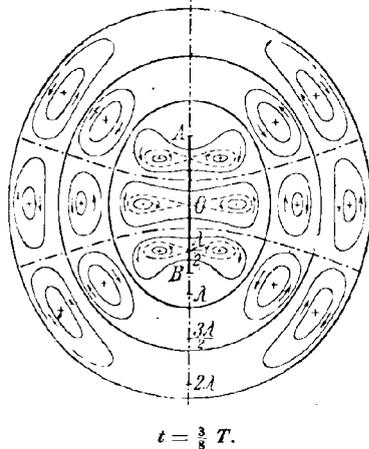


Fig. 655.



qui représentent le champ dans les différents degrés d'une demi-période, il se produit un phénomène tout à fait analogue à celui

qu'on observe dans le cas de la première oscillation supérieure. Il y a actuellement trois régions, complètement distinctes, dans lesquelles les lignes d'induction se détachent. Les surfaces de séparation sont les deux surfaces d'un hyperboloïde double de révolution, dont les foyers coïncident sensiblement avec les extrémités de l'oscillateur, et dont les sommets sont aux nœuds de courant de l'oscillateur. Comme dans le cas de la première oscillation supérieure, aucune ligne d'induction ne traverse ces surfaces de séparation, et il n'y a pas de flux d'énergie ni en elles ni à travers elles.

III. — OSCILLATEURS RAYONNANTS ET NON RAYONNANTS.

Il a été établi, dans 220 *b*, qu'un circuit à condensateur rayonnait relativement peu d'énergie. La même proposition avait été établie, dans 297, pour un oscillateur linéaire fermé. On a montré, dans 376 *c*, la même propriété pour un conducteur double, le long duquel se propageaient des ondes électromagnétiques. Tous les oscillateurs ouverts (300) et tous les conducteurs simples, le long desquels se propagent des ondes électromagnétiques, ont un rayonnement relativement grand. On peut s'en représenter clairement les raisons de différentes manières.

399. Première considération (²⁷⁷). — *a*. La condition nécessaire, pour qu'un oscillateur fournisse beaucoup d'énergie dans l'espace extérieur, est, d'après 394, que l'oscillateur crée à une grande distance un champ électrique et un champ magnétique relativement intenses.

D'après 394, l'amplitude de l'intensité des champs électrique et magnétique, à grande distance, d'un oscillateur de Hertz dépend seulement de l'amplitude du courant dans l'oscillateur et de sa longueur pour une fréquence donnée, c'est-à-dire pour une longueur d'onde donnée. On peut généraliser et émettre la proposition suivante : Tout conducteur rectiligne de longueur l , parcouru par un courant d'amplitude i_0 , crée, en un point P qui se trouve à une très grande distance par rapport à la longueur d'onde de l'oscillation, un champ électrique et un champ magnétique de l'espèce et de la grandeur données dans 394 *c*. L'intensité du champ électrique est perpendiculaire à PO (O étant le milieu de l) et parallèle au plan passant par P et l ; l'intensité du champ magnétique est perpendiculaire à ce plan.

b. On peut conclure de cette proposition que :

1° Si l'on considère un oscillateur quelconque, on peut décomposer

son conducteur en petits éléments de courant, qui peuvent être considérés comme rectilignes et dans lesquels l'amplitude du courant est considérée comme ayant partout même grandeur. Chacun de ces éléments de courant produit à grande distance un champ électromagnétique, comme un oscillateur de Hertz de même longueur et de même amplitude de courant. On obtiendra le champ de l'oscillateur total en formant la résultante de tous ces champs élémentaires.

2° Si, dans un élément de courant quelconque, une direction de courant déterminée donne un signe déterminé des champs électrique et magnétique en un point P (*), une direction de courant opposée dans l'élément de courant inversera le signe des champs en P. Donc, si l'on a deux éléments de courant de même longueur et de même direction, dans lesquels le courant de même amplitude diffère exactement de 180° dans la phase, les mêmes phénomènes se produiront, à condition que leur distance soit petite vis-à-vis de la longueur d'onde de l'oscillation, c'est-à-dire qu'on aura des champs sensiblement égaux, mais de signes opposés. Ces deux champs se neutralisent entièrement, ou du moins très sensiblement.

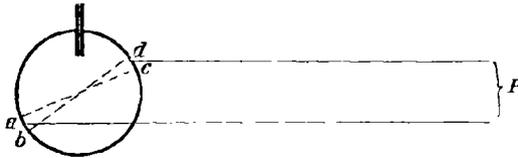
c. On considère maintenant comme type de l'oscillateur rayonnant l'oscillateur linéaire rectiligne, en supposant qu'il vibre sur son oscillation fondamentale. Les éléments de courant ont tous la même direction, leurs courants ont partout même phase; en outre, la distance de tous les éléments de courant à un plan très éloigné du plan équatorial est sensiblement la même. Les champs de tous les éléments ont donc sensiblement même phase au point considéré; la direction des champs élémentaires est aussi à peu de chose près la même. L'amplitude du champ résultant sera donc très sensiblement égale à la somme des amplitudes des champs élémentaires composants, elle sera donc aussi grande que possible. Comme il en est de même, non seulement pour le plan équatorial, mais aussi pour les autres directions, un tel oscillateur doit être particulièrement propre à fournir un fort rayonnement.

d. Les phénomènes sont tout autres dans un circuit à condensateur à courant quasi stationnaire; c'est le cas d'un oscillateur non rayonnant. La figure 656 représente un tel oscillateur, de forme très simple et à conducteur circulaire. On le décomposera en éléments de courant, et l'on cherchera les actions de chacun de ces éléments sur un point très éloigné. A chaque élément de courant ab correspond un autre

(*) Le signe du champ en P, ou, d'une manière plus générale, la différence de phase entre le champ en P et le courant dans l'élément, dépend, d'après 394 c, de la distance entre P et l'élément de courant ab .

élément diamétralement opposé cd , de même longueur et de même direction. Dans ces deux éléments de courant, le courant a même amplitude et même phase, mais, vu de P, il a des signes contraires. La distance de ab à cd est très petite vis-à-vis de la longueur d'onde de l'oscillation, car la longueur totale du conducteur doit être très petite

Fig. 656.



vis-à-vis de la longueur d'onde (227 *d*). Donc, les champs élémentaires des deux éléments de courant sont exactement opposés l'un à l'autre, et l'amplitude du champ résultant sera égale à la différence des amplitudes des champs composants; ils se neutralisent donc sensiblement.

Comme il en est de même pour tous les éléments ainsi groupés deux à deux, l'amplitude des champs électrique et magnétique à une grande distance du circuit à condensateur, et par suite le rayonnement extérieur, doivent être peu considérables. Les relations pour les conducteurs doubles, le long desquels se propagent des ondes électromagnétiques, sont tout à fait analogues (*).

400. Deuxième considération. — On peut, d'après 391, admettre que la condition nécessaire à la production du rayonnement est le détachement des lignes d'induction électrique. D'après 393 *c*, le détachement d'un grand nombre de lignes d'induction électrique ne peut se produire que si un champ induit, d'à peu près même amplitude, s'oppose au champ électrique provenant de la charge de l'oscillateur.

Avec un oscillateur de Hertz, aussi bien qu'avec un oscillateur linéaire, c'est ce qui doit se produire. Le champ dû à la charge décroît plus rapidement avec la distance à l'oscillateur que le champ induit : les amplitudes des deux champs doivent donc être du même ordre de grandeur à une distance donnée de l'oscillateur.

Avec un circuit à condensateur, au contraire, le champ électrique

(*) On déduit clairement, par des considérations analogues, si un fort rayonnement doit se produire dans les autres cas, et dans quelle direction il sera particulièrement fort ou faible.

est en principe concentré dans l'espace compris entre les plateaux du condensateur. Si donc une partie considérable des lignes d'induction électrique se détachait, ce phénomène devrait se produire entre les plateaux du condensateur. Donc, en ce point, l'amplitude du champ électrique induit devrait être au moins approximativement égale à l'amplitude du champ électrique produit par la charge. On peut facilement démontrer que c'est impossible.

On a, pour l'intensité du champ électrique E_1 , provenant de la charge sur les armatures du condensateur,

$$E_1 = \frac{\varphi}{d} \quad (17),$$

φ étant la tension, d la distance entre les plateaux du condensateur. Si la forme du conducteur est un cercle, comme dans la figure 656, le long de ce cercle l'intensité du champ électrique induit doit, par raison de symétrie, avoir partout la même grandeur.

On a donc

$$\mathcal{E}_2 = E_2 \cdot 2\pi R,$$

\mathcal{E}_2 étant la FEM induite le long du cercle, E_2 l'intensité du champ induit et R le rayon du circuit. Lorsque les oscillations sont suffisamment rapides pour que l'inductance du circuit dépasse de beaucoup sa résistance, on a approximativement

$$\mathcal{E}_{20} = \varphi_0 \quad (250, 88 b).$$

Il en résulte

$$\frac{E_{20}}{E_{10}} = \frac{d}{2\pi R},$$

c'est-à-dire que l'amplitude du champ électrique induit est à l'amplitude du champ électrique provenant de la charge comme la distance entre les plateaux du condensateur est à la longueur du conducteur. La première est donc de beaucoup plus faible que la seconde.

Les lignes d'induction ne peuvent donc pas se détacher en nombre élevé, et il ne peut pas se produire de rayonnement intensif.

CHAPITRE XIX.

DÉTECTEURS D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES (278).

401. **Généralités.** — *a.* Pour la mise en évidence expérimentale des ondes électromagnétiques, il est nécessaire d'avoir des appareils qui, en un point quelconque, dévoilent l'existence d'un champ alternatif électrique ou magnétique (360 *f*). Les dispositifs décrits dans 5 et 6 ne sont pas en général assez sensibles, car, dans presque tous les cas où il est important de reconnaître l'existence d'ondes électriques dans l'air, ces ondes n'ont qu'une très faible amplitude.

Il n'y a, en définitive, que très peu d'appareils qui indiquent directement l'existence d'un champ alternatif électrique ou magnétique d'aussi faible amplitude que celles considérées dans la plupart des expériences sur les ondes électromagnétiques. On a généralement recours à des méthodes indirectes. Celles-ci reposent sur l'excitation d'un courant dans des conducteurs par un champ alternatif électrique ou magnétique; on emploie ensuite des appareils qui modifient ce courant alternatif d'une manière quelconque.

b. Il est possible, non seulement de démontrer l'existence d'un champ alternatif électrique ou magnétique, avec ces appareils qu'on nomme *récepteurs d'ondes* ou *détecteurs d'ondes*, mais aussi de déterminer sa direction. Si la direction du champ électrique doit être déterminée, on donnera en général une forme étendue au conducteur, on emploiera par exemple un fil rectiligne. Le courant excité par le champ alternatif électrique, d'après 22, est maximum quand le champ a la direction de ce courant (*), c'est-à-dire quand on place le fil dans la direction des lignes d'induction électrique. Si l'on veut trouver la direction de l'intensité du champ magnétique, on emploiera (*voir* 67) des bobines ou au moins une forme de conducteur fermé, circulaire par exemple; l'amplitude du courant qui y est induit est,

(*) Car, pour ce courant, seule la composante de l'intensité du champ électrique le long du fil intervient.

toutes choses égales d'ailleurs, maxima si l'axe de la bobine ou du cercle a la direction des lignes d'induction magnétique.

c. D'après le Chapitre XIV, on obtient une oscillation et par suite aussi une amplitude de courant particulièrement grandes dans un conducteur qui est soumis à l'influence d'une force électromagnétique périodique, par conséquent qui est soumis à une onde, si le conducteur constitue lui-même un oscillateur (résonateur) dont la fréquence soit accordée sur celle de la force extérieure, c'est-à-dire de l'onde. On emploiera donc, pour déceler les ondes électriques, des résonateurs accordés.

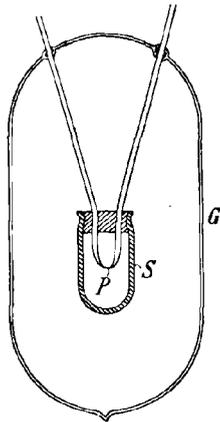
I. — DÉTECTEURS THERMIQUES.

402. **Bolomètre.** — *a.* La méthode la plus simple de montrer la présence des courants, qui sont excités dans un conducteur (fil) par le champ alternatif de l'onde, est d'employer un instrument thermique quelconque, comme on l'a fait assez fréquemment dans les expériences précédentes, c'est-à-dire d'utiliser les actions calorifiques des courants. Le bolomètre seul est à considérer, par suite des faibles amplitudes mises en jeu. On remplace parfois cet appareil par un autre de sensibilité suffisante, nécessaire dans la plupart des expériences de laboratoire, un galvanomètre très-sensible. Dans les expériences relatives à la T. S. F., l'emploi du bolomètre n'est possible que pour de courtes distances; cependant, avec des bolomètres très-sensibles, Tissot (²⁷⁹) a pu faire des expériences probantes jusqu'à 40^{km}, en employant un émetteur Marconi simple (415). Dans ces expériences, le bolomètre présente sur les autres détecteurs d'ondes le grand avantage qu'on sait exactement de quoi dépend le résultat; il dépend uniquement de l'effet du courant.

b. Dans les expériences à grandes distances, on a pu employer aussi des instruments thermiques d'une sensibilité relativement grande. Le détecteur d'ondes de Fessenden (²⁸⁰) (*fig.* 657), par exemple, est un de ces appareils. Pour que l'échauffement du fil soit le plus grand possible, on choisit un fil de Wollaston, P, qui présente un noyau de fil de platine de 0^{mm},015 de diamètre et un revêtement d'argent de 0^{mm},05 d'épaisseur. Ce fil est soudé au fil D, dans lequel doivent se produire les oscillations; le revêtement d'argent est ensuite dissous dans l'acide azotique, de telle façon que le fil chauffé proprement dit ne se compose plus que du fil de platine de 0^{mm},015 de diamètre. Pour empêcher le plus possible la déperdition de chaleur par conductibilité, le fil est entouré par une ampoule de verre G, dans laquelle on a

fait le vide. Pour réduire aussi la perte de chaleur par rayonnement au minimum, le fil est encore entouré d'une ampoule plus petite en verre argenté *S*. La variation de résistance du fil, produite par l'échauffement, n'est pas appréciée par le dispositif du pont (43 *c*), mais par un téléphone. Le téléphone étant un réactif très sensible des varia-

Fig. 657.



tions d'intensité de courant, on peut apprécier, quand le fil chauffé se trouve dans un circuit, si sa résistance varie sous l'influence des oscillations électriques. Ce détecteur ne semble plus être très employé dans la pratique.

Un détecteur d'ondes analogue a été imaginé par Koepsel (²⁸¹), avec cette différence qu'on n'emploie plus comme fil chauffé un fil de Wollaston, mais un fil de quartz argenté.

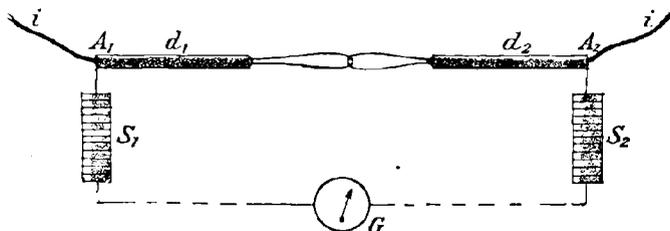
403. Thermo-éléments. — Si un cercle se compose de deux ou plusieurs métaux différents, il n'existe aucune FEM le long de ce cercle, tant que les points de contact sont à la même température. Mais, si l'un des points de contact est à une température plus élevée ou plus basse que les autres, on observe le long du cercle une FEM thermo-électrique : un galvanomètre monté dans le circuit accuse une déviation.

a. On peut employer cette méthode, pour déceler la présence d'oscillations électriques, de la manière suivante. On soude à deux gros fils de cuivre (*fig.* 658) un anneau en fil mince de constantan (manganine ou nickeline) et un anneau de fil de fer, après avoir fait passer les anneaux l'un dans l'autre. Aux deux extrémités A_1 et A_2 des

fil de cuivre, on monte d'abord un conducteur i et ensuite un galvanomètre gradué et de petite résistance G (*).

Si des oscillations sont lancées dans le conducteur i , le point de

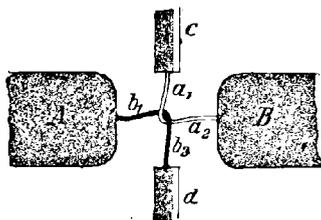
Fig. 658.



contact des deux anneaux s'échauffe plus que les points de contact avec les fils d_1 et d_2 , et l'on observe une déviation du galvanomètre (**).

b. Dans les expériences avec des oscillations très rapides, on emploie fréquemment le dispositif de Klemencic⁽²⁸²⁾, qui est représenté schématiquement et amplifié sur la figure 659. A et B sont les

Fig. 659.



parties d'un résonateur accordé sur l'oscillation, a_1, a_2 un fil mince d'un certain métal, b_1, b_2 un fil d'un autre métal, c et d sont de gros fils en liaison avec le galvanomètre.

(*) On met dans le circuit les bobines S_1 et S_2 à noyau de fer (387 d).

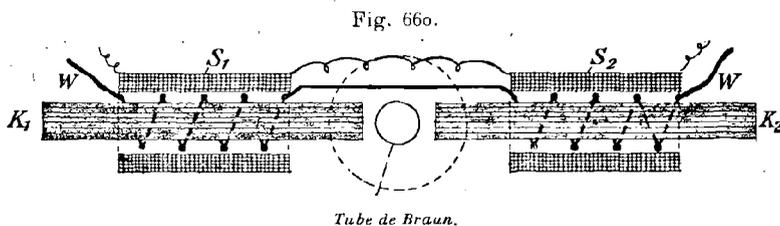
(**) On peut montrer très bien par ce moyen la résonance du circuit à condensateur lorsque, dans le dispositif de la figure 492, on monte entre les points G, H_1 le thermo-élément de la figure 658. Tant que le pont B de la figure 492 est encore loin de la position correspondant à la résonance, l'indication du galvanomètre est très faible; elle deviendra de plus en plus considérable à mesure que le pont se rapprochera de la position correspondant à la résonance.

II. — DÉTECTEURS MAGNÉTIQUES.

404. **Détecteur magnétique de Marconi.** — On a déjà décrit, dans 221 *d*, un dispositif basé sur l'action magnétique des oscillations; mais si les aiguilles en acier de Rutherford, aimantées au maximum, présentent une sensibilité suffisante pour les expériences de laboratoire ou à faible distance, les résultats obtenus ont montré qu'elles étaient insuffisantes pour les grandes distances, comme celles employées en T. S. F. Marconi (283) a su satisfaire à ces exigences.

a. Le phénomène, sur lequel se base Marconi, peut être démontré avec le dispositif dont la section est représentée figure 660.

Deux noyaux K_1 et K_2 , composés d'un grand nombre de fils de fer dur très minces, isolés les uns des autres par une couche de paraffine,



sont entourés, sur une certaine longueur, d'un fil de cuivre bien isolé. Dans cet enroulement W , on peut lancer des oscillations. Les noyaux et les spires sont placés à l'intérieur des bobines S_1 et S_2 , qui sont reliées à une batterie d'accumulateurs par l'intermédiaire d'une résistance réglable. Un tube de Braun est placé entre les deux noyaux (284).

On lance d'abord un courant très faible dans les bobines S_1 et S_2 ; ce courant est accru jusqu'à un certain maximum, et affaibli ensuite jusqu'à la valeur zéro. La tache lumineuse, sur l'écran du tube de Braun, s'écarte d'un certain côté (vers le haut par exemple) jusqu'à une distance maxima, et ne revient plus tout à fait à sa position initiale (103). Le phénomène change, si on lance une oscillation électrique dans l'enroulement W pendant l'accroissement ou la diminution du courant dans S_1 et S_2 .

1° Le courant dans S_1 et S_2 croît, la tache atteint son écartement maximum. L'action d'une oscillation lancée dans l'enroulement W s'extériorise par ce fait, que la tache fait un saut brusque dans une direction telle que son écart soit augmenté.

2° Le courant dans S_1 et S_2 décroît, la tache se rapproche de sa position initiale. Dès qu'une oscillation est lancée dans W , la tache fait de nouveau un saut brusque, tel que son écart à sa position de repos diminue, c'est-à-dire, encore comme dans 1°, dans la direction dans laquelle elle se déplaçait avant que l'oscillation agisse (*).

3° Si le courant dans S_1 et S_2 a une force donnée, et qu'après avoir déjà produit un saut de la tache par une oscillation on lance une deuxième oscillation dans l'enroulement W , cette deuxième oscillation ne modifie plus beaucoup l'écart de la tache.

b. Pour interpréter cette expérience, il faut, d'après Marconi, se reporter à ce qui a été dit dans 103 sur le phénomène d'hystérésis. Ce phénomène consiste en ce que l'induction magnétique d'un noyau de fer n'augmente plus et ne diminue plus simplement avec l'intensité du champ magnétique et, par suite, dans le cas actuel, avec le courant dans les bobines S_1 et S_2 . Si l'on fait varier le courant entre une valeur maxima positive et une valeur maxima négative, l'induction magnétique est toujours en retard sur le courant : par exemple, elle n'est pas nulle quand le courant s'annule. On a constaté, expérimentalement, que les oscillations électriques diminuaient cette hystérésis ou la faisaient disparaître. Si donc on lance une oscillation dans l'enroulement, pendant que le courant et par suite l'intensité du champ magnétique croissent, le retard de l'induction magnétique sur l'intensité du champ sera entièrement ou en partie annulé. L'induction magnétique court, pour ainsi dire, après l'intensité du champ magnétique; la tache du tube de Braun fait un saut dans la direction dans laquelle elle s'était précédemment déplacée (α , 1°). Il en est de même lorsque l'intensité du champ magnétique décroît (α , 2°). Si l'intensité du champ magnétique est constante et que l'action de l'hystérésis ait été aussi affaiblie que possible par la première oscillation, eu égard à l'amplitude de cette oscillation, il s'en suivra qu'une oscillation postérieure ne pourra plus avoir beaucoup d'effet (α , 3°).

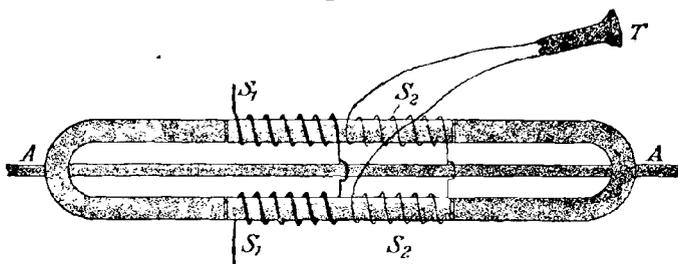
c. On imagine maintenant un autre enroulement plus large autour des noyaux K_1 et K_2 de la figure 660. Les variations instantanées de l'induction magnétique dans le noyau de fer, produites par les oscil-

(*) On n'obtient que difficilement de grands déplacements de la tache. Si l'on veut démontrer le phénomène de la manière la plus frappante possible, on emploiera à la place du tube de Braun un variomètre horizontal de Kohlrausch à aimant de compensation unique, et l'on disposera l'aiguille, à l'aide de l'aimant de compensation, de manière qu'elle soit perpendiculaire à l'axe des deux bobines à noyau. Si on lance une oscillation dans la bobine, on observe un fort déplacement du variomètre.

lations, induiront une FEM dans ce nouvel enroulement. On doit donc percevoir un craquement dans un téléphone monté dans cet enroulement.

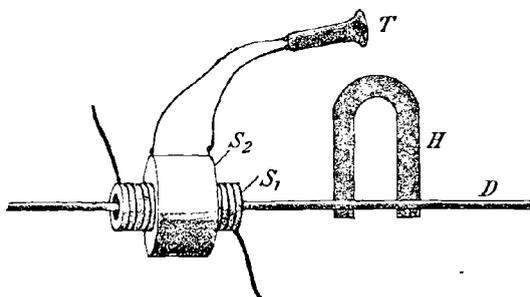
On peut encore simplifier le dispositif en produisant le champ magnétique alternatif, non plus par un courant, mais par deux aimants en fer à cheval qu'on fixe sur l'axe A (fig. 66r) et qu'on fait

Fig. 66r.



tourner devant les deux noyaux de fer. Les noyaux de fer présentent seulement deux enroulements, l'un S_1 pour les oscillations, l'autre S_2 pour le téléphone. Les deux enroulements sont superposés, et non juxtaposés comme dans la figure 66r. Si l'on fait tourner lentement (*) les deux aimants, environ une demi-révolution par seconde, on entend

Fig. 66a.



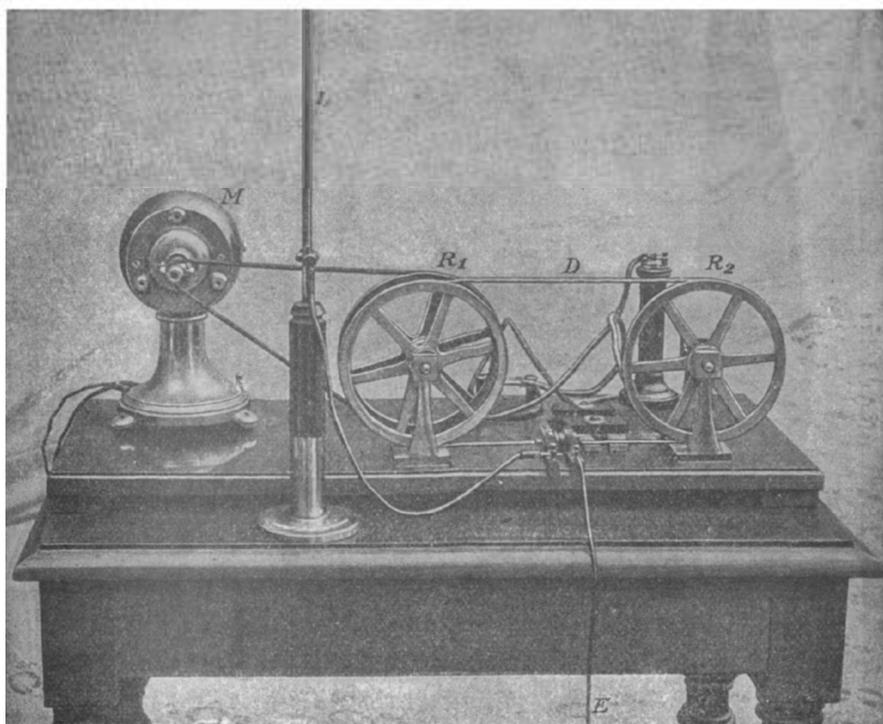
un craquement net dans le téléphone dès qu'on lance une oscillation dans S_1 . Le résultat est le même, qu'on écarte ou qu'on rapproche les

(*) Avec la main; dans la pratique avec un mouvement d'horlogerie. Pour la démonstration, il suffit d'employer un noyau unique de fils de fer et un aimant en fer à cheval unique; on fait tourner avec la main.

pôles des noyaux de fer (α , 1° et 2°). Si l'on donne aux aimants une position déterminée, on perçoit un craquement seulement pour la première oscillation, on ne perçoit rien pour les oscillations suivantes.

d. Marconi a modifié l'ensemble de ce dispositif d'une manière assez importante. Les fils de fer forment une courroie sans fin D (fig. 662), qui court sur deux poulies R_1 et R_2 (fig. 663); ces poulies

Fig. 663.

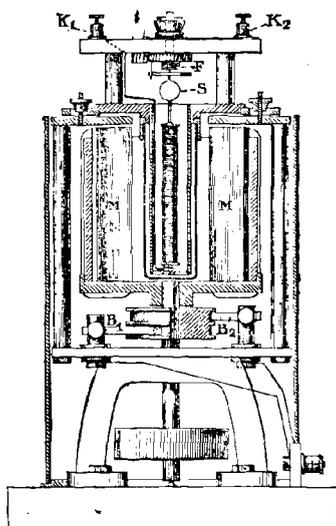


sont mues par un petit moteur M ou un mouvement d'horlogerie. La courroie passe devant les deux pôles d'un aimant en fer à cheval H (fig. 662), et ensuite dans l'intérieur d'une bobine destinée à recevoir les oscillations. Sur cette bobine en est enroulée une deuxième S_2 , dont les extrémités sont reliées à un téléphone T.

D'après Marconi, ce détecteur magnétique est beaucoup plus sensible et plus sûr que le meilleur cohéreur.

405. **Détecteur d'ondes d'Ewing et Walter** (²⁸⁵). — Un électro-aimant (pôles M, *fig.* 664), auquel est amené le courant excitateur par les balais B₁ et B₂, est animé d'un mouvement de rotation assez rapide, de 5 à 8 révolutions à la seconde. Entre les pôles se trouve une bobine d'environ 5^{cm} de longueur, composée d'environ 500 spires bifilaires d'un fil d'acier trempé. Les extrémités de cet enroulement sont reliées aux bornes K₁ et K₂; la bobine elle-même est mobile

Fig. 664.



entre deux pivots et est ramenée à sa position initiale par un ressort F. Les déplacements sont mesurés à l'aide d'un miroir S, lié rigidement à la bobine. Pour obtenir un meilleur isolement et un plus prompt amortissement, la bobine est plongée dans un vase contenant du pétrole.

Lorsque l'électro-aimant est mis en mouvement, la bobine de fils d'acier serait entraînée, si elle n'en était empêchée par le ressort F, avec une force relativement faible par suite de l'hystérésis. Ce ressort fait qu'elle ne s'écarte de sa position de repos que d'un certain angle. Si maintenant on lance des oscillations dans la bobine, l'angle d'écart est considérablement augmenté et l'on observe au miroir une forte déviation.

D'après l'inventeur, ce détecteur d'oscillations électriques a la même

sensibilité qu'un cohéreur de sensibilité moyenne. Il présente le grand avantage que la grandeur de la déviation donne une mesure de l'intensité (*) des oscillations. L'application pratique de ce détecteur à la T. S. F. ne semble pas avoir encore été trouvée.

III. — DÉCHARGE DANS LES GAZ.

406. Tubes à vide. Effet lumineux. — *a.* On peut, directement, mettre en évidence un champ électrique alternatif dans l'air avec des tubes de verre, avec ou sans électrodes, dans lesquels on a fait le vide. Si un tube est placé dans un champ électrique alternatif assez fort, il devient lumineux lorsque son axe se trouve dans la direction des lignes d'induction électrique. Pour démontrer cette propriété, on peut employer la bobine représentée figure 529, et excitée par un circuit à condensateur sur son oscillation fondamentale ou sur sa première oscillation supérieure (350). On peut, avec de bons tubes de Geissler, déterminer très nettement la direction de l'intensité du champ électrique pour l'oscillation fondamentale jusqu'à une distance d'environ 3^m de la bobine, et déterminer la position des nœuds et des ventres de l'intensité du champ électrique dans l'air pour la première oscillation supérieure jusqu'à une distance d'environ 1^m. On peut aussi employer un autre dispositif très connu. Deux plateaux aussi grands que possible, en tôle, en étain, ou formés de réseaux de fils, sont montés aux deux pôles d'un transformateur de Tesla et placés parallèlement à une distance convenable l'un de l'autre. Un champ électrique alternatif de très haute amplitude existe entre les deux plateaux, et des tubes de Geissler isolés, placés dans ce champ, brillent d'un vif éclat.

b. L'emploi de ces tubes à vide, dont on s'est déjà servi dans des expériences précédentes, est subordonné à la condition que l'amplitude du champ électrique alternatif soit relativement considérable. Pour mettre en évidence des champs alternatifs de faible amplitude, il est nécessaire de relier les électrodes des tubes à des fils ou à des bobines. Le champ alternatif produit un courant alternatif dans ces fils ou ces bobines, et, par suite de ce courant, il règne entre les électrodes des tubes des tensions un peu plus élevées que sans les fils; les

(*) Le Mémoire d'Ewing et Walter n'indique pas si la déviation dépend de l'effet ou de l'amplitude maxima de l'oscillation.

tubes peuvent encore briller, alors que l'influence du champ alternatif n'était pas suffisante précédemment.

c. En ce qui concerne le choix des tubes, il importe d'exiger une clarté particulièrement grande ou une sensibilité particulièrement grande (c'est-à-dire réclamant la plus petite amplitude de tension possible). Dans le premier cas, les meilleurs tubes sont ceux dans lesquels se trouve une matière fluorescente sous l'influence des décharges, ce qui en augmente l'éclat (*). Pour obtenir une grande sensibilité, on emploie des tubes à hélium, ou encore des tubes à air dans lesquels on a introduit du sodium par électrolyse (²⁸⁶) (**). On obtient une sensibilité tout à fait remarquable, en reliant une électrode du tube à un pôle d'une petite bobine d'induction par l'intermédiaire d'une forte résistance liquide (²⁸⁷). On fait marcher la petite bobine d'induction, pendant l'expérience, en réglant la force du courant de manière que l'action de la bobine d'induction ne soit pas tout à fait suffisante pour faire briller le tube.

407. Tubes à vide. Conductibilité. — On emploie encore une autre méthode pour mettre en évidence un champ électrique alternatif à l'aide des tubes à vide. Cette méthode repose sur l'action, que possèdent les oscillations électriques, de donner aux gaz raréfiés une certaine conductibilité, lorsqu'elles ne sont pas en état de les rendre lumineux. Les décharges d'autres sources d'électricité peuvent alors traverser ces gaz.

a. Le premier dispositif de cette sorte est celui de Zehnder (²⁸⁸), qui est représenté schématiquement figure 665. Un tube à vide, à l'intérieur duquel on a produit du sodium par électrolyse à l'aide de l'électrode *f*, présente deux électrodes *a* et *b* très peu éloignées l'une de l'autre. Ces électrodes sont reliées au conducteur L, dans lequel se produisent les oscillations. Les deux électrodes *c* et *d* sont reliées aux deux pôles d'une batterie A de petits accumulateurs à haute tension. Le nombre de ces accumulateurs est tel que, dans l'état actuel, aucune décharge ne traverse le tube. Mais, dès qu'on produit des oscillations dans le conducteur L, le gaz devient conducteur dans le tube, la décharge des accumulateurs traverse le tube et le rend très brillant.

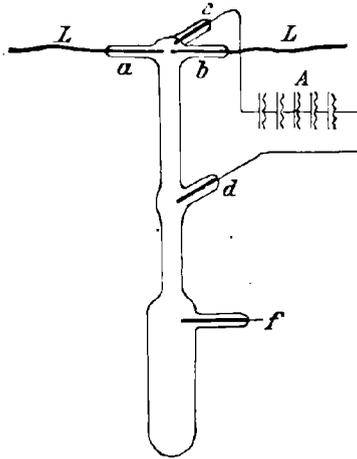
b. Le dispositif de Righi (²⁸⁹) est basé sur le même principe (fig 666).

(*) Des tubes de cette espèce sont construits par diverses maisons. La sensibilité de ces divers tubes est la plupart du temps fort variable. On doit donc les essayer, ou bien y faire soi-même le vide au degré convenable.

(**) Voir le premier nota de 383 e.

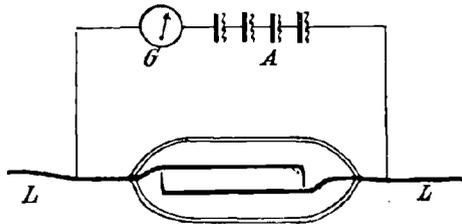
Le tube à vide R n'a que deux électrodes, qui sont formées par deux fils de platine effilés. Ils sont reliés au conducteur L, dans lequel se produisent les oscillations, et aux deux pôles d'une batterie A d'accu-

Fig. 665.



mulateurs à haute tension. Un galvanomètre G est monté sur ce dernier conducteur. Si on lance une oscillation dans le conducteur L, le gaz du tube devient conducteur et le courant de la batterie d'accumulateurs A le traverse; le galvanomètre accuse une déviation. Dès que

Fig. 666.



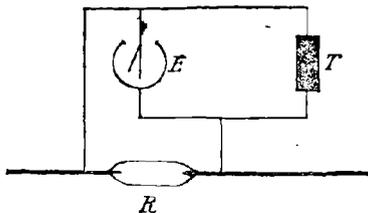
les oscillations disparaissent, la conductibilité cesse et la déviation du galvanomètre disparaît.

c. L'inconvénient de ces appareils de Zehnder et de Righi est de nécessiter l'emploi d'une batterie d'accumulateurs à haute tension. Il peut être atténué en employant, comme Boltzmann (²⁹⁰), non pas

des effets lumineux ou un galvanomètre, mais un électromètre. La batterie d'accumulateurs peut être remplacée par une pile sèche, appareil pratique et peu coûteux.

Le dispositif est alors le suivant (*fig. 667*) : les deux pôles de l'élec-

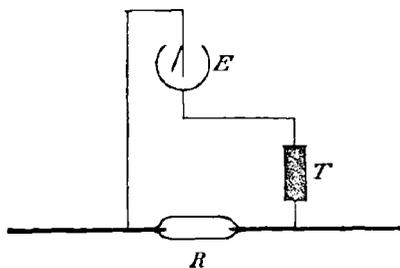
Fig. 667.



tromètre E sont reliés, d'une part aux pôles de la pile sèche T , d'autre part aux électrodes du tube à vide R . Tant que le gaz du tube n'est pas rendu conducteur par des oscillations, l'électromètre accuse une déviation par suite de la charge qui lui vient de la pile sèche. Dès que le gaz est rendu conducteur par les oscillations, l'électromètre se décharge à travers le gaz et, la pile sèche ne pouvant pas reproduire rapidement la charge primitive, la déviation initiale de l'électromètre tombe rapidement pendant un moment. Cette charge se reproduit dès que les oscillations cessent.

On peut employer, à la place de ce montage, celui de la figure 668.

Fig. 668.



Dans ce cas, aucune déviation n'est observée à l'électromètre avant que le gaz soit rendu conducteur par les oscillations. Une déviation se produit dès que le gaz a acquis une certaine conductibilité sous l'influence des oscillations, et que l'électromètre a emmagasiné une certaine charge par l'intermédiaire du gaz.

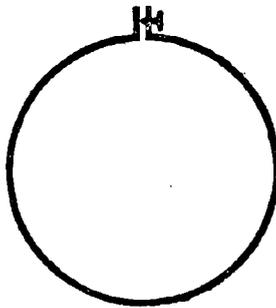
d. S'il s'agit de présenter cette expérience à un grand nombre d'auditeurs, de la manière la plus frappante possible, l'emploi d'une lampe à arc à mercure, dans le dispositif de la figure 495, est particulièrement convenable. Elle présente, sur la lampe à arc à charbon, le grand avantage que l'arc s'évanouit de lui-même dès que les oscillations cessent, du moins lorsqu'on a obtenu un bon réglage (^{290 a}).

408. **Étincelles. Effet lumineux.** — Pour mettre en évidence les oscillations électriques dans un conducteur, on avait déjà utilisé, dans des expériences précédentes, les étincelles qui se produisent lorsqu'on rapproche l'un de l'autre deux points entre lesquels règne une haute tension, ou qu'un micromètre à étincelles est monté entre ces deux points.

Pour obtenir une grande intensité et une grande longueur de l'étincelle, il est opportun de produire ces étincelles entre des pointes de charbon (charbons de lampe à arc minces et effilés), ou entre deux feuilles d'étain collées sur du verre: Si les oscillations sont d'une amplitude trop faible pour qu'on puisse obtenir des étincelles un peu fortes, il est nécessaire de les observer à la loupe.

a. Il est particulièrement intéressant de déceler des oscillations électriques à l'aide de petites étincelles, car Hertz employait ce moyen

Fig. 669.



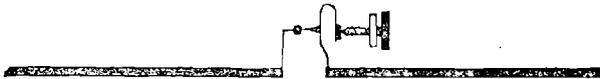
dans ses recherches; il a ainsi étudié expérimentalement les propriétés optiques des ondes électromagnétiques.

Dans un cas (²⁹¹) il employait comme conducteur, dans lequel il produisait des oscillations à l'aide d'ondes électriques, un résonateur linéaire presque fermé (297) (*fig. 669*), qui était accordé sur les oscillations de l'oscillateur. Si un tel résonateur est mis en oscilla-

tion, il se produit un ventre de tension aux extrémités (*), c'est-à-dire aux pôles de l'éclateur, et si l'amplitude de la tension est assez grande une étincelle jaillit. Il résulte déjà de 401, qu'un tel résonateur circulaire peut donner la direction de l'intensité du champ magnétique. Mais il peut, en réalité (ce qui ne pouvait être alors obtenu sensiblement), être employé à découvrir la direction de l'intensité du champ électrique.

Ce dernier fait est concevable, étant donnée la forme du résonateur avec lequel Hertz a fait ses expériences sur les propriétés optiques des oscillations électromagnétiques (²⁹²). C'est simplement (*fig. 670*) un

Fig. 670.

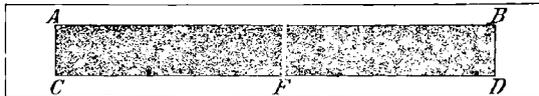


résonateur linéaire, coupé au milieu par un éclateur réglable (sphère et pointe).

L'opérateur, qui fera des expériences avec le dispositif simple de Hertz, sera étonné de la précision avec laquelle les étincelles apparaissent et disparaissent (**), et de la sûreté avec laquelle on juge de l'éclat ou de la rougeur des étincelles.

b. Le résonateur de Righi (²⁹³) (*fig. 671*) est supérieur comme sen-

Fig. 671.



sibilité au résonateur de Hertz. On peut imaginer qu'il dérive de l'oscillateur de Hertz de la figure 422, comme l'oscillateur de Righi de la figure 425 dérivait de l'oscillateur de Hertz de la figure 423. Si, dans l'oscillateur de Hertz de la figure 422, on réduit de plus en plus la longueur du conducteur, on arrive finalement à un oscillateur ou à un résonateur, qui se compose de deux plaques rectangulaires entre

(*) On ne peut pas considérer le résonateur circulaire de Hertz comme un circuit fermé. Il le devient grâce aux étincelles, mais à ce moment il cesse d'être un résonateur.

(**) En supposant que les oscillations de l'oscillateur soient régulières.

lesquelles se trouve une étincelle. Étant donné qu'on obtient une longueur d'étincelle plus grande sur le verre qu'à l'air libre, toutes choses égales d'ailleurs, Righi a placé les deux plaques sur du verre, et il a en outre rendu leur écartement le plus petit possible. Il obtenait ainsi un résonateur, qu'on peut reproduire facilement de la manière suivante. On coupe avec un diamant une glace de verre argenté, qui se trouve dans le commerce, en bandes d'une largeur de 0^{cm} , 5 à 2^{cm} et ayant la longueur du résonateur en question. On enlève à l'alcool, au milieu de la bande, le vernis qui maintient le tain et, à l'aide d'un canif très fin ou d'un scalpel, on fait une coupure F dans le tain de la bande.

On opère de la manière suivante pour rechercher la direction de l'intensité du champ électrique dans un champ alternatif électrique avec un tel résonateur de Righi. On place un résonateur de Righi, convenablement choisi (*), dans le champ d'un petit oscillateur de Hertz ou d'un assez grand oscillateur de Righi, on le fait tourner, et l'on observe attentivement la coupure à l'œil nu ou à la loupe. Lorsqu'on fait tourner le résonateur, on trouve que pour une direction déterminée, qui est précisément la direction de l'intensité du champ électrique, les étincelles sont particulièrement nombreuses et

(*) On détermine, pour le mieux, la longueur $AB = CD$ d'un résonateur qui soit en résonance avec un oscillateur donné. La résonance n'est pas très marquée, mais elle peut cependant être bien mise en évidence. On prend comme oscillateur un oscillateur linéaire de 30^{cm} à 40^{cm} ; on se rend compte que les résonateurs de longueur à peu près égale sont les meilleurs. Un résonateur de Righi, qui se trouve en action, doit donc avoir la même longueur d'onde qu'un oscillateur linéaire de même longueur, c'est-à-dire que sa longueur doit être de $\frac{1}{2}$ longueur d'onde. Par analogie avec l'émetteur linéaire, on admet que le résonateur de Righi présente en son milieu un nœud de tension, donc un ventre de courant. Ce résultat est en quelque sorte singulier; on aurait pu croire très favorable *a priori* de prendre chaque moitié du résonateur de Righi égale à la $\frac{1}{2}$ longueur d'onde, de manière que des amplitudes de tension particulièrement élevées règnent entre les deux côtés de la coupure F. On se rend compte que c'est inexact de la manière suivante: il suffit d'exciter le résonateur avec un champ alternatif électrique suffisamment fort (quoique au début il n'y ait pas résonance entre l'oscillateur et les moitiés du résonateur) pour produire de petites étincelles à la coupure F et fermer ainsi le conducteur formé par les deux moitiés du résonateur. Dès que le résonateur ne formera plus qu'un conducteur unique, par suite de cette étincelle, les conditions seront favorables à l'intensité de l'étincelle lorsque le plus de courant possible la traversera, c'est-à-dire si le résonateur est maintenant en résonance et que la coupure corresponde à un ventre de courant.

Il est encore possible que, au début, les deux faces de la coupure agissent comme les armatures d'un condensateur qui se trouverait à un ventre de courant du résonateur (voir 332 et aussi 439).

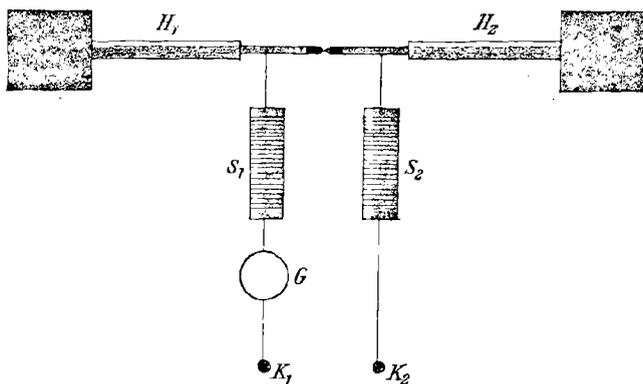
intenses, et qu'elles sont d'autant plus faibles qu'on s'éloigne de cette direction; elles disparaissent tout à fait, si le résonateur est perpendiculaire ou sensiblement perpendiculaire à cette direction.

La sensibilité d'un résonateur de Righi est très grande par rapport à celle des autres dispositifs à étincelles, mais elle est très petite vis-à-vis de celle de détecteurs d'ondes tels que les cohéreurs. Il présente, comme d'ailleurs le dispositif de Hertz (*a*), le grand avantage de ne pas nécessiter d'appareils secondaires et de conducteurs pour ceux-ci, qui introduisent parfois des perturbations. Il n'en est pas de même pour la plupart des détecteurs sensibles.

c. En renonçant à cet avantage, on peut obtenir un renforcement considérable des petites étincelles, si l'on relie les deux points entre lesquels les étincelles doivent éclater aux deux bornes d'un courant alternatif, par l'intermédiaire de deux petites bobines (387 *d*) et d'une lampe à incandescence. En outre, il est préférable de faire passer les étincelles entre des pointes de charbon.

La figure 672 représente un de ces dispositifs. S_1 et S_2 sont les deux

Fig. 672.



bobines, G la lampe à incandescence, K_1 et K_2 les bornes d'un conducteur de courant alternatif, H_1, H_2 un résonateur qui est exactement analogue à l'oscillateur de Hertz de la figure 422. Les deux parties du résonateur sont fixées sur la monture de l'éclateur de la figure 393, de manière que la distance entre les deux pointes de charbon puisse être facilement réglée à l'aide d'une vis micrométrique.

On enlève d'abord le conducteur de courant alternatif, et l'on place le résonateur seul dans le champ d'un oscillateur de Hertz de même

grandeur, ou d'un oscillateur de Righi; on règle l'écartement des deux parties, de manière que de petites étincelles passent lorsque l'oscillateur fonctionne. Si maintenant on met en circuit le conducteur de courant alternatif, au lieu de petites étincelles rouges peu apparentes, on obtient de grosses étincelles très brillantes, qui peuvent servir à la démonstration à grande distance. Les étincelles disparaissent dès que les oscillations de l'oscillateur cessent (*).

Le phénomène de la résonance peut être démontré avec ce dispositif, même avec des oscillations aussi rapides que celles d'un oscillateur de Righi ou d'un petit oscillateur de Hertz. Dans ce but, les plateaux du résonateur sont soudés à des tubes de laiton H₁, H₂ aussi semblables que possible. On peut ainsi faire varier la longueur du résonateur, et par suite la fréquence de ses oscillations propres. On essaye d'abord avec quelle longueur l'action est maxima, c'est-à-dire la longueur pour laquelle il y a résonance, et l'on règle l'écartement des pointes de charbon de manière que les étincelles passent juste. Si l'on allonge le résonateur, ou si on le raccourcit, les étincelles disparaissent (**).

409. Étincelles. Conducteur. — *a.* La conductibilité du trajet de l'étincelle jouait déjà un rôle important dans les expériences décrites précédemment. Quand les étincelles passent, le courant alternatif passe également par le trajet de l'étincelle qui est conducteur, renforce le courant et provoque un éclat beaucoup plus fort. Ceci se vérifie par la lampe G montée dans le circuit; toutes les fois que des étincelles brillantes traversent les deux pointes de charbon, le filament est rouge, parfois même il est incandescent, si la longueur de l'éclateur, la force en bougies de la lampe à incandescence et la tension du courant alternatif sont convenablement choisis.

Dans ce cas, le dispositif (pointes de charbon à distance réglable en dérivation aux bornes d'un courant alternatif avec lampe à incandescence) présente un moyen relativement sensible, et plein de ressources,

(*) Si la résistance intercalée dans le conducteur de courant alternatif est relativement petite, ou que la tension du courant alternatif soit transformée à 200 à 300 volts, on obtient, au moment de la production des étincelles, un arc de flammes qui ne disparaît pas avec les oscillations. La production de cet arc voltaïque a été utilisée plusieurs fois dans les démonstrations (294).

(**) On peut encore opérer ainsi. On donne d'abord au résonateur une longueur telle qu'il y ait résonance, c'est-à-dire maximum d'action. Si l'on applique sur les plateaux une feuille d'étain, on augmente la capacité et l'on diminue par suite la fréquence; les étincelles disparaissent.

pour la démonstration de nombreux phénomènes relatifs aux ondes électriques.

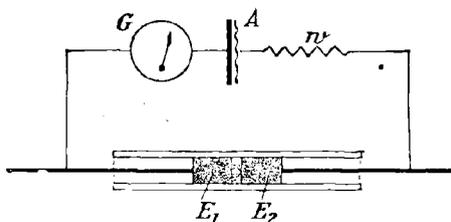
b. On peut aussi employer des éclateurs, à la place de tubes à vide, dans les montages des figures 667 et 668. Les dispositifs précédents sont si simples, qu'ils sont à recommander dans les expériences de laboratoire.

IV. — CONTACTS IMPARFAITS. COHÉREURS.

410. Cohéreur à limaille métallique. — Le détecteur d'ondes, qui a été d'une importance fondamentale pour la T. S. F., est le *cohéreur*, auquel on a donné aussi le nom allemand de *Fritter*.

a. Le principe sur lequel il repose peut être démontré de la manière suivante. Entre deux électrodes de métal E_1 et E_2 (*fig.* 673),

Fig. 673.



placées dans un tube de verre, on met de la limaille, de la poudre ou des grains métalliques. Un élément galvanique, un galvanomètre à cadran gradué G et une résistance r sont reliés à ces électrodes.

1° Le galvanomètre n'indique tout d'abord aucune déviation sensible : la limaille présente donc, pour la tension de la pile, une résistance considérable; elle n'est pas du tout conductrice. Mais si l'on produit, d'une manière quelconque, des oscillations électriques dans le voisinage, par exemple avec un oscillateur de Righi, on observe une forte déviation du galvanomètre.

La limaille métallique devient conductrice sous l'influence des oscillations que provoquent, dans les fils conducteurs ou les électrodes du cohéreur, les ondes de l'oscillateur.

2° Si l'on supprime l'action de l'oscillateur, la déviation du galvanomètre subsiste. La limaille métallique a donc acquis une certaine conductibilité sous l'influence des oscillations électriques, et cette conductibilité subsiste même lorsque les oscillations ont disparu.

3° Si l'on frappe légèrement le cohéreur, avec un crayon, par exemple, la déviation du galvanomètre s'annule subitement. Une action semblable se produit à tout choc sur le cohéreur. La conductibilité, que la limaille métallique avait acquise sous l'influence des oscillations électromagnétiques, disparaît donc par un choc. On désigne ce retour du cohéreur à la non-conductibilité par le nom de *décohérage*.

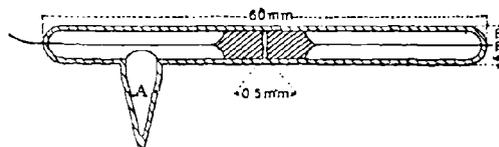
b. Branly est le premier à avoir utilisé le cohéreur comme détecteur d'ondes extraordinairement sensible⁽²⁹⁵⁾. Pour démontrer son efficacité, il a fait des expériences et émis des hypothèses très diverses, sans être arrivé à faire reposer avec certitude l'action du cohéreur sur un phénomène bien connu. Le nom de cohéreur inventé par O. Lodge, de même que le nom allemand *Fritter*, a pour origine que les grains de limaille, précédemment séparés, sont soudés l'un à l'autre par de petites étincelles ou autres effets calorifiques sous l'action des oscillations électriques, et sont de nouveau séparés par un choc^(295a).

c. Les nombreux essais qui ont été entrepris pour faire du cohéreur un appareil pratique ne seront pas décrits ici. On ne mentionnera que quelques formes de cohéreurs, qui satisfont aux exigences de la T.S.F. Chacune d'elles est typique pour les améliorations apportées au cohéreur.

1° Le cohéreur de Marconi (*fig. 674*).

D'après ses indications, Marconi emploie comme électrodes de l'argent légèrement amalgamé, et comme limaille un mélange de

Fig. 674.



96 pour 100 de limaille de nickel et de 4 pour 100 de limaille d'argent. L'ensemble du cohéreur est placé à l'intérieur d'un tube de verre fondu, dans lequel on a fait le vide à environ 0^{mm},8 de mercure. Les surfaces terminales des électrodes sont légèrement obliques⁽²⁹⁶⁾, de manière que l'écartement des électrodes ne soit pas le même en tous les points (*fig. 675*) (*). L'avantage de cette disposition est que le coincement de la limaille du cohéreur, par les chocs, est beaucoup

(*) La figure 674 représente une des premières formes du cohéreur de Marconi; les surfaces terminales sont parallèles.

plus rare qu'avec des surfaces terminales parallèles, et par suite le décochéage se produit plus sûrement.

2° Le cohéreur de la Compagnie de T. S. F. (*fig. 676*).

Le cohéreur, que cette Compagnie a reçu de la Compagnie générale

Fig. 675.



d'électricité, est contenu, comme celui de Marconi, dans un tube à vide en verre fondu. Il est formé de limaille de nickel et d'électrodes en argent, qui sont coupées en forme de coin, plus obliquement encore que dans le cohéreur de Marconi. La forte obliquité de la coupure

Fig. 676.

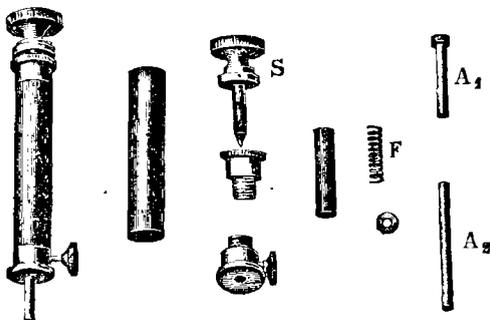


permet, en outre d'un facile décochéage, un réglage de la sensibilité du cohéreur par une simple rotation du tube.

3° Le cohéreur en acier de Koepsel.

Les parties essentielles de ce cohéreur sont représentées figure 677.

Fig. 677.



A_1 et A_2 sont deux électrodes en acier très dur, à surfaces terminales parallèles et parfaitement polies. Leur écartement est réglable. L'électrode A_1 est poussée vers le haut par un ressort F, et peut être abaissée par une vis micrométrique S. La limaille employée est de la limaille

d'acier; elle est obtenue par le broyage d'un morceau d'acier, auquel on a donné une trempe extrêmement dure en le chauffant à une température élevée et en le refroidissant ensuite dans le mercure. La sensibilité de ce cohéreur peut, en dehors de l'écartement des électrodes et du choix d'une limaille plus ou moins fine, être réglée en plaçant dans le voisinage de l'une des électrodes un aimant en fer à cheval. Les pôles de cet aimant peuvent être plus ou moins rapprochés de l'électrode, de manière à produire une action magnétique variable sur la limaille d'acier (*).

d. D'une façon générale, on peut dire sur la construction des cohéreurs que (**):

1° Plus les surfaces des électrodes sont grandes, plus le cohéreur est sensible, toutes choses égales d'ailleurs, mais il est aussi plus difficile à décoherer.

2° Pour la limaille métallique, la matière importe moins que la forme. Elle doit être aussi anguleuse et aussi pointue que possible. Les cohéreurs, dans lesquels on emploie d'une manière quelconque des petites sphères métalliques polies, ne sont pas à recommander, à cause de leur faible sensibilité et de leur peu de sûreté. On obtient un excellent fonctionnement en choisissant des grains de limaille plats. Il faut d'abord les tamiser, et ensuite les choisir un à un avec une forte loupe. En outre, tous les grains qui ont une forme allongée sont à rejeter. Ces grains donnent un embarras de la limaille, cause principale d'un fonctionnement incertain.

3° Si le cohéreur doit être le plus sensible possible, la limaille doit se composer d'un faible nombre de grains relativement gros. Si l'on veut un fonctionnement particulièrement sûr et une sensibilité moyenne, il faut employer un grand nombre de grains fins.

4° On peut augmenter beaucoup la sensibilité en faisant le vide dans le cohéreur; mais ce procédé semble être incertain. Les tubes à vide présentent certainement l'avantage que le cohéreur tout entier peut être parfaitement asséché et maintenu à l'état sec. Des électrodes et des grains de limaille parfaitement asséchés sont une condition absolument indispensable au bon fonctionnement d'un cohéreur.

e. La difficulté, pour les expériences de laboratoire, est d'avoir un cohéreur peu sensible, mais de fonctionnement sûr. La méthode sui-

(*) On a aussi proposé le remplissage avec des grains ferromagnétiques et l'emploi d'un champ magnétique soit pour augmenter, soit pour diminuer la sensibilité.

(**) Ce qui suit repose en partie sur des données empruntées à des ouvrages, en partie sur des expériences personnelles.

vante est à recommander. Dans un cohéreur de la forme de celui de Koepsel (*), on emploie, à la place d'électrodes d'acier (**), des électrodes semblables en laiton, aux extrémités desquelles on soude des plaques d'argent. Comme limaille, on emploie de la poudre de chrome obtenue par le broyage, soigneusement triée et asséchée (***)).

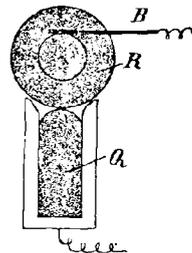
Un tel cohéreur ne présente pas ces caprices qui, au début des expériences de T. S. F., étaient partout considérés comme une propriété caractéristique des cohéreurs. Si un tel cohéreur, soigneusement monté, présente dans des expériences des irrégularités, on fera bien d'examiner l'interrupteur et parfois aussi l'oscillateur. Les irrégularités de fonctionnement ne proviennent pas fréquemment du fait que le cohéreur enregistre irrégulièrement les ondes, mais bien de ce que l'oscillateur les produit irrégulièrement.

411. Cohéreurs à mercure. — *a.* Un inconvénient assez appréciable, et qui apparaîtra plus tard, des cohéreurs à limaille métallique est de nécessiter un certain choc, et par suite un appareil auxiliaire, pour leur permettre de revenir à l'état non conducteur afin d'être prêts à accuser une nouvelle oscillation. Cet inconvénient disparaît dans le

Fig. 678.



Fig. 679.



cohéreur expérimenté dans la marine italienne, et dû à un officier de la marine italienne, Castelli. Ce cohéreur se compose d'un tube de verre, dans lequel sont introduites deux électrodes de fer ou de fer et de charbon. Une goutte de mercure est placée entre les électrodes, à la place de limaille métallique (*fig.* 678).

(*) Emprunté à la Compagnie de T. S. F., Berlin.

(**) Les électrodes et les limailles en acier ne conviennent pas aux expériences de laboratoire, car elles doivent être très soigneusement soustraites aux influences magnétiques.

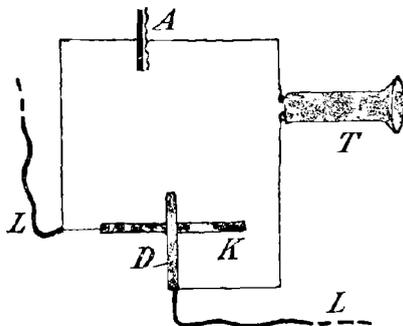
(***) Des cohéreurs analogues ont été employés dans des expériences aux environs de Cuxhaven et se sont très bien comportés.

En outre que ce cohéreur, dans l'état de non-excitation, offre une résistance beaucoup plus faible qu'un cohéreur à limaille métallique, il présente la propriété de diminuer sa résistance sous l'influence des oscillations, comme un cohéreur à limaille, et en plus de reprendre de lui-même son état primitif. Il est donc toujours prêt à accuser une nouvelle oscillation.

b. A. Koepsel, d'une part, O. Lodge et Muirhead (²⁹⁷), d'autre part, ont construit un cohéreur tournant à mercure (*fig.* 679). Dans le mercure Q, qui est recouvert d'huile minérale, plonge un disque d'acier R mis en mouvement par un mouvement d'horlogerie ou un petit moteur. Ce disque est réuni à l'un des pôles d'une pile par l'intermédiaire d'un balai B; le mercure est relié à l'autre pôle de la pile par un conducteur. Tant que le cohéreur n'est pas frappé par des ondes, il n'existe aucune liaison conductrice entre le mercure et le disque d'acier. Dès que l'appareil est frappé par des oscillations, la conductibilité se produit, pour cesser d'elle-même après la disparition des oscillations.

412. **Cohéreurs à charbon ou à graphite (contact microphonique).** — Tommasina (²⁹⁸) a montré que d'autres cohéreurs, qui utilisent le charbon ou le graphite, soit en poussière à la place de limaille, soit comme électrodes, présentent jusqu'à un certain point les mêmes propriétés que les cohéreurs à mercure. On obtient la forme la plus simple de ces cohéreurs, en plaçant (*fig.* 680) un fil D d'un métal

Fig. 680.



quelconque sur un charbon K de lampe à arc ou sur la mine d'un crayon de graphite. On le réunit à un élément galvanique A par un téléphone T. Si l'on produit des oscillations dans le voisinage, par exemple avec un oscillateur de Righi, on entend un craquement dans

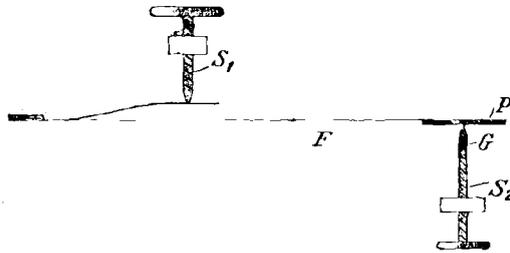
le téléphone chaque fois qu'une étincelle éclate dans l'oscillateur (*). Ce cohéreur à contact microphonique doit donc présenter la propriété de revenir de lui-même à son état primitif quand l'oscillation a disparu, et d'être ainsi à même de déceler une nouvelle oscillation.

Le craquement dans le téléphone peut durer un temps assez long, avec une grande régularité, tant que des étincelles passent dans l'oscillateur. Si l'on monte un galvanomètre à la place du téléphone, on est très surpris d'observer que les déviations dans les oscillations successives sont extrêmement irrégulières.

Les déviations sont tout à fait variables, tantôt elles disparaissent après la cessation des oscillations, tantôt elles persistent; elles font conclure, tantôt à une diminution de la résistance sous l'influence des oscillations, tantôt à une augmentation de cette résistance. Il en est exactement de même avec les cohéreurs à mercure (411 a). La conclusion, qu'on peut en tirer, est que les variations de résistance qu'on observe dans le téléphone ne sont pas du tout celles qui produisent la déviation du galvanomètre. Pratiquement, il en résulte que le contact microphonique, de même que le cohéreur à mercure de 411 a, ne sont utilisables pour déceler des oscillations qu'en liaison avec un téléphone, et ne peuvent pas être employés avec un galvanomètre ou un relais (422 a).

Parmi les différents modèles de cohéreurs à charbon ou à graphite, celui de Koepsel se signale particulièrement. Dans cet appareil, le

Fig. 681.



contact microphonique est obtenu, d'une part par une plaque d'acier trempé parfaitement polie P, d'autre part par une pointe de graphite dur G (fig. 681). La plaque P est reliée à un long ressort F. Les vis S₁

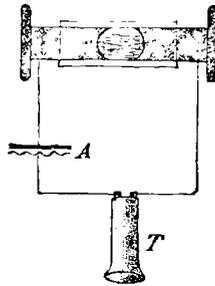
(*) Si l'on remplace le charbon ou le graphite par un métal, ou si l'on prend simplement un cohéreur à limaille métallique, on perçoit bien un craquement aux premières étincelles, mais pas aux étincelles suivantes.

et S_2 servent à régler très exactement la pression de la pointe de graphite sur la plaque d'acier. La sensibilité de cet appareil microphonique est considérablement plus grande que celle du cohéreur le plus sensible, mais la sûreté du fonctionnement est plus faible.

V. — DÉTECTEURS ÉLECTROLYTIQUES.

413. **Détecteur de de Forest** ⁽²⁹⁹⁾ (*fig.* 682). — Entre des électrodes métalliques concaves, en forme de demi-sphère, se trouve une pâte composée par exemple de glycérine hydratée, de limaille métallique et de litharge pulvérulente. Une pile et un téléphone sont reliés aux électrodes. Tant qu'aucune oscillation ne frappe le détecteur, le courant de la pile le traverse, et il se forme soi-disant entre les élec-

Fig. 682.



trodes des ponts conducteurs, qui sont détruits dès qu'une oscillation traverse l'alvéole. Il se produit donc un fort accroissement de la résistance, qui entraîne une forte chute du courant et un craquement dans le téléphone. Le détecteur revient très rapidement de lui-même à son état primitif dès la disparition des oscillations. Il est très sensible.

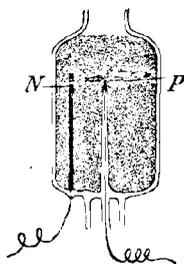
414. **Détecteur de Schlömilch** ⁽³⁰⁰⁾. — Ce détecteur repose sur la considération suivante. Dans un vase contenant de l'acide sulfurique plongent deux électrodes en fil de platine, reliées à une pile dont la FEM est un peu supérieure à celle provenant de la polarisation de l'élément platine-acide sulfurique-platine. Un très faible courant traverse donc le vase et un galvanomètre monté dans le circuit du courant accuse une faible déviation. Quand on fait agir une oscillation électrique sur un tel vase, on obtient pendant l'oscillation un accroissement considérable du courant, qui retombe aussitôt que les oscilla-

tions cessent. Si l'on a monté un galvanomètre dans le circuit, il accuse, sous l'influence de l'oscillation, une forte déviation qui disparaît d'elle-même avec l'oscillation. Si un téléphone est monté dans le circuit, on perçoit un craquement à chaque décharge de l'oscillateur.

Des expériences concluantes ont conduit à ce résultat, que la sûreté et la sensibilité de la réaction sont d'autant plus grandes que la surface de l'électrode positive est plus petite. Les détecteurs employés en T. S. F. ont par suite une électrode positive P extrêmement petite : elle est composée d'un fil de Wollaston de $0^{\text{mm}},001$ de diamètre, qui déborde d'un tube de verre sur une longueur de $0^{\text{mm}},01$ (données de Schlömilch).

Ce détecteur est très sensible et fonctionne d'une façon certaine; il est en outre très simple (fig. 683). Il ne nécessite aucun appareil acces-

Fig. 683.



soire pour être ramené à son état primitif quand les oscillations cessent; comme, par ailleurs, l'accroissement du courant par une oscillation est d'autant plus grand que l'oscillation est plus forte (*), ses indications sont de nature quantitative; ce serait donc le détecteur idéal. Mais on observe, tout particulièrement avec ce détecteur, le phénomène qui fait qu'un détecteur très utilisable avec le téléphone ne l'est pas du tout avec un galvanomètre ou un relais.

Bien qu'il soit possible en réalité d'employer un relais avec le détecteur de Schlömilch (appareil utilisé pendant quelque temps par la Société de T. S. F.), cet appareil ne semble pas avoir satisfait à toutes les exigences, du moins si l'on se proposait d'obtenir une grande sensibilité.

Fessenden (³⁰¹) a également employé un détecteur d'ondes tout à fait semblable à celui de Schlömilch, sous le nom de *Barretter*.

(*) Il ne semble pas qu'on ait recherché si le phénomène dépendait de l'effet ou de l'amplitude maxima.

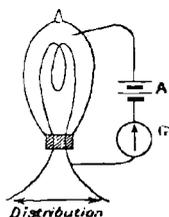
VI. — DÉTECTEURS PAR EFFET EDISON (*).

414 bis. — Parmi les nombreux détecteurs inventés dans ces dernières années, il en est un dont la sensibilité et le mode de fonctionnement obligent à lui réserver une place spéciale.

Ce détecteur est basé sur l'utilisation du phénomène connu sous le nom d'*effet Edison*.

Si une tige métallique traverse l'enveloppe d'une lampe à incandescence, et qu'on la relie à l'une des connexions de la lampe par l'intermédiaire d'une source continue et d'un ampèremètre (*fig. 683 bis*),

Fig. 683 bis.



on voit dévier l'ampèremètre quand la lampe est allumée. On remarque de plus que les pôles de la source doivent être placés convenablement; dans un sens l'ampèremètre dévie, dans l'autre il ne passe aucun courant. En outre, l'intensité de ce courant varie avec le voltage de la source et l'état d'incandescence de la lampe.

L'atmosphère de la lampe devient conductrice sous l'influence de la projection des corpuscules cathodiques émanant du filament, projection d'autant plus intense que la lampe, alimentée d'une manière quelconque, est plus poussée.

On a donc là un appareil redresseur de courant oscillatoire, qui permettra de déceler le passage des courants de haute fréquence utilisés en T. S. F. au moyen d'appareils très simples, tels que les galvanomètres. Cet appareil agira par l'effet du courant comme intégrant de la demi-énergie recueillie et non comme détecteur à maxima.

Il sera donc spécialement indiqué pour la téléphonie sans fil, où les

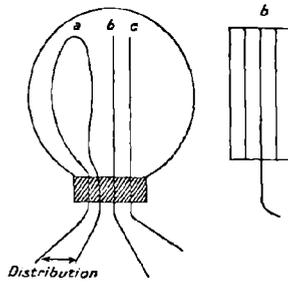
(*) Addition des traducteurs.

modulations de la voix sont le plus souvent produites par des variations d'amplitude d'oscillations entretenues (*voir 451, nota*).

De nombreux expérimentateurs se sont efforcés de perfectionner ce détecteur. D'aucuns ont cherché à utiliser tous les corpuscules cathodiques projetés par le filament incandescent. Ce dernier est alors mis sous une forme rectiligne et l'électrode indépendante est formée d'un cylindre métallique enveloppant complètement le filament. D'autres ont séparé le circuit d'incandescence de la lampe et le circuit d'utilisation.

On dispose alors un gril métallique *b* (*fig. 683 ter*), formé de 3 ou

Fig. 683 ter.



4 fils rectilignes, et une plaquette *c*. Les corpuscules cathodiques émanant du filament *a* traversent le gril, ionisent le milieu entre *b* et *c* et le rendent conducteur pour un courant de sens convenable.

CHAPITRE XX.

LES ÉMETTEURS EN TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (302).

I. — L'ÉMETTEUR DE MARCONI.

415. **Forme de l'émetteur.** — Le dispositif, qui sert à émettre des ondes, s'appelle en général en T. S. F. l'*émetteur*. La forme initiale et la plus simple, émetteur de Marconi, en est représentée schématiquement figure 684. Un simple fil vertical AB, *antenne*, qui est mis à

Fig. 684.

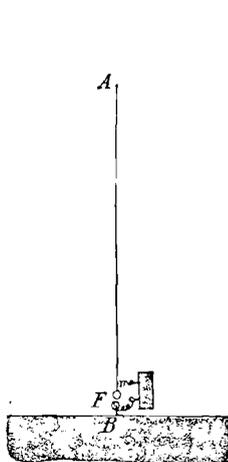
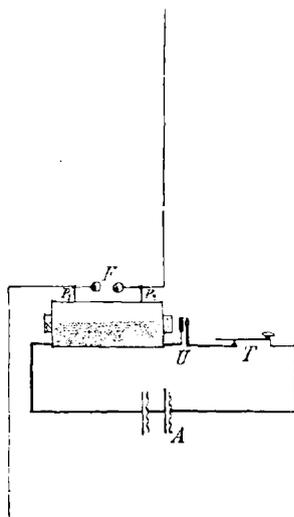


Fig. 685.



la terre à sa partie inférieure, possède un éclateur à cette extrémité.

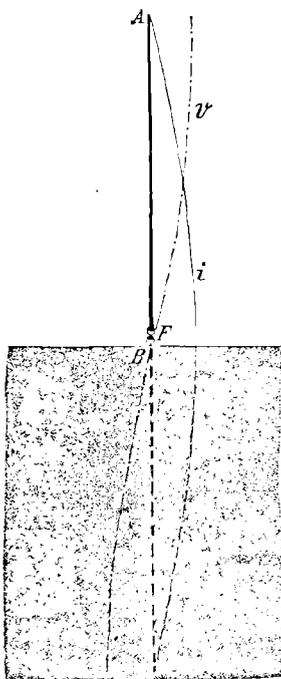
Les deux pôles de l'éclateur sont reliés aux deux pôles secondaires P_1 et P_2 d'une bobine d'induction (fig. 685), dans le circuit primaire de laquelle se trouvent une batterie d'accumulateurs A, un interrup-

teur U et une clef Morse T (432), permettant d'ouvrir et de fermer le courant primaire. Si le courant est fermé, la bobine d'induction entre en action et charge l'antenne. Une étincelle éclate en F et produit des oscillations dans l'émetteur.

C'est avec ce simple émetteur que Marconi a obtenu ses premiers succès et a prouvé, pour la première fois, la possibilité de communiquer à longue distance par les oscillations électromagnétiques. Cet émetteur est encore employé par la Compagnie Marconi dans ses stations, concurremment avec d'autres émetteurs dont il sera parlé plus tard.

416. **Les oscillations.** — L'émetteur Marconi est un oscillateur linéaire dissymétrique, à un côté duquel est fixé un conducteur de grande capacité et de grande surface. D'après la figure 436, le courant

Fig. 686.



et la tension sont distribués de telle sorte qu'il y ait un ventre de courant et un nœud de tension à proximité de la grande capacité, et un nœud de courant et un ventre de tension à l'extrémité libre.

Donc la distribution sera représentée approximativement par la figure 686 (³⁰³).

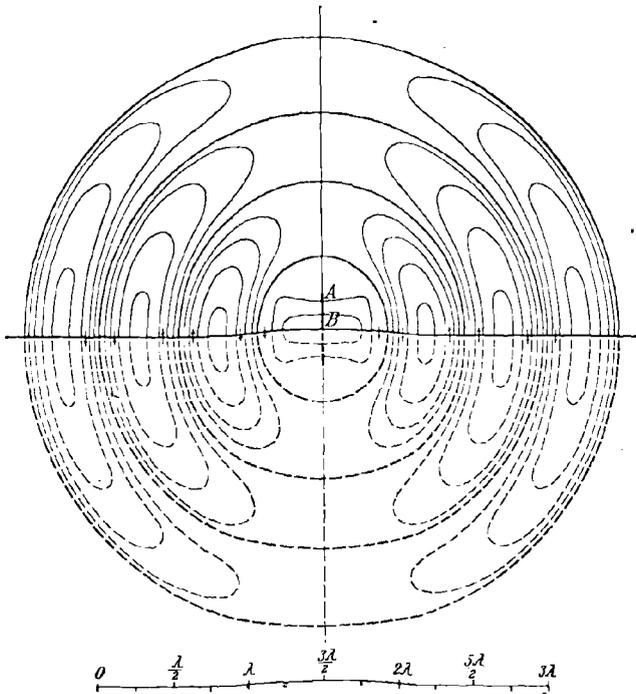
D'après la forme de cette oscillation, la longueur de l'antenne est le quart de la longueur d'onde de l'oscillation (*). La fréquence n d'un tel émetteur de Marconi est déterminée par la relation (290)

$$n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2l} \text{ cm,}$$

l étant la longueur de l'antenne en centimètres.

417. **Les ondes émises.** — La forme de l'oscillation et la fréquence sont les mêmes que si l'émetteur, au lieu d'être à la terre, était pro-

Fig. 687.

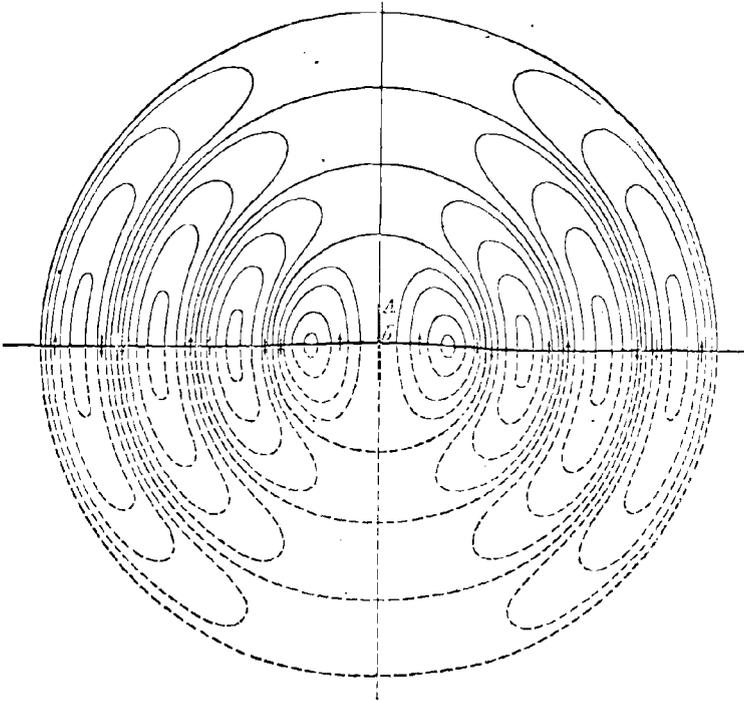


longé par une partie symétrique (en traits dans la figure 686) se trouvant à l'air libre. Il est à penser que les ondes émises sont les mêmes que celles émises par l'oscillateur ainsi prolongé.

(*) A. Slaby a le premier fait remarquer les conséquences pratiques de cette relation.

a. Cela est approximativement exact dans tous les cas ⁽³⁰⁴⁾. Si l'on considère un oscillateur, placé ainsi à proximité de la surface de la terre, on obtient exactement (*) les ondes émises par lui par le procédé suivant. On construit d'abord l'image de l'oscillateur par rapport à la surface de la terre. En un point quelconque P de cette image, on prend l'oscillation de sorte que la charge ou la tension soit égale et de signe contraire à celle du point P₁ symétrique. On construit alors les ondes que l'oscillateur et son image enverraient, s'ils se trouvaient chacun libre dans l'espace. La résultante de ces deux ondes est

Fig. 688.



approximativement identique à l'onde produite par l'oscillateur réel.

(*) À condition que la terre se comporte comme un conducteur parfait (421 a). C'est A. Blondel qui a émis le premier les hypothèses qualitatives exactes sur la forme des ondes émises par l'antenne et sur le rôle que joue la terre dans la propagation et l'absorption des ondes (*Compte rendu de la Société française pour l'avancement des Sciences*, Congrès de Nantes, 1898).

On peut ainsi, dans cette application, remplacer l'action de la terre par celle de l'appareil symétrique.

b. Pour obtenir les ondes de l'émetteur Marconi, il suffit donc de couper par le milieu, normalement à l'oscillateur, les figures 644 à 647. La partie supérieure représente l'onde qui se développe dans l'émetteur, et se propage dans l'espace le long de la surface de la terre (*). Dans les figures 687 et 688 (**), on a représenté cette onde à une plus grande distance de l'oscillateur, dans la première au moment où la charge de l'oscillateur est maxima, dans la seconde au moment où elle est exactement nulle. On voit particulièrement, sur ces figures, que les ondes en s'éloignant de l'oscillateur tendent vers la forme sphérique, et finalement, à une certaine distance, peuvent être considérées comme planes sur un petit espace.

c. En conséquence, à une distance notable de l'oscillateur il se trouve un champ électromagnétique alternatif à la surface de la terre. Les lignes d'induction électrique de ce champ alternatif sont normales à la surface de la terre; les lignes d'induction magnétique sont parallèles à cette surface et perpendiculaires à la droite qui joint le point considéré à l'oscillateur.

L'amplitude de l'intensité des champs, aussi bien électrique que magnétique, décroît, à partir d'une certaine distance de l'oscillateur, comme $\frac{1}{r}$, c'est-à-dire est inversement proportionnelle à la première puissance de l'éloignement. On a à la surface de la terre (396 b)

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I}{2\pi\nu} \frac{\bar{i}_0}{r} = 2 \frac{\bar{i}_0}{r} 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.},$$

$$M_0 = \frac{I}{2\pi\nu} \frac{\bar{i}_0}{r} = 2 \frac{\bar{i}_0}{r} \text{ C.G.S.},$$

\bar{i}_0 étant l'amplitude du courant au ventre de courant.

418. Amortissement des oscillations. — Si l'on compare l'émetteur de Marconi, sous le rapport de l'énergie, à un oscillateur symétrique de même fréquence, on arrive, pour des champs électriques correspondants d'égale intensité, aux considérations suivantes :

1° L'émetteur Marconi ne possède que la moitié du champ électrique de l'oscillateur symétrique, la partie souterraine manquant.

(*) La partie inférieure des figures 644 à 647 ainsi que 687 et 688 est à négliger; l'onde souterraine n'a pas cette forme.

(**) M. le professeur Dr Hack a été assez aimable pour calculer et dessiner ces figures (395).

Au moment initial, il n'existe ni courant ni champ magnétique; l'énergie totale de l'émetteur Marconi, qui est égale à celle de son champ électrique, est la moitié de celle de l'oscillateur symétrique.

2° L'énergie totale rayonnée par l'émetteur Marconi est la moitié de celle rayonnée par l'oscillateur symétrique, puisque l'onde émise n'est que la moitié de celle de l'oscillateur symétrique.

3° La valeur de la perte par chaleur Joule est également moitié moindre.

4° On ne peut rien dire en général relativement à la perte par chaleur d'étincelle. Elle est en tous cas plus faible que celle correspondant à l'oscillateur symétrique, la longueur d'étincelle étant moitié moindre (*).

Si donc l'amortissement par étincelle n'existait pas, l'amortissement d'un émetteur Marconi serait le même que celui d'un oscillateur symétrique de même fréquence (296); la perte d'énergie, comme d'ailleurs l'énergie existante, est dans le premier cas la moitié de ce qu'elle est dans le second cas. Cela serait encore vrai, si l'amortissement dû à l'étincelle était la moitié de celui correspondant à l'oscillateur symétrique. Comme ce n'est pas le cas en général, l'amortissement total de l'émetteur Marconi ne pourra pas se déduire de celui de l'oscillateur symétrique de même fréquence.

La différence est petite, tant que l'amortissement par étincelle n'est qu'une faible fraction de l'amortissement total, c'est-à-dire tant que les étincelles sont relativement courtes (296 *c*). Lorsqu'il en est ainsi, le décrement d'un émetteur de 50^m de hauteur varie entre 0,2 et 0,3 suivant l'épaisseur du fil (296). Il est sans grand intérêt de savoir comment se comportent les relations quand l'amortissement par étincelle est fort, car il n'est pas pratique de s'aventurer dans les grandes longueurs d'étincelle (422 *c*).

419. Comparaison de l'émetteur Marconi avec les dispositifs précédents pour T. S. F. — Le fait, que dans les ondes de l'émetteur Marconi l'intensité du champ électrique est simplement inversement proportionnelle à la première puissance de la distance, est la raison princi-

(*) Pour déduire l'émetteur Marconi de l'oscillateur symétrique, on a, d'après 417, coupé ce dernier en son milieu par une surface conductrice. Cette surface passe aussi au milieu de l'éclateur, et la tension entre elle et la moitié supérieure formant l'émetteur n'est que la moitié de celle existant entre les deux parties de l'oscillateur symétrique. Afin que le champ soit le même en des points correspondants de l'émetteur et de l'oscillateur symétrique, la tension dans le premier doit être seulement la moitié de ce qu'elle serait dans l'oscillateur symétrique. L'amplitude du courant est toutefois la même, donc deux fois plus grande que celle d'un oscillateur symétrique pour la même longueur d'étincelle (voir 435 *b*, 3°).

pale de la supériorité de ce dispositif sur ceux qui l'ont précédé (306). Dans tous ces autres dispositifs, le champ décroît plus rapidement que $\frac{1}{r}$.

a. Télégraphie par conductibilité. — Deux points P_1 et P_2 de la surface de la terre sont mis en communication avec les pôles d'une batterie d'accumulateurs, ou d'une source de courant continu. Il passe dans le sol, de P_1 vers P_2 , un courant, dont les lignes de courant ont, dans le cas le plus simple, à peu près la forme des courbes de la figure 689. Q_1 et Q_2 sont deux points de la même ligne de cou-

Fig. 689.

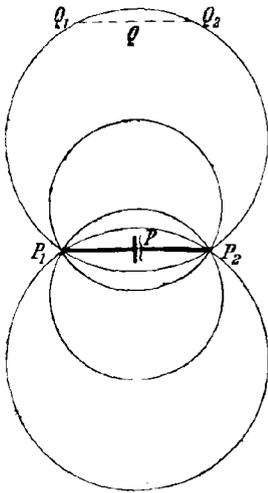
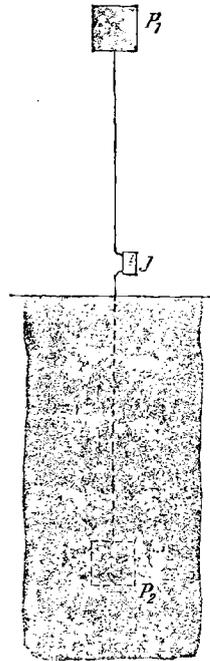


Fig. 690.



rant; si on les joint par un conducteur métallique contenant un galvanomètre ou un téléphone, on constatera l'existence d'un courant dans ce conducteur, puisqu'il existe une certaine tension entre Q_1 et Q_2 (*). L'intensité du champ électrique à une distance $r = QP$,

(*) Les lignes d'intensité électrique sont, quant à la forme, identiques aux lignes de courant (22).

grande par rapport à P_1P_2 , est approximativement proportionnelle à $\frac{1}{r^3}$ (³⁰⁷); il en est de même pour la tension entre deux points à une distance donnée. Si même l'on choisit les conditions les plus favorables, courant continu interrompu entre P_1 et P_2 , téléphone entre Q_1 et Q_2 , on peut dire *a priori* que, à cause de la décroissance rapide de l'action avec l'éloignement, on peut à peine espérer obtenir avec ce dispositif des distances grandes par rapport à P_1P_2 .

b. Télégraphie par influence. — Le dispositif est en principe le suivant. Une plaque de métal P_1 est fixée à une certaine hauteur au-dessus du sol et mise en relation par un fil avec un pôle d'une bobine d'induction. L'autre pôle de la bobine est à la terre (*). Si le courant primaire de la bobine d'induction est interrompu, la plaque est portée à une haute tension et donne naissance à un champ électrique. Les lignes d'intensité électrique de ce champ sont à peu près les mêmes que si une autre plaque P_2 se trouvait symétriquement à P_1 et était chargée en sens contraire, l'ensemble du système étant dans l'air. La forme des lignes d'intensité est donc la même que dans la figure 622, en supposant la figure coupée par le milieu normalement à l'oscillateur. Les lignes d'intensité électrique sont normales à la surface de la terre. Si l'on approche à quelque distance de P_1 une plaque semblable, réunie à la terre par un conducteur, il se produit un courant dans ce conducteur aussi souvent que la plaque P_1 se charge ou se décharge.

De même qu'à 390 *b*, nota, il s'ensuit que l'intensité du champ électrique sera proportionnelle à $\frac{1}{r^3}$, à partir d'une distance r de P_1 grande par rapport à P_1P_2 .

c. Télégraphie par induction. — On envoie, par un interrupteur ou par un alternateur, un courant variable dans un circuit fermé circulaire ou rectangulaire, un des côtés du rectangle, par exemple, étant mis à la terre. A l'endroit avec lequel on veut communiquer, on place une bobine ou un second circuit, tel que les lignes d'induction magnétique du premier circuit le traversent aussi facilement que possible. Le courant, ainsi produit, peut être mis en évidence par un téléphone et être utilisé pour la transmission des nouvelles. La théorie montre encore que l'intensité du champ magnétique décroît dans ce

(*) Les dispositifs de la catégorie *b* ont une grande similitude avec l'émetteur Marconi, il n'y manque que l'étincelle. Mais, comme le secondaire de la bobine d'induction y forme une partie du conducteur de l'émetteur, on ne peut obtenir ni oscillations rapides ni rayonnement considérable.

cas comme $\frac{1}{r^3}$, r étant une distance grande par rapport aux dimensions du circuit (308).

d. Avec l'émetteur Marconi un autre avantage vient s'ajouter à la lente décroissance de l'action. Pour les oscillations rapides, qu'il est seul capable de fournir, il existe des appareils, détecteurs, cohéreurs et autres, d'une sensibilité inconnue dans le domaine des oscillations lentes. C'est pourquoi il ne faut point s'étonner si les résultats obtenus par Marconi ont été d'un tout autre ordre de grandeur que ceux obtenus par ses prédécesseurs.

Les meilleurs résultats obtenus avant lui l'ont été pour la télégraphie par conductibilité par K. Strecker, pour la télégraphie par induction par W. Preece. Dans le premier cas, on a reçu des signes intelligibles à 17^{km}, la longueur du conducteur P_1P_2 (fig. 689) étant de 3^{km}, et à la réception Q_1Q_2 étant égal à 1^{km}, 2.

Dans les recherches de Preece, on a obtenu une distance de 5^{km}, 5 et même 8^{km}, 5, mais cette dernière peu certaine, avec un circuit émetteur d'une longueur de 1^{km}, 2 et un circuit de réception de 0^{km}, 6. Dans les circonstances les plus favorables, la distance atteinte a été de 7 fois la dimension de l'émetteur.

Si l'on compare ces résultats à ceux de Marconi télégraphiant, après de courtes recherches, à une distance de 46^{km} avec une antenne de 44^m, on voit immédiatement de quel ordre est le progrès accompli.

420. Importance de la mise à la terre dans l'émetteur Marconi. — Quand Marconi enleva la communication d'un des pôles de l'éclateur

Fig. 691.



avec la terre (fig. 691), l'action de l'émetteur sur le même récepteur

s'annula. On en a conclu que, dans la T. S. F., la terre avait une réelle action spécifique. La conclusion fut vérifiée quand on recommença les expériences avec les mêmes oscillations, avec et sans communication avec la terre; l'effet sur un même récepteur fut complètement différent.

En réalité, la cause en est la suivante. Dans l'oscillateur des figures 684 et 686, fil AB + terre, l'étincelle est à la place où elle doit être, c'est-à-dire à un ventre de courant et un nœud de tension. On obtient ainsi de fortes oscillations de l'émetteur (282). Dans l'émetteur de la figure 691, l'étincelle est à une extrémité, c'est-à-dire à un nœud de courant; d'après 282, il ne peut pas se produire d'oscillation ayant une amplitude sensible, ce qui exclut toute action sur un récepteur éloigné.

421. Importance de la mise à la terre pour la propagation des ondes. — Cette question est à séparer nettement de la précédente. On peut la décomposer en deux parties : 1° Influence de la terre sur la forme des ondes; 2° Influence sur la propagation. La première partie est résolue par 417, dans lequel on a dit que l'on pouvait remplacer l'action de la terre par celle de l'image de l'oscillateur par rapport à la surface de la terre (*). Il reste la question de la propagation des ondes (309).

a. Dans le temps, quand la T. S. F. en était encore à ses débuts, on citait comme obstacle aux grandes distances la courbure de la surface terrestre. La propagation rectiligne des ondes semblait apporter une raison à cette objection. Or, cette propagation, qui existe en fait pour un oscillateur isolé dans l'espace (396), se modifie pour un oscillateur situé au voisinage d'une surface conductrice.

Si la terre avait la conductibilité d'un métal, les relations seraient très claires, et la propagation des ondes serait semblable à celle le long d'un fil (380 a). Comme dans ce dernier cas les ondes se propagent dans l'air mais le long du fil, en T. S. F. elles auraient suivi les sinuosités (**) du sol, et par conséquent ne se seraient pas propagées en ligne droite.

En fait, la conductibilité de la terre, bien moindre que celle d'un métal, est maxima à la surface des mers $\frac{\sigma}{\sigma_{Hg}} = 4 \cdot 10^{-6}$ environ. Comme

(*) Naturellement dans l'hypothèse que la terre est un conducteur parfait, cas de la mer, par exemple. Pour les ondes sur la terre ferme on ne peut rien dire *a priori*.

(**) Tant que le rayon de courbure est grand par rapport à la longueur d'onde.

dans ces phénomènes c'est toujours le rapport $\frac{\pi n \varepsilon}{\sigma}$ qui intervient, et que ce rapport atteint environ $1,9 \cdot 10^{-3}$ pour une fréquence de $3 \cdot 10^6$ /sec, c'est-à-dire est très petit, on peut supposer que l'eau de mer se comporte qualitativement comme un métal et que, pour la T. S. F. sur mer, les ondes glissent à la surface de l'eau. Une théorie mathématique le justifie (310). En conséquence :

1° La T. S. F. à grande distance par-dessus les mers ne rencontre pas d'obstacles de ce fait. Marconi est parvenu à des distances de 3000 km , entre lesquelles la flèche de la calotte terrestre est d'environ 200 km .

2° Il est inutile de placer l'émetteur et le récepteur à de grandes altitudes. On s'en est aperçu dès les premières expériences (South Foreland-Station Marconi). Des recherches particulières, faites à Helgoland, ont montré qu'une position plus ou moins élevée de l'émetteur et du récepteur ne présente pas d'avantage marqué (*). Les expériences de Jackson (311) conduisent aussi au même résultat.

Quant à la T. S. F. par-dessus la terre ferme, les recherches de Marconi (**) ont mis hors de doute que la communication était possible entre deux localités séparées par d'épais massifs de montagnes, bien qu'il en résultât un affaiblissement de l'onde. Si la surface de la montagne se compose de substances bonnes conductrices (sol humide), on peut admettre que les ondes se propagent presque en entier sur la surface (313). Mais, si les terrains sont mauvais conducteurs, une partie importante de l'onde pénètre dans la montagne et y est rapidement absorbée par la conductibilité des couches successives. Pour la partie de l'onde qui passe par-dessus la montagne, il faut tenir plus compte de la diffraction que de la conductibilité. Les expériences de Jackson (311) ont établi qu'un navire, au voisinage immédiat d'une montagne, n'a pas pu expédier un télégramme à une station qui se trouvait de l'autre côté, mais qu'il en recevait comme si le poste terrestre eût été très éloigné.

b. Dans toute circonstance où la surface terrestre, ou la mer, servent à guider les ondes, il se produit une absorption, de même que dans la propagation des ondes le long d'un fil; elle dépendait dans ce cas de la constitution du fil (376). L'absorption est en raison inverse de la conductibilité de la surface de la terre; ceci est confirmé par le fait que l'affaiblissement des ondes dépend beaucoup de la nature du sol (311). Il ne faut pourtant attribuer à cette absorption qu'une partie

(*) L'allongement de l'antenne a un tout autre but (422 c).

(**) La station Marconi du Poldhu a communiqué avec Ancône par-dessus les Alpes à 1800 km de distance (312).

de l'affaiblissement des ondes par leur passage en terrain varié (*). Il est possible que les ondes soient modifiées par les accidents du terrain, et surtout que les courants induits dans les arbres, les maisons, etc., les troublent.

Sur mer l'absorption est assez petite pour qu'on puisse appliquer les relations de 417 c, qui n'en tiennent pas compte.

Marconi (³¹⁴) a remarqué une autre sorte d'absorption. Il a observé que pendant la nuit un même émetteur était capable d'agir à de plus

Fig. 692.

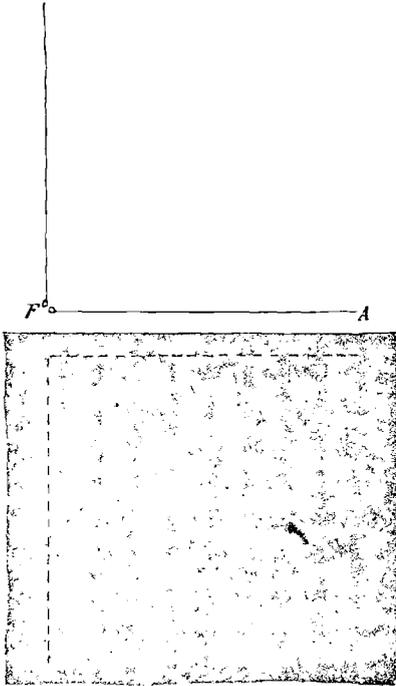
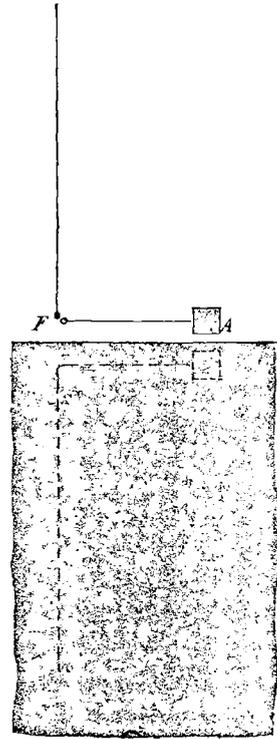


Fig. 693.



grandes distances que pendant le jour. Il attribue ce fait à l'ionisation de l'air par les rayons solaires, phénomène qui augmenterait sa conductibilité. Par ailleurs, la lumière solaire accroîtrait les effluves de l'antenne, et par suite l'énergie dissipée sous cette forme (339 d).

(*) La Compagnie de T. S. F. compte qu'un espace de terrain bâti, boisé ou monteux équivaut à 3 ou 5 fois sa longueur en mer (voir brochure de 1904).

Quoi qu'il en soit, il est certain que l'état de l'atmosphère est un facteur des plus importants pour l'action des ondes.

c. Puisque, dans la T. S. F. sur mer, c'est la surface de l'eau qui intervient pour conduire les ondes, on pourrait penser que la mise à la terre de l'antenne a, en outre de l'effet étudié plus haut (420), l'avantage de favoriser la propagation des ondes. C'est ce que l'on a éclairci par l'expérience. Si, au moyen de dispositifs convenables, on obtient d'un émetteur isolé de la terre les mêmes ondes que celles provenant d'un émetteur mis à la terre, l'action sur un récepteur donné sera la même dans les deux cas si la mise à la terre n'a pas d'influence sur la propagation des ondes.

On peut y arriver en remplaçant, dans l'émetteur Marconi, la mise à la terre par un fil de longueur égale à l'antenne (fil de symétrie, *fig.* 692), ou un fil plus court mais terminé par une forte capacité (contrepois électrique, *fig.* 693). Dans la figure 692, les oscillations produites sont sûrement les mêmes que dans l'émetteur Marconi (281); et quant à l'autre dispositif, on peut évidemment disposer de la longueur du fil et de la capacité pour arriver à ce résultat (290). Non seulement les oscillations, mais encore les ondes émises, doivent dans ces deux appareils être à peu près les mêmes que dans celui de la figure 684; car la partie AF n'apporte rien de remarquable en ce qui concerne les ondes déterminées par les oscillations le long de l'antenne (*).

Les essais de Ferrié (315) paraissent établir que le dispositif Marconi et ceux des figures 692 et 693 ont la même action qualitative; cela peut d'ailleurs être vraisemblable d'après ce qui précède, car les parties FA forment avec le sol une sorte de condensateur de capacité notable, qui pourrait remplacer la liaison métallique à la terre (*voir* 187 a).

422. Augmentation de la puissance de l'émetteur Marconi. — On a atteint une certaine portée avec l'émetteur Marconi; il s'agit d'augmenter cette distance franchissable.

a. Si l'on admet que l'action sur un récepteur ne dépende que de l'amplitude de l'onde, le problème revient à construire un émetteur possédant une plus grande amplitude de courant.

La relation (1) de 374 donne pour l'amplitude du courant \bar{i}_0 au ventre du courant

$$\bar{i}_0 = \omega \epsilon \bar{\mathcal{V}}_0,$$

$\bar{\mathcal{V}}_0$ étant l'amplitude de la tension au ventre de tension, ϵ la capacité

(*) En procédant d'après la règle de 417 a, les images des oscillateurs sont figurées en pointillé, on arrive immédiatement à ce résultat (*voir* 399).

par unité de longueur. Pour augmenter l'amplitude du courant, et par suite celle de l'onde, il y a deux moyens :

- 1^o Augmentation de l'amplitude de la tension ;
- 2^o Augmentation de la capacité par unité de longueur.

Le premier résultat ne peut être obtenu qu'en augmentant la longueur d'étincelle. La tension initiale entre les pôles de l'éclateur est ainsi sûrement augmentée (253). On ne peut affirmer, aussi sûrement, que l'amplitude de l'oscillation fondamentale est augmentée dans le même rapport (316). Une augmentation de l'étincelle peut avoir comme conséquence d'augmenter le rapport de l'amplitude des oscillations supérieures à celle de l'oscillation fondamentale, dissipant ainsi une grande partie de l'énergie qui aurait dû accroître l'oscillation fondamentale.

Pour augmenter la capacité de l'unité de longueur de l'antenne, on peut augmenter le rayon du fil qui la constitue ; mais, d'après la

Fig. 694.



Fig. 695.

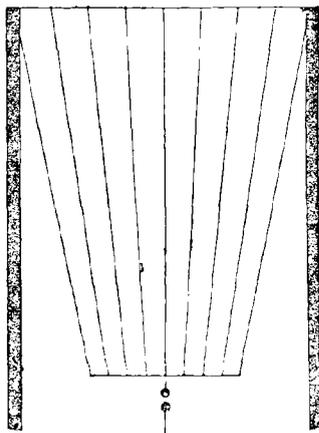


Fig. 696.

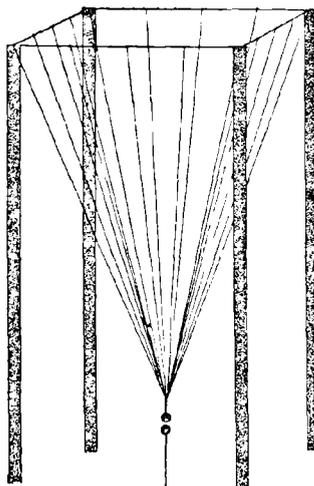
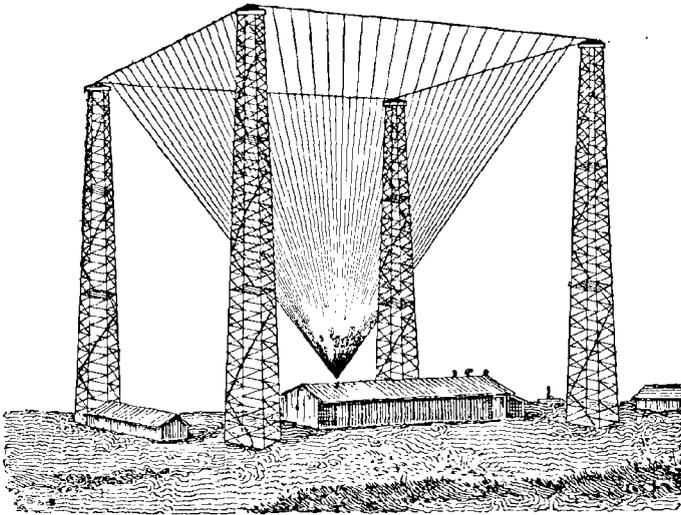


Table II *t*, l'accroissement est lent quand on augmente le rayon du fil. Une augmentation notable de la capacité exige un rayon du fil beaucoup plus grand, ce qui a pour effet d'alourdir l'antenne, ou d'accroître exagérément sa surface si l'on emploie des tubes. Cela est un gros inconvénient à cause de la force du vent, qui, au bord de la

mer principalement, exerce des poussées considérables sur le mât qui soutient l'antenne.

Il est de beaucoup préférable de remplacer cette grosse antenne par plusieurs petites. La capacité totale n'est pas égale à la somme des capacités des fils supposés séparés (18 d) ⁽³¹⁷⁾, mais elle est d'autant plus forte que les parties des fils qui ont à supporter de fortes charges sont plus éloignées les unes des autres. Parmi les différentes antennes multiples ⁽³¹⁸⁾, représentées par les figures 694, 695 et 696, les deux dernières sont préférables à la première (*). Celle de la figure 696 a

Fig. 697.



été employée par Marconi au Poldhu (fig. 697) pour la télégraphie transatlantique, celle de la figure 695 pour les expériences entre le Poldhu et le *Carlo Alberto* (fig. 698).

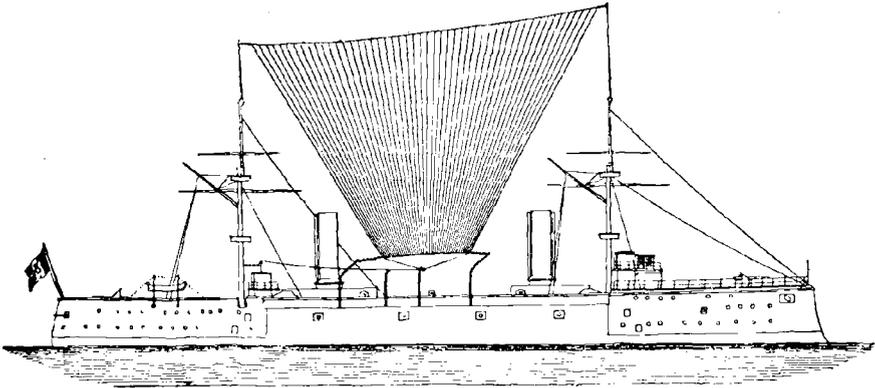
(*) On a la relation suivante, pour l'amplitude de l'intensité du champ électrique à la surface de la terre à une grande distance de l'émetteur, quand le diamètre de l'antenne est petit par rapport à sa longueur :

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{4\nu} \frac{l}{\lambda} \frac{(i_0)}{r} = \pi \frac{l}{\lambda} \frac{(i_0)}{r} 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S. } (319),$$

(i_0) étant la valeur moyenne de l'amplitude du courant dans l'émetteur, l sa longueur, λ la longueur d'onde de l'oscillation ⁽³¹⁸⁾.

Une autre méthode, qui permet d'augmenter la capacité totale de l'émetteur et par suite d'augmenter l'amplitude du courant pour une tension initiale donnée, consiste à transformer l'émetteur linéaire en un oscillateur de Hertz (*), c'est-à-dire à ajouter à son extrémité libre une grande capacité. Dans ce cas encore, à cause du poids et de la

Fig. 698.



force du vent, on ne peut guère employer un cylindre de métal comme dans les expériences de 280. On le remplace par un dispositif en forme de cage, représenté figure 699 (^{319a}). La figure 700 représente la station de T. S. F. de Gross-Möllen, qui emploie cette antenne.

b. Lorsque l'action de l'onde sur le récepteur ne dépend pas de l'amplitude, mais plutôt de son effet, c'est-à-dire d'après 417 *c* de l'effet du courant dans l'émetteur, l'amortissement joue aussi un rôle et l'on doit s'appliquer, toutes choses égales d'ailleurs, à le diminuer autant que possible. Cette condition change un peu les relations entre les divers éléments considérés.

1° Il reste constant que les émetteurs de α sont préférables à l'émetteur simple. Les expériences de 280 *a* établissent que l'effet du courant, pour une même tension initiale, est supérieur dans l'émetteur de la figure 699 à ce qu'il serait dans l'émetteur linéaire de même longueur; on l'établirait de même pour les autres émetteurs de α .

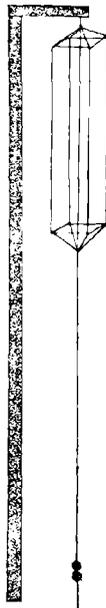
2° Une augmentation de la tension initiale, par augmentation de la longueur d'étincelle, pourrait être préjudiciable dans certaines

(*) C'est-à-dire dont une moitié pourrait être éventuellement remplacée par une mise à la terre.

circonstances; de même que dans les oscillateurs linéaires symétriques (296 *e*), l'amortissement par étincelle croît rapidement à partir d'une certaine longueur.

3° L'augmentation de la longueur de l'antenne, quand celle-ci est simple, a une réelle influence. La longueur de l'émetteur étant accrue, le rayon du fil restant le même, le décrement par rayonnement de l'oscillation devient plus faible (296 *b*), ainsi que la fréquence (289) et surtout le facteur d'amortissement. Comme l'amplitude du courant,

Fig. 699.

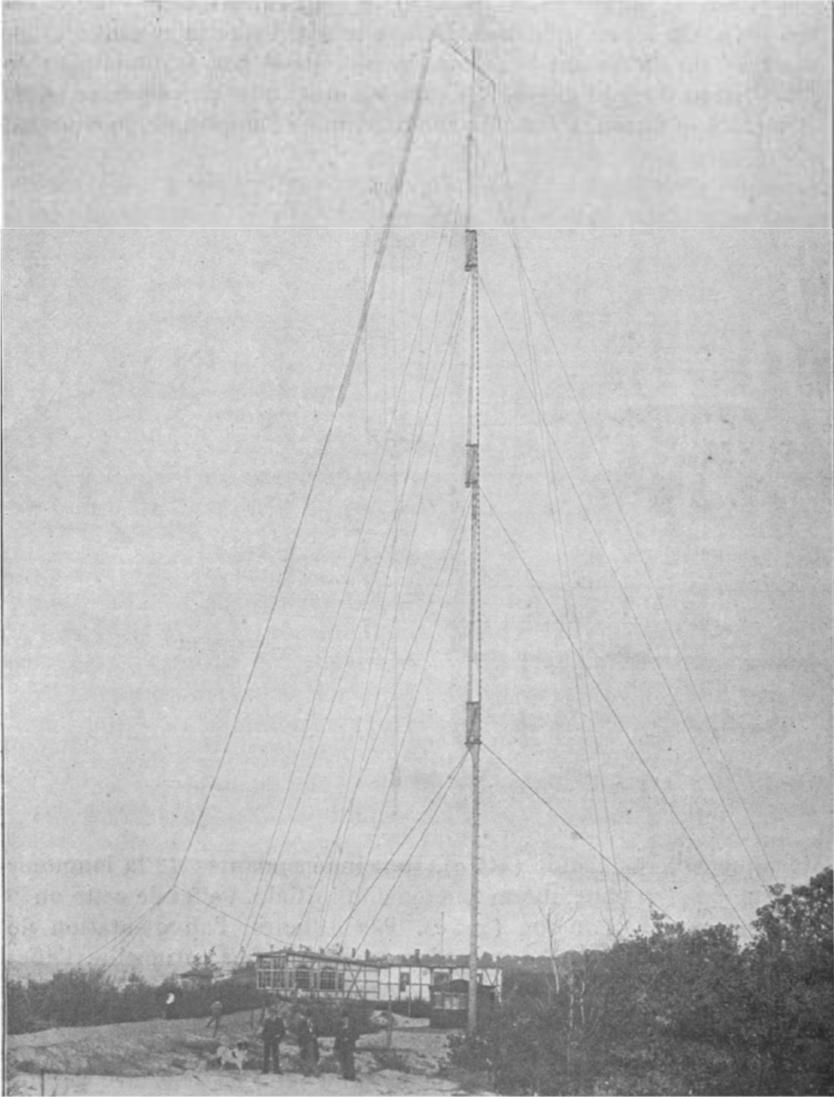


ainsi que celle de l'onde (417 *c*), sont indépendantes de la longueur de l'antenne (*a*) pour une même tension initiale, l'effet de cette onde sera beaucoup augmenté (245 *e*). Par ailleurs, l'augmentation de capacité totale diminue encore l'amortissement par étincelle; l'effet de l'onde recevra donc un notable accroissement par l'augmentation de longueur de l'antenne.

c. La question de savoir si, en fait, l'augmentation de puissance doit être reportée sur l'amplitude ou sur l'effet, ne peut être résolue d'une manière générale; car cela dépend au préalable du mode de réception et du détecteur d'ondes. On ne possède pas d'expériences systématiques sur ce point. Si le récepteur est un récepteur Marconi

simple (438) avec cohéreur, ce n'est certainement pas l'amplitude des

Fig. 700.



oscillations émises qui détermine seule l'action sur le cohéreur. Cela ressort de ce qui suit :

1° Marconi (³²⁰) a trouvé qu'un allongement de l'antenne accroissait beaucoup l'action. D'après ses expériences, le rayon dans lequel on peut télégraphier est, toutes choses égales d'ailleurs, à peu près proportionnel au carré de la longueur de l'antenne.

2° D'après les recherches (³²¹) de Marconi, l'accroissement de l'étincelle produit une augmentation d'action, qui passe bientôt par un maximum, et qui diminue ensuite lorsque la longueur de l'étincelle s'accroît.

3° D'après les recherches de Ferrié (³²²), l'indication d'un thermique, intercalé dans le fil de l'émetteur, donne une bonne mesure pour l'action sur un récepteur de Marconi simple.

Il s'ensuit (voir *b*) que, déjà avec un système de réception simple, c'est plutôt l'effet de l'oscillation qui est essentiel. Il est très vraisemblable qu'avec un système récepteur couplé, un moindre amortissement sera encore beaucoup plus avantageux qu'une plus grande amplitude.

II. — LE DISPOSITIF DE BRAUN.

423. **Les différentes formes.** — La nouvelle évolution, qu'a prise la disposition de l'émetteur, eut son origine dans l'emploi des systèmes

Fig. 701.

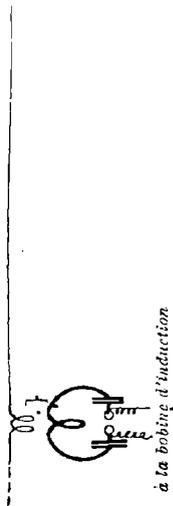


Fig. 702.



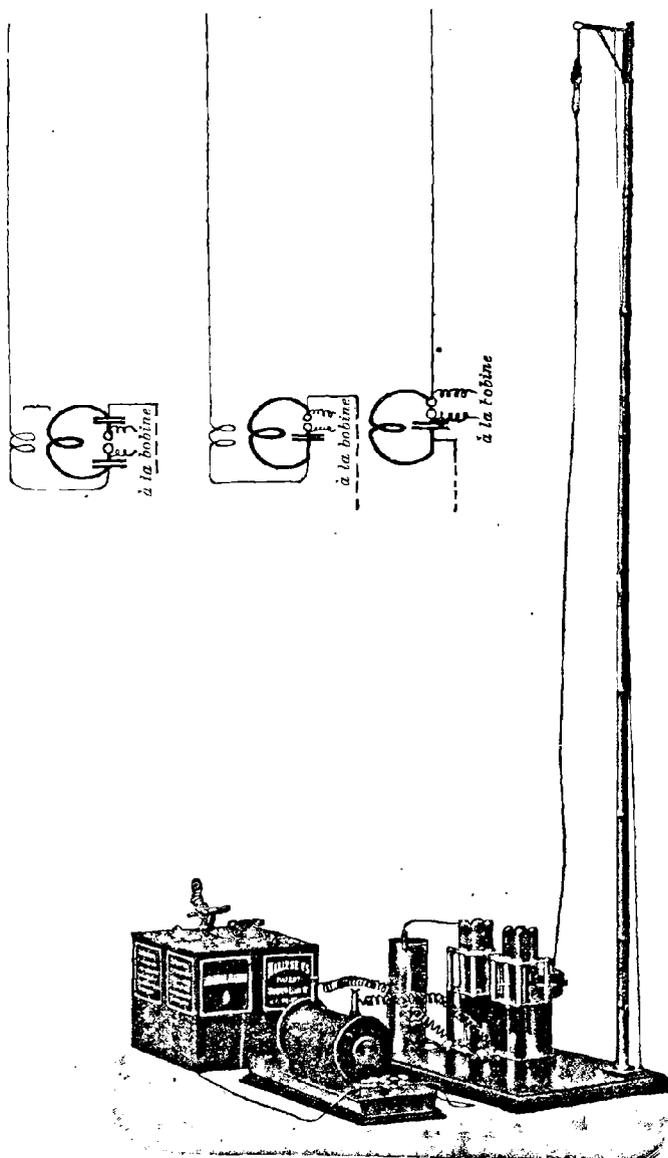
couplés (³²³), préconisés d'abord par F. Braun. Un circuit à condensateur (système primaire) est couplé avec l'émetteur (système secon-

Fig. 703.

Fig. 704.

Fig. 705.

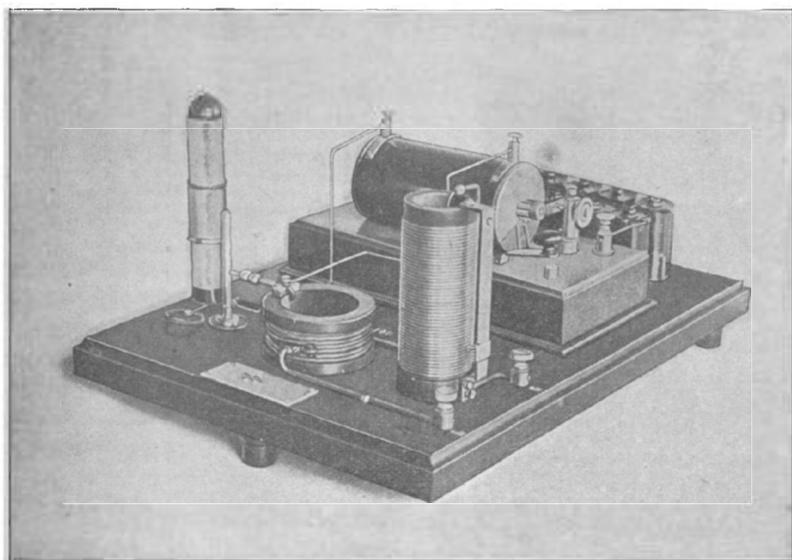
Fig. 706.



daire); les oscillations du système primaire sont excitées par la charge d'une bobine d'induction ou d'un autre appareil.

Le couplage peut être purement par induction (*fig. 701*), ou réunir au couplage par induction un couplage galvanique (*fig. 702*) (*). On a ainsi le montage par induction, et le montage direct (**) (224). Dans le montage par induction, le conducteur du circuit à condensateur forme un transformateur avec la partie voisine de l'antenne. En outre de ces types fondamentaux, il existe encore des montages mixtes, tels que les dispositifs des figures 704 et 705. Le modèle de la Compagnie de T. S. F. est très approprié à la démonstration de l'action des émet-

Fig. 707.



teurs couplés; la figure 706 représente l'ancien modèle, la figure 707, le nouveau modèle sans l'antenne.

424. Conditions de bon fonctionnement. — Il y a deux conditions à remplir pour obtenir tout le rendement possible du circuit à condensateur et de l'antenne.

(*) Le système secondaire est formé dans ce cas par l'antenne et la partie commune (*voir 152 et 326 b*) avec le circuit à condensateur, c'est-à-dire l'antenne + ABC + CD. CD représente soit la mise à la terre (*fig. 710*), soit le fil de symétrie (*fig. 708*), soit le contrepoids électrique (*fig. 709*). Un montage direct avec un seul condensateur est représenté figure 703.

(**) Ce montage a reçu à un moment le nom de *système Slaby-Arco*.

1° Le circuit à condensateur doit induire à un endroit du système secondaire qui constitue un ventre de courant (349).

2° Le circuit à condensateur doit avoir la même fréquence que le système secondaire (Chapitre XV, § II et § III) (*).

a. La première condition (voir 421 c) peut être satisfaite, si l'on

Fig. 708.

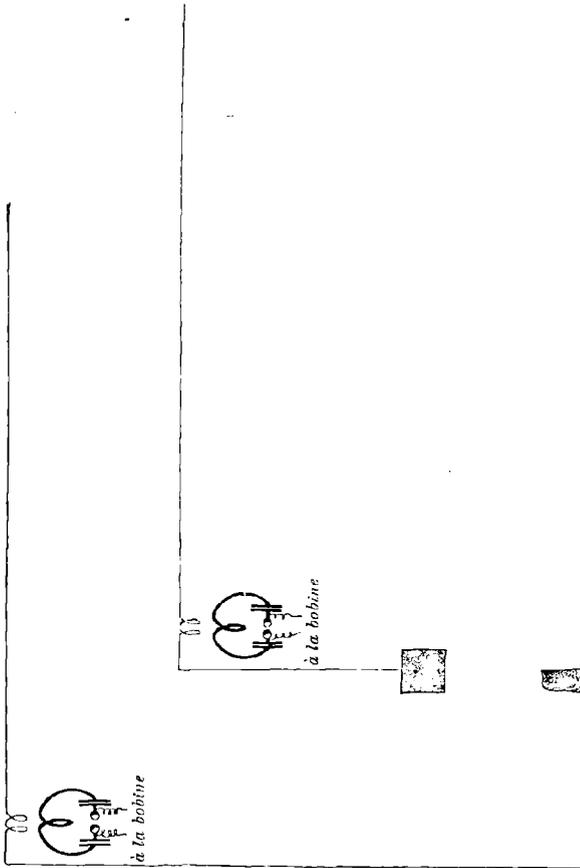
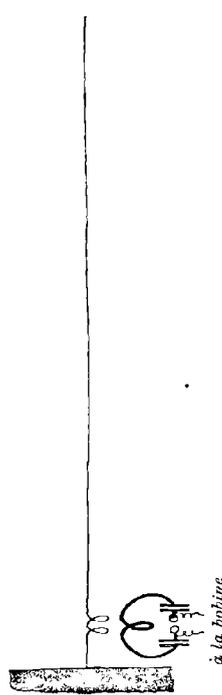


Fig. 709.



Fig. 710.



adjoint à l'émetteur un fil de symétrie. Le système émetteur se comporte alors comme un oscillateur linéaire symétrique, sur le milieu duquel induit le circuit à condensateur.

(*) Il n'est pas encore prouvé qu'une petite différence entre l'émetteur et le circuit à condensateur ne soit pas préférable pour l'action sur un appareil récepteur donné.

On peut remplacer le fil de symétrie par un autre fil plus court, terminé par une capacité, formant ainsi un oscillateur dissymétrique de la forme indiquée à 281 et 421 c. Enfin, la partie inférieure de l'antenne peut être reliée à une très grande capacité ou à la terre. Les figures 708, 709 et 710 représentent ces trois dispositifs. Pour d'autres modes de couplage, on change le montage d'une manière correspondante.

b. On ne remarque pas, avec les montages des figures 708, 709 et 710, une grande supériorité de la mise à terre (*fig.* 710); lorsqu'on prend soin que les oscillations qui parcourent l'antenne soient toujours les mêmes pendant les expériences comparatives, on ne trouve pas de modification à la réception.

Il dépend des points de vue particuliers de fixer le choix entre ces trois formes. Le dispositif symétrique est le moins en faveur.

On emploie le dispositif de la figure 709, de préférence à celui de la figure 710, quand le terrain contient des roches mauvaises conductrices, ou lorsque, par suite de l'imperméabilité du terrain, la conductibilité est changée par des alternatives de sécheresse et d'humidité. Sur les navires, au contraire, on donne toujours la préférence à la mise à la terre.

c. Les dispositifs des figures 708, 709 et 710 ne sont pas équivalents (325). Pour un même transformateur, le couplage est plus faible dans le dispositif de la figure 708 et plus fort dans celui de la figure 710. La raison en est immédiatement donnée par 344 d. Pour le même transformateur, le coefficient de self-induction du primaire p_1 et le coefficient d'induction mutuelle p_{12} entre le circuit à condensateur et l'émetteur sont constants. Le coefficient de self-induction p_2 de l'émetteur est maximum dans la figure 708, environ la moitié dans la figure 710 et plus faible dans la figure 709 que dans la figure 708. Pour le même transformateur, l'amplitude maxima du courant et par suite celle de l'onde seront, pour l'émetteur mis à la terre, $\sqrt{2}$ fois plus fortes que pour l'émetteur symétrique (355 b).

425. **Forme de l'oscillation et de l'onde.** — Lorsque le couplage entre le circuit à condensateur et l'antenne est lâche, les oscillations qui parcourent l'antenne, avec les dispositifs précédents, ne sont pas essentiellement différentes des oscillations propres du système émetteur (320). L'onde émise obéit aux relations de 417 c; en particulier son amplitude ne dépend plus que de l'amplitude du courant, à partir d'une certaine distance.

Ces propositions restent approchées quand le couplage est un peu plus serré. Il existe alors dans l'antenne deux oscillations de fré-

quences différentes, mais la différence des fréquences est assez faible (352) pour qu'on puisse pratiquement les confondre en une seule (321).

Lorsque le couplage est assez serré pour que les fréquences des deux oscillations diffèrent notablement (352), la distribution du courant, ainsi que la forme de l'onde, sont plus complexes. Pour l'oscillation la plus rapide il y a plus, et pour l'oscillation la plus lente il y a moins d'un quart d'onde sur l'antenne.

426. Construction de l'émetteur. Couplage serré. — La manière dont le dispositif émetteur doit être constitué, c'est-à-dire dont l'antenne, le circuit à condensateur et leur couplage doivent être choisis, dépend de l'action que le système émetteur doit exercer sur le récepteur. Deux sortes d'action sont possibles :

- 1° L'émetteur doit produire une onde aussi puissante que possible.
- 2° L'amortissement des oscillations doit être minimum (télégraphie syntonisée).

Dans le premier cas, il ressort immédiatement de 353 que le couplage ne peut être que serré (326). Deux oscillations différentes agissent alors sur l'antenne, et il peut se présenter trois cas :

(a). L'amplitude maxima des ondes doit être aussi forte que possible.

(b). L'effet total, c'est-à-dire l'effet des deux ondes réunies, doit être aussi fort que possible (326a).

(c). Le système récepteur est accordé sur une seule des deux oscillations dont l'amplitude doit être aussi forte et l'amortissement aussi faible que possible.

En fait, comme le montre la discussion des formules de 353 et 355, un dispositif donnant une forte amplitude maxima est également approprié pour donner un effet total maximum dans le système secondaire, quand bien même les conditions nécessaires pour ces deux résultats ne coïncideraient pas exactement. Par ailleurs, l'effet total ne peut être considérable que si chacune des deux oscillations a une grande amplitude et un amortissement relativement faible. Tant qu'il ne s'agit que de considérations qualitatives, les trois conditions peuvent être regardées comme équivalentes, et l'on peut prendre comme type la condition (a), d'après ce qui a été dit plus haut : L'amplitude maxima des ondes doit être aussi forte que possible.

On s'appuiera, pour la construction, sur l'égalité (5) de 355.

D'après cette relation, dans l'oscillateur symétrique, l'amplitude maxima $i_{2\max}$ du courant est avec l'amplitude de la tension \mathcal{V}_{10} dans le

circuit à condensateur dans le rapport

$$\frac{i_{2\max}}{V_{10}} = 2nf\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2},$$

et dans un système secondaire mis à la terre

$$\frac{i_{2\max}}{V_{10}} = 2nf\sqrt{2\epsilon_1\epsilon_2},$$

ϵ_2 étant la capacité de l'antenne, ϵ_1 celle du circuit à condensateur, f le facteur donné dans 355 dépendant de la grandeur du couplage et inversement proportionnel aux décrets du circuit à condensateur et de l'émetteur. On en tire les conséquences (*) pratiques suivantes.

a. Système secondaire de l'émetteur. — Parmi les émetteurs qui produisent à grande distance un champ électrique puissant, et qui par suite sont seuls à considérer, les meilleurs sont ceux qui ont la plus grande capacité; donc les antennes multiples des formes données à 422 *a* sont préférables au fil simple.

Parmi les différentes manières d'obtenir le ventre du courant au bas de l'antenne, la meilleure est la mise à la terre (voir 355 *c* et 424 *c*), à condition qu'une bonne mise à la terre soit possible.

b. Circuit à condensateur. — Le coefficient de self-induction du circuit à condensateur doit être petit (**), la capacité ϵ_1 grande, et cela pour diverses raisons. Pour une fréquence donnée, l'expression $2nf\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2}$ doit être aussi forte que possible. Puisque la résistance de l'étincelle croît beaucoup plus lentement avec la longueur de l'étincelle pour les grandes capacités que pour les petites (219 *d*), de grandes capacités permettront d'augmenter beaucoup et d'une manière efficace la tension dans le primaire. Enfin, pour un coefficient d'induction mutuelle constant, un abaissement du coefficient de self-induction augmentera le coefficient de couplage, et par suite, du moins dans les limites pratiques, la valeur du facteur f sera plus grande (355).

Il est donc très utile de construire des circuits à condensateur avec

(*) Les conditions données dans ce qui suit sont exactes en fait, mais leur déduction des résultats de 355 et 219 n'est pas exempte d'objections, puisqu'on supposait dans ces résultats un circuit à condensateur qui ne livrait pas d'énergie (219) ou sans étincelle (355). Quand il s'agit de construire un émetteur d'une énergie fixée d'avance, les conditions données ne peuvent être exactes. On y suppose que la partie principale de l'énergie reste disponible.

(**) Mais pas au delà d'une certaine limite.

une seule spire. En général, une diminution du coefficient de self-induction dans le circuit primaire peut entraîner facilement une diminution du coefficient d'induction mutuelle (*). Afin d'éviter cet inconvénient, on doit veiller avec soin à ce que la partie du conducteur du circuit à condensateur qui n'induit pas sur l'émetteur, autrement dit la dispersion, soit aussi réduite que possible.

Il est en outre important d'employer comme éclateur, dans le circuit à condensateur, des sphères ou des calottes sphériques de grandes dimensions. Avec de petites sphères, on arrive très vite, en augmentant la longueur de l'étincelle, à une longueur à partir de laquelle l'amplitude maxima et l'effet de l'oscillation dans le système secondaire n'augmentent plus (³²⁷). Plus les boules sont grosses, plus cette longueur d'étincelle critique est grande.

c. Couplage. — Il existe une valeur optima du coefficient de couplage, non seulement pour l'amplitude maxima et pour l'effet dans le système secondaire (353 et 355), mais encore pour l'action de l'émetteur sur un récepteur donné. Cette valeur a été déterminée à Cuxhaven, avec un récepteur de Marconi simple, par des expériences appropriées; il sera donc important que cette valeur du coefficient de couplage soit réellement atteinte. Il n'existe point, par ailleurs, de recherches méthodiques dont le résultat permette de donner le coefficient de couplage à employer dans un cas donné. Il faut donc pour le moment le déterminer expérimentalement. D'après les expériences faites jusqu'ici, il semble que dans la pratique on ne s'écarte pas trop en général de la valeur optima, mais qu'on a une tendance à rester au-dessous (**). Le résultat de ces expériences conduit à l'emploi des montages mixtes, les montages simples des figures 701, 702 et 703 ne donnant que difficilement un couplage suffisamment serré.

Quant à l'espèce de couplage, pour le but actuel le montage par induction (*fig.* 701) est préférable au montage direct des figures 702 et 703. Pour ce dernier, dans le cas le plus favorable $p_{12} = p_1$, et le coefficient de couplage qui est égal à $\sqrt{\frac{2p_1}{p_2}}$ (344 *d*) ne pourra pas atteindre une grande valeur, si l'on ne veut pas abandonner les avan-

(*) En augmentant le nombre des spires du secondaire le coefficient de couplage peut être théoriquement porté assez haut. Mais, comme ces spires secondaires ne servent presque à rien pour le rayonnement, la puissance de rayonnement de l'émetteur en souffrirait.

(**) La Compagnie de T. S. F. emploie les valeurs suivantes : station normale de côte, $K_1 = 0,19$; station normale de bord, $K_1 = 0,11$; station de grande distance d'Oberschönweide, $K_1 = 0,26$.

tages que procure un faible coefficient de self-induction du circuit à condensateur (*b*).

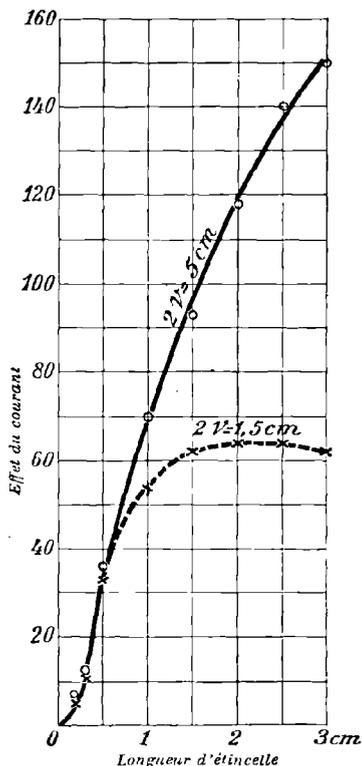
427. Construction de l'émetteur. Couplage lâche. — Si l'émetteur doit produire des ondes très peu amorties, un couplage aussi lâche que possible entre le circuit à condensateur et l'antenne est de rigueur (355 *f*) (326). On produit (345 *e*) ainsi dans l'antenne, non pas ses oscillations propres très amorties, mais celles du circuit à condensateur dont le décrement est bien plus faible. Théoriquement, dans ce cas, puisqu'il ne s'agit que d'un amortissement minimum indépendant de l'antenne, celle-ci pourrait être de forme quelconque pourvu qu'elle rayonnât suffisamment, et pour le circuit à condensateur on ne rechercherait que la faiblesse de l'amortissement. Pratiquement, il faut toujours tenir compte de ce que l'amplitude de l'onde doit être aussi grande que possible, même avec l'amortissement minimum. Il est toujours préférable, pour réaliser ces conditions, d'avoir dans le circuit à condensateur beaucoup de capacité et peu de self-induction (Table XVII *c*); les raisons données dans 346 militent d'ailleurs dans ce sens. En outre, dans le cas actuel, avec un couplage lâche, il y a sensiblement proportionnalité entre l'effet de l'oscillation dans le secondaire et dans le primaire (*). Si le primaire a une forte capacité, l'augmentation de l'étincelle aura, dans de larges limites, une influence favorable sur l'effet de l'oscillation; alors qu'avec une petite capacité cela n'est exact que dans une mesure très restreinte (252 *f*).

Il est de même toujours préférable d'employer dans le système primaire des boules d'éclateur aussi grosses que possible. Si l'on augmente l'étincelle avec de petites boules, l'effet n'augmente plus à partir d'une longueur d'étincelle assez faible, tandis qu'avec de grosses boules l'effet reste assez longtemps proportionnel à la longueur d'étincelle. La figure 711 montre la relation entre ces deux quantités, avec un diamètre de boules respectivement de 1^{cm},5 et de 5^{cm} (122). Elle confirme ce qui a été développé. L'espèce de couplage est en soi indifférente; un couplage lâche est bien établi soit par induction soit par un montage direct. Le montage direct est préférable à cause de sa simplicité, et à cause des pertes par chaleur Joule qui sont moindres à couplage égal.

(*) Cela résulte des égalités (2) de 323 et (1) de 317, si l'on réfléchit que l'on a δ_1 petit par rapport à δ_2 . On n'est pas certain de ce qu'il advient de l'effet dans le secondaire; mais il est très probable, d'après 422 *c*, que l'effet donne au moins une mesure approchée de l'action sur un récepteur.

Parmi les façons différentes de mettre le ventre du courant à la place favorable, la mise à la terre (les navires mis à part) est défec-
tueuse (424 b). Ce procédé introduit en effet dans le système émetteur

Fig. 711.



un facteur variable, par suite des changements d'humidité du sol. Dans tous les cas où un émetteur en couplage lâche trouve son emploi, une grande constance dans les oscillations est une nécessité absolue.

428. Comparaison de l'émetteur Braun et de l'émetteur Marconi. — Il est de fait qu'actuellement toutes les compagnies de T. S. F. emploient l'émetteur de Braun, sous une forme ou sous une autre, et sous les noms les plus divers; par ailleurs, la Compagnie Marconi dote encore chaque station d'un émetteur Marconi simple.

Cette première mesure n'aurait pas été prise si l'émetteur Braun

n'avait pas des avantages sur l'émetteur Marconi; tandis que la seconde mesure tendrait à prouver qu'il possède malgré tout quelques inconvénients.

On distinguera deux cas dans la comparaison des émetteurs Braun et Marconi (*).

a. Émetteur Braun en couplage serré. — Il a été établi, à 422 c, que l'action d'un émetteur Marconi ne peut être beaucoup accrue par l'allongement de l'étincelle, et atteint rapidement un maximum. Un exemple pratique fera voir que l'émetteur Braun est préférable à ce point de vue. Pour la station à grand rayon d'action d'Oberschönweide, près de Berlin, construite par la Compagnie de T. S. F., on a calculé, d'après les relations de 355 (**), que l'amplitude maxima du courant dans l'émetteur était cinq fois plus grande que l'amplitude du courant dans le même système disposé en émetteur de Marconi, à tension initiale égale. En outre, à cause de la plus grande capacité du circuit à condensateur, on peut accroître davantage l'amplitude de la tension, en augmentant la longueur d'étincelle, sans être arrêté par l'amortissement (voir 219 ou Table XVII et 296 e). Il s'ensuit, et la pratique le confirme, que l'amplitude maxima du courant dans l'émetteur, et par suite l'amplitude maxima de l'onde émise, sont bien plus grandes que dans l'émetteur Marconi; comme par ailleurs l'amortissement est plus faible, l'effet de l'onde sera beaucoup plus considérable avec l'émetteur Braun qu'avec l'émetteur Marconi. C'est ce qui explique que Marconi lui-même, dans ses expériences transatlantiques et dans ses stations à grande portée, ait adopté le dispositif de Braun.

Les raisons pour lesquelles on conserve encore l'émetteur Marconi sont les suivantes. On se contente, dans la plupart des stations courantes, d'un rayon d'action de 100^{km} à 150^{km}. Or, pour les récepteurs actuels, l'émetteur Marconi atteint ces portées. L'espèce d'émetteur employé dépendra donc de raisons techniques et commerciales. L'émetteur Marconi a pour lui sa simplicité, son moindre prix de revient, et encore plus sa moindre dépense d'énergie. Chaque transformation entraîne avec elle une perte d'énergie, qui dans le cas actuel est importante. On aura donc besoin, pour l'émetteur Braun, de plus d'énergie pour obtenir la même oscillation et de plus de courant dans le circuit primaire; ce qui est un inconvénient pour les stations éloignées et peu accessibles, telles que les bateaux-feux.

(*) On entend par émetteur Marconi celui de la figure 684, oscillateur linéaire rectiligne à un seul éclateur (voir 435 c).

(**) $c_1 = 222.10^{-3}$, $c_2 = 7,8.10^{-3}$ microfarad. $K_1 = 0,24$, $\nu_1 + \nu_2 = 0,4$.

La conclusion est donc la suivante : Si l'on veut obtenir des communications à grande distance, l'émetteur Braun en couplage serré est seul possible (*). Si au contraire la distance est modérée et si l'on dispose de peu d'énergie, on aura recours à l'antique émetteur Marconi.

b. Émetteur Braun en couplage lâche. — Si l'on veut obtenir des ondes peu amorties (télégraphie syntonisée), l'émetteur Braun présente des avantages sous tous les rapports sur l'émetteur Marconi. Celui-ci a un décrément normal de 0,2 à 0,3; avec l'émetteur Braun, le décrément, égal à celui du circuit à condensateur avec étincelle, peut être de 0,1 à 0,06 (**). Il marque donc un notable progrès pour la télégraphie syntonisée. C'est pour cette raison que toutes les stations commerciales de Marconi ont un émetteur Braun.

Il est important, dans certaines circonstances, de faire agir sur le secondaire, non seulement son oscillation fondamentale, mais encore une oscillation supérieure (348 *d*), afin de pouvoir à volonté agir avec une fréquence toute différente sans changer le secondaire. Cela est possible avec le dispositif Braun.

Lodge et Muirhead (^{327a}) emploient un émetteur Marconi à amortissement diminué; l'amortissement par rayonnement est abaissé en intercalant des bobines, et la diminution de la fréquence ainsi causée est compensée par l'adjonction d'un ou deux condensateurs. Mais on achète cet amoindrissement de l'amortissement par un affaiblissement de l'onde, pour une même tension initiale; l'action extérieure est plus mauvaise qu'avec un émetteur Marconi simple. D'un autre côté, ce dispositif permet d'obtenir une syntonie beaucoup plus aiguë. On a, paraît-il, obtenu des résultats satisfaisants avec ces émetteurs; mais il n'y a pas de comparaison possible avec la manière dont se comporte un émetteur Braun en couplage lâche.

c. Au point de vue technique, un très gros avantage de l'émetteur Braun, par rapport à l'émetteur Marconi, est d'avoir l'antenne parcourue seulement par les oscillations et ne recevant pas la charge de la bobine d'induction.

C'est à cela que le dispositif de Braun doit sa moindre sensibilité à

(*) D'après les expériences de la Compagnie de T. S. F., dans les antennes très longues (station mobile avec ballon), on ne peut obtenir de fortes ondes qu'avec un circuit à condensateur couplé avec l'antenne. Avec l'émetteur Marconi, on n'obtient sur une pareille antenne que de piètres résultats.

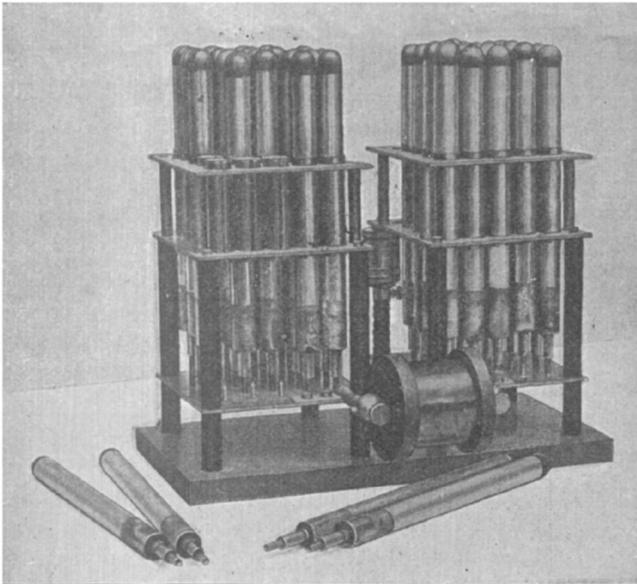
(**) Il est inexact (voir les courbes de la figure 358) de dire que dans l'émetteur Braun le décrément est d'un tout autre ordre de grandeur que dans l'émetteur Marconi; il est de même inexact de dire que les oscillations de l'émetteur Marconi sont à peu près apériodiques.

un mauvais isolement de l'antenne, et aux inconvénients qui en résultent (254).

Ce n'est naturellement pas une raison pour mal isoler l'antenne; seulement les pertes ne rendent pas la communication illusoire comme avec l'émetteur Marconi. On peut le démontrer en utilisant un fil, auquel sont suspendus des tubes de Geissler, comme émetteur Marconi ou comme secondaire du dispositif Braun de la figure 701, et cela pour les mêmes oscillations. Le couplage est choisi, dans le second cas, de manière à obtenir le même effet lumineux dans le tube situé à l'extrémité du fil. Si maintenant on réunit le fil à la terre par une corde mouillée, qui représente ainsi le mauvais isolement, on constate que dans le dispositif Braun la lueur des tubes baisse à peine, tandis qu'elle disparaît totalement ou presque dans le dispositif Marconi.

429. Réalisation technique (*). — *a.* On a déjà représenté, par le transformateur de la figure 545, au moins le principe d'une des formes

Fig. 712.



pratiquement réalisées du dispositif de Braun. C'est celle qui a été

(*) Pour les stations mobiles, voir A. Wilke, *Revue électrotechnique*, 1903, page 40.

Fig. 713.

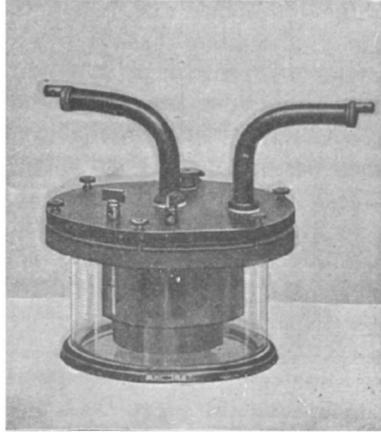
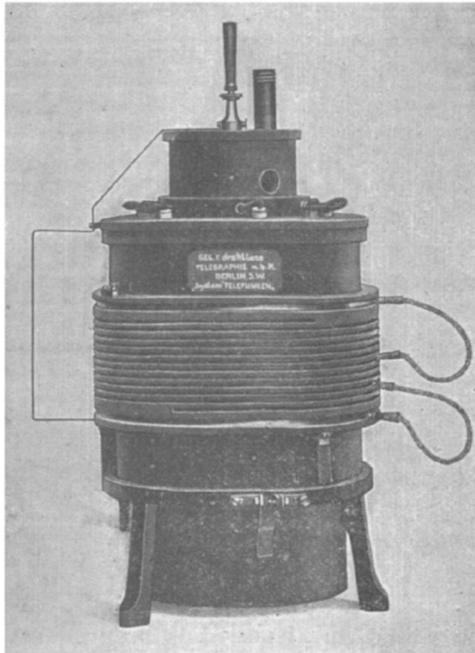


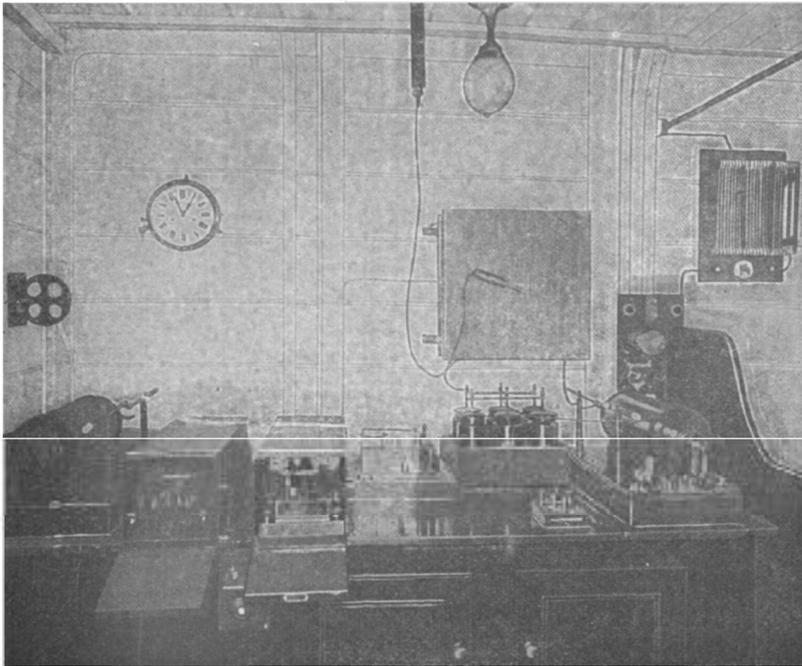
Fig. 714.



employée pour les expériences de Cuxhaven. Elle est destinée à un

couplage serré. Afin que le circuit à condensateur puisse être facilement accordé avec l'émetteur, les condensateurs à micanite sont interchangeables, et leur capacité peut s'augmenter ou se diminuer en changeant le nombre des plaques. La figure 712 représente la batterie de condensateurs d'un autre circuit à condensateur (*), également accordable par modification de la capacité; la figure 713

Fig. 715.



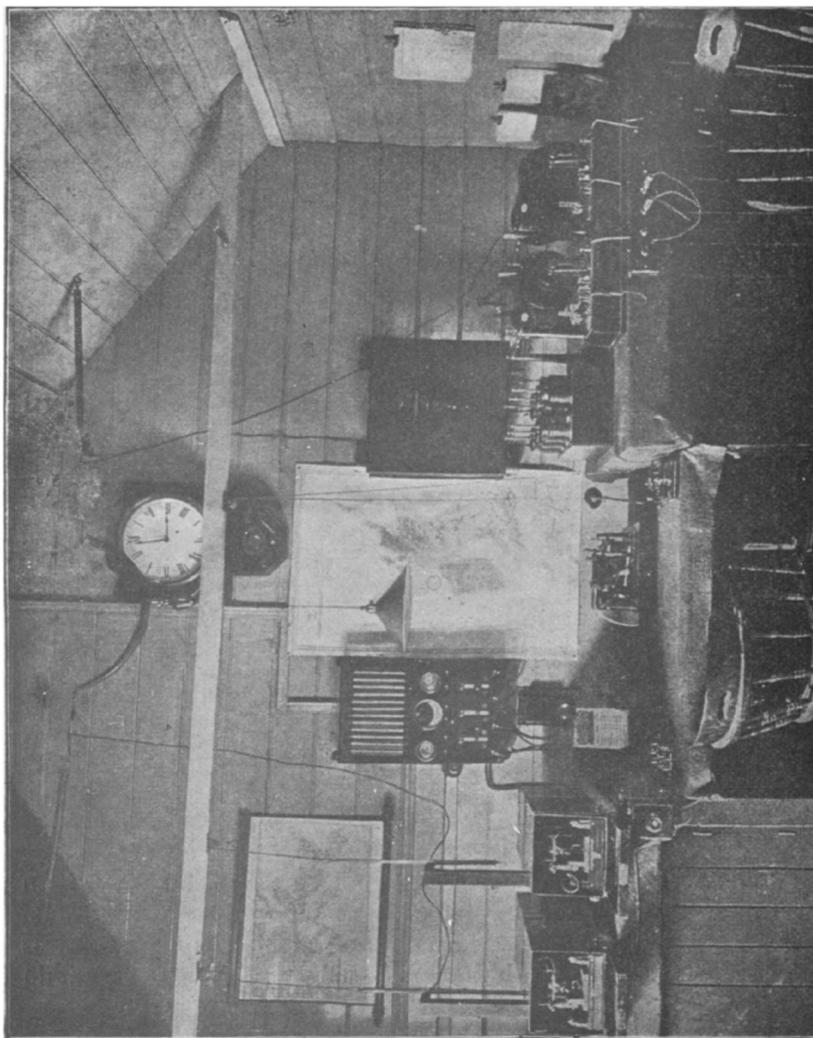
représente le transformateur. La variation de la capacité s'obtient en modifiant le nombre de petites bouteilles de Leyde mobiles. Le transformateur se trouve dans un vase de verre plein d'huile; les parties extérieures recourbées, visibles dans la figure 713, sont les pôles du secondaire (**).

(*) Construit par le Dr Koepsel et appliqué depuis longtemps par la Compagnie de T. S. F., système P^r Braun, Siemens et Halske.

(**) Ces dispositifs ont le montage des condensateurs en série (197,254 e). Dans la pratique, le désavantage de ce montage est que, pour obtenir une capacité active c , on doit prendre deux condensateurs de capacité $2c$. Ce montage coûte

Le dispositif de la Compagnie de T. S. F. (*fig. 714*) est réglable au

Fig. 716.



moyen du coefficient de self-induction. Il est calculé pour les mon-

donc plus cher, mais demande bien moins de soins pour la résistance des matériaux à l'étincelle.

tages direct et mixte. Les condensateurs et l'éclateur se trouvent à l'intérieur de la caisse cylindrique. La bobine visible à l'extérieur constitue le conducteur du circuit à condensateur, et son coefficient de self-induction peut être changé en faisant varier le nombre des spires.

Dans les stations Marconi (*fig. 715*) (*), on peut voir, sur la table, à droite, la batterie de bouteilles de Leyde montées en parallèle et l'éclateur. Le reste du circuit à condensateur est sous la planche, contre la muraille. On peut voir, en avant de la planche, une manette en communication avec l'antenne. A gauche, se trouve le dispositif pour l'émetteur Marconi simple.

Une autre station Marconi est représentée par la figure 716. On peut, encore ici, voir sur la table le dispositif pour l'émetteur Marconi simple à côté du dispositif de Braun.

b. Lorsqu'on doit employer des systèmes récepteurs accordés (447), il faut en général que les stations (navires d'une escadre par exemple) puissent émettre des ondes de même fréquence. Il faut donc construire des circuits à condensateur pour cette fréquence, et le problème consiste à accorder sur ce circuit à condensateur des antennes qui, par exemple sur les navires de combat et sur les contre-torpilleurs, ont des dimensions très différentes.

Si l'on doit pour cela diminuer la fréquence des oscillations propres du système secondaire, on y arrive simplement en ajoutant à l'extrémité inférieure de l'antenne une certaine longueur de fil, et cela en intercalant des bobines simples, jusqu'à obtenir la fréquence désirée. Les stations Marconi paraissent avoir, dans ce but, une bobine à nombre de spires très variable à la partie inférieure de l'antenne. Si au contraire la fréquence doit être augmentée, et que la diminution de l'antenne soit mauvaise, on peut, d'après 332, introduire des condensateurs dans l'antenne (328).

III. — APPAREILS AUXILIAIRES.

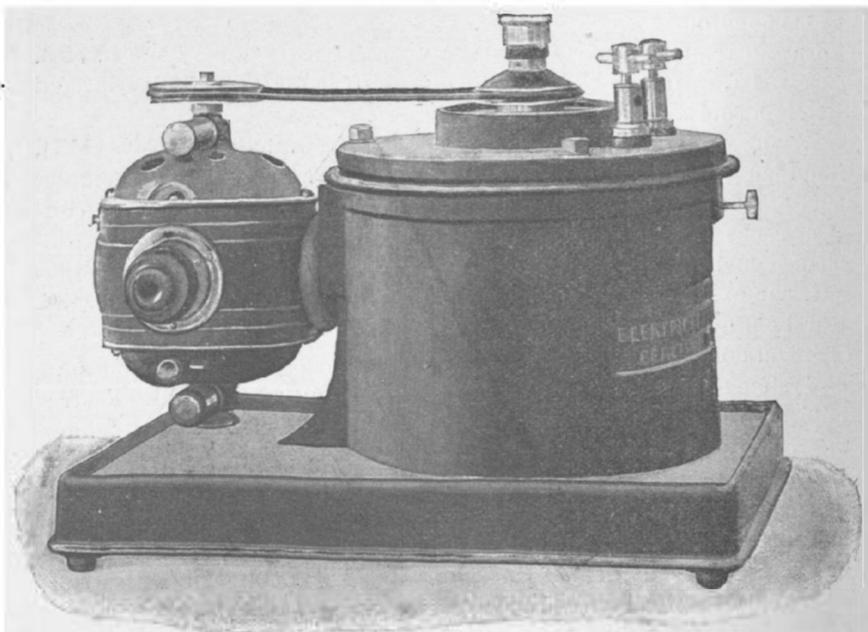
430. Interrupteur. — Les machines à influence (328a), employées jusqu'ici, ne peuvent à beaucoup près fournir assez d'énergie pour le fonctionnement d'un circuit à condensateur, comme il est nécessaire en T. S. F. Donc il ne peut être question que d'une bobine d'induction, ou d'un alternateur, pour la charge de ce circuit à condensateur.

(*) Station de bord du vapeur *Minnetonka* de l'Atlantic Transport Co; d'après Zammarchi (214).

Avec l'emploi d'une bobine d'induction alimentée en courant continu, il faut un interrupteur; et la pratique a fait connaître que cet appareil devait réaliser certaines conditions :

- 1° Il doit pouvoir interrompre sans difficulté de forts courants.
 - 2° Il doit travailler très régulièrement.
 - 3° Enfin, dans les stations écartées, il doit absorber peu d'énergie.
- a. Lorsque la dernière considération est primordiale, l'interrupteur à marteau ordinaire bien construit (marteau de Neef) présente de

Fig. 717.



grands avantages sur tous les autres interrupteurs. Cet interrupteur est usité pour cette raison, au moins en temps ordinaire, dans les stations commerciales de Marconi. (Il est visible sur les deux bobines d'induction des figures 715 et 717.)

Dans ces stations, on emploie également l'interrupteur électrolytique ou de Wehnelt. Déjà la haute tension, et par suite le nombre élevé d'éléments de pile ou d'accumulateurs que nécessitent de tels interrupteurs, est à considérer; mais leur grande consommation d'énergie l'est également. La conséquence en est que l'emploi des interrupteurs électrolytiques a été abandonné par presque toutes les compagnies, malgré la simplicité de leur conduite.

b. Lorsqu'une consommation modérée d'énergie n'est pas un obstacle, le meilleur interrupteur est l'interrupteur à jet de mercure, qui est en général employé dans les stations de la Compagnie de T. S. F.

La figure 717 représente la vue extérieure d'un modèle pour laboratoire et pour toutes les stations puissantes la figure 718 représente un autre modèle, et la figure 719 un modèle pour stations de bord. La partie gauche de la figure 717 et la partie supérieure des figures 718 et 719 représentent le moteur qui sert à actionner l'interrupteur pro-

Fig. 718.

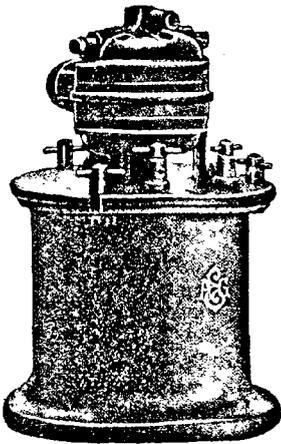
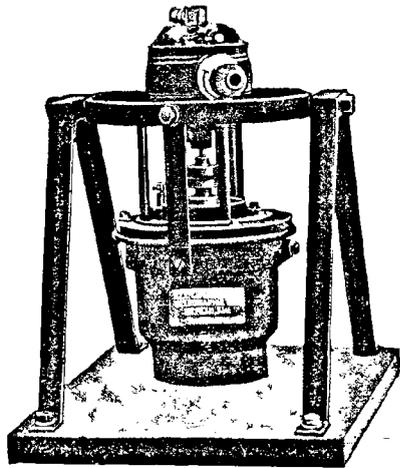


Fig. 719.



prement dit. La partie tournante de l'interrupteur se compose d'un tube vertical R (*fig. 720*), pourvu en bas d'une sorte de vis et sur le côté d'un tube additionnel, qui se termine par une tuyère D. Le tube baigne par sa partie inférieure dans le mercure. Lorsque le tube se met à tourner, la vis aspire le mercure, qui est déversé par la tuyère D sous forme d'un jet mince. Pendant une partie de sa rotation, ce jet rencontre un segment S lié à un pôle de la batterie, l'autre pôle étant en communication avec le mercure. On voit donc que, selon que le jet de mercure rencontrera ou non le segment S, il y aura ouverture ou fermeture du courant.

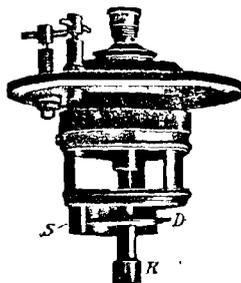
Les grands avantages de cet interrupteur, surtout pour les expériences de laboratoire et de mesures, sont :

1^o Il interrompt très régulièrement des courants assez forts, à condition de nettoyer de temps en temps le mercure et l'alcool absolu

qui recouvre le mercure, et de veiller à ce que les connexions des balais de charbon du moteur soient parfaites (*).

2° Le courant dans le moteur est tout à fait indépendant du courant dans l'interrupteur (**); on peut donc, pour un même nombre d'in-

Fig. 720.



terruptions, changer dans de vastes limites le courant dans la bobine d'induction (***)).

Enfin, on peut, ce qui est moins utile pour la T. S. F. que pour le laboratoire, faire varier dans de grandes proportions le nombre d'interruptions, soit à l'aide du nombre de tours du moteur, soit à l'aide de divers segments permettant une ou plusieurs interruptions par tour.

431. Bobines d'induction et transformateur de courant alternatif.

— Les bobines d'induction des différentes marques reposent sur les mêmes principes, excepté celles de Klingelfuss, à Bâle, qui possèdent un noyau de fer presque fermé. D'après le résultat des expériences effectuées avec de telles bobines d'induction (³²⁹), on devait s'attendre à ce que cette construction fût particulièrement favorable pour le dispositif Braun, à cause de leur grande production d'électricité. Elles n'ont cependant trouvé aucune application en T. S. F.; et, autant qu'on peut le savoir, cela provient de ce qu'on abandonne les bobines d'induction à courant continu interrompu pour les transformateurs de courant alternatif, lorsqu'on veut avoir de grandes quantités d'électricité.

(*) Cuivrer les charbons et les souder à leurs connexions.

(**) Quand on emploie des accumulateurs différents pour la bobine d'induction et pour le moteur, ce qui est très recommandé.

(***) Cela est impossible avec les interrupteurs à marteau et de Deprez; c'est un de leurs plus graves défauts.

Il n'est pas utile d'approfondir ici les raisons pour lesquelles ces transformateurs peuvent produire de grandes quantités d'électricité; mais il est évident que l'emploi du courant alternatif, qui supprime l'interrupteur, gagne en simplicité.

a. Par contre, les inconvénients du courant alternatif sont les suivants :

1° Quand une étincelle éclate dans le circuit à condensateur, qui a été chargé par la bobine secondaire d'un transformateur, cette étincelle met en court-circuit le secondaire du transformateur (*voir* l'expérience du nota de 255 *d*). Cela est préjudiciable pour deux raisons. D'abord le transformateur peut être ainsi détérioré, ou bien il doit, pour supporter une telle surcharge, être construit hors de toute proportion. Ensuite, cette grande quantité d'électricité, qui passe par l'étincelle et peut donner lieu éventuellement à un arc de flammes, rend l'air très conducteur; et l'air conserve cette propriété longtemps après la décharge du circuit à condensateur. Par suite, les condensateurs, à la charge suivante, ne peuvent de beaucoup atteindre une tension aussi élevée que celle qui correspondrait à la distance entre les boules de l'éclateur dans l'air normal. Les oscillations suivantes auront donc une moindre amplitude (*). On remédie à ce défaut en employant une lampe à arc à mercure à la place de l'éclateur (³³⁹). Dans ce cas, même quand il y a un très grand nombre de décharges du circuit à condensateur pendant chaque période du courant alternatif (242 *c*), l'amplitude de chacune de ces oscillations reste pratiquement la même. Cet artifice ne semble pas toutefois devoir être employé dans la pratique.

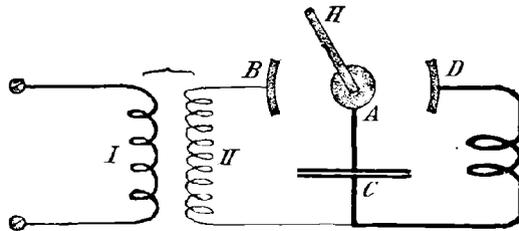
2° Le transformateur à courant alternatif donne, aux fréquences usuelles, un très grand nombre de décharges, la plupart du temps plus grand que la fréquence (242 *c*). Ce n'est un avantage que lorsque le récepteur est un appareil impressionné par l'effet des oscillations,

(*) Pour démontrer cette action, on branche, sur deux points du conducteur d'un circuit à condensateur, un micromètre à étincelles F_1 (*fig.* 395) dont la distance d'éclatement donne, d'après 253 *c*, une mesure pour les amplitudes des oscillations dans le circuit à condensateur (ou encore on fait induire le circuit à condensateur sur un système secondaire pourvu d'un éclateur F_1). On alimente d'abord le circuit à condensateur par une bobine d'induction à courant continu interrompu, et l'on dispose F_1 de manière à avoir des étincelles régulières. On remplace ensuite la bobine d'induction par un transformateur de courant alternatif, ou, si l'on ne possède pas cet appareil, on alimente la bobine d'induction avec du courant alternatif sans rien changer au circuit à condensateur. On constate que l'étincelle passe une première fois à l'éclateur F_1 , mais qu'elle ne passe plus ensuite; par conséquent, l'amplitude des oscillations dans le circuit a diminué.

le bolomètre par exemple. Dans le cas contraire, cela est un inconvénient pour deux raisons. En premier lieu, c'est un gaspillage d'énergie; ce que 100 décharges par seconde produisent, 20 le feraient tout aussi bien. En second lieu, ce grand nombre de décharges travaille comme les arcs de flammes à rendre l'air très conducteur. On ne peut, en abaissant la fréquence et le nombre de décharges, afin de remédier à ce défaut, descendre au-dessous d'une certaine limite. D'après 134, le rapport de transformation est indépendant de la fréquence; mais l'amplitude du courant primaire est, toutes choses égales d'ailleurs, inversement proportionnelle à la fréquence (88 *b*). Il s'ensuit que, pour obtenir la même action, il faut augmenter la section du conducteur dans le primaire du transformateur et également dans l'induit de la machine, puisqu'ils sont reliés ensemble.

b. Le court-circuit du transformateur à courant alternatif par l'étincelle et la formation des flammes peuvent être amoindris dans

Fig. 721.



leur effet, mais non supprimés, en insufflant un fort courant d'air contre l'étincelle, ou en l'entourant d'un champ magnétique intense (voir nota de 255 *d*). Pour annuler cet inconvénient, J.-A. Fleming a proposé le dispositif ⁽³³¹⁾ représenté schématiquement figure 721; II est la bobine secondaire du transformateur, C le condensateur, ADC le circuit à condensateur dont les oscillations doivent être excitées; H est un levier dont l'axe A (la section en est seule représentée figure 721) est fixé sur l'alternateur ou à un moteur synchrone. Cet axe en tournant met le levier en contact avec les secteurs B et D (*).

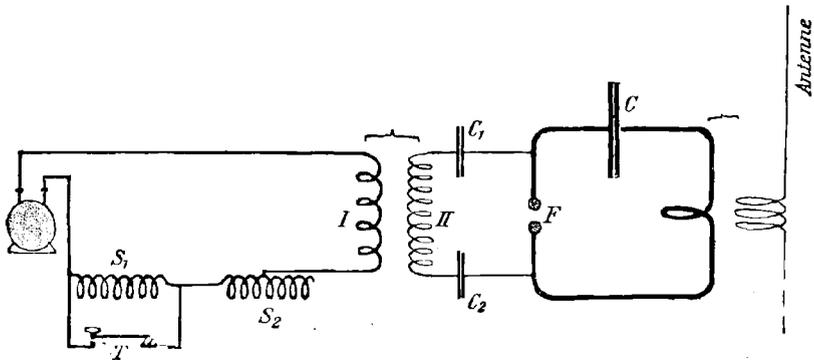
Si le levier touche le secteur B, les deux armatures du condensateur sont reliées à la bobine secondaire du transformateur; le levier H est orienté sur son axe de telle sorte que ce contact ait lieu au moment où la tension entre les pôles de la bobine secondaire atteint son maximum.

(*) Ou assez près pour que des étincelles puissent passer.

Après un court instant, pendant lequel le condensateur s'est chargé, H abandonne le secteur B et atteint le secteur D; le condensateur se décharge et le circuit à condensateur est parcouru par des oscillations. L'avantage de ce dispositif est qu'un pôle du transformateur est ôté des connexions pendant l'oscillation du circuit. On ne peut pas dire si ce dispositif a été jamais employé.

c. On a mis en usage un autre dispositif, qui réalise également la suppression du court-circuit du transformateur et des flammes ⁽³³²⁾. Entre les pôles du transformateur à courant alternatif et les pôles de l'éclateur, on intercale de chaque côté un condensateur (C_1 et C_2 , *fig. 722*) (*). Quand l'étincelle traverse l'éclateur, un court-circuit du

Fig. 722.



transformateur est rendu impossible par C_1 et C_2 . Une très grande résistance aurait le même effet, mais serait moins économique (**).

d. L'introduction d'une bobine de réaction de bonnes dimensions dans le primaire du transformateur ⁽³³¹⁾ peut servir, jusqu'à un certain point, contre les effets nuisibles du court-circuit par l'étincelle. Le courant primaire ne peut jamais atteindre une haute valeur, puisqu'il rencontre toujours dans le primaire le fort coefficient de

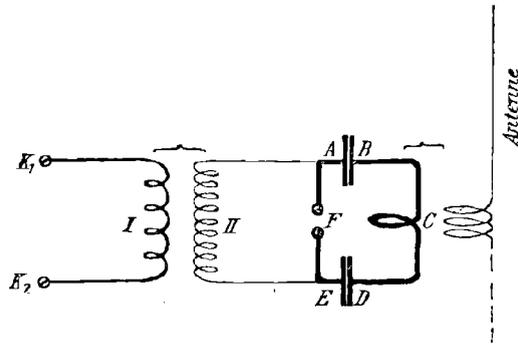
(*) Employé par Marconi au Poldhu (station transatlantique).

(**) C'est pourquoi l'on a bien moins de difficultés avec les flammes quand on emploie une bobine d'induction au lieu d'un transformateur à courant alternatif. Le circuit à condensateur a bien encore une assez grande capacité, mais on n'a pas de flammes, à cause de la haute résistance de la bobine secondaire. Pour le laboratoire, on peut employer une grosse bobine d'induction avec du courant alternatif, quand par exemple on veut charger de grosses capacités avec un transformateur de Tesla.

self-induction de la bobine de réaction. Par conséquent, la tension du secondaire au court-circuit tombe très vite.

e. Un dispositif, que la Compagnie de T. S. F. utilise et appelle *transformateur accordé* ou *bobine d'induction à résonance* ⁽³³³⁾, remédie très élégamment aux défauts du court-circuit par l'étincelle et du nombre élevé de décharges. Le principe est le suivant. Le transformateur à courant alternatif est choisi de telle sorte que la tension normale du secondaire ne suffise pas à beaucoup près pour produire une étincelle en F (*fig. 723*), mais que le circuit IABCDEI soit

Fig. 723.



en résonance avec la fréquence du courant alternatif ^(333a). Si maintenant on ferme le courant du primaire du transformateur, d'après ce qui a été exposé dans 308, le courant et par suite aussi l'amplitude de la tension croissent de plus en plus, beaucoup au-dessus de leur valeur normale, jusqu'à ce qu'après un certain nombre d'oscillations la tension soit assez forte pour provoquer une étincelle en F. Cela se produit à peu près quand la tension entre les pôles de l'éclateur ou les armatures du condensateur est maxima; donc le courant est à peu près nul. A ce moment, l'énergie contenue dans le circuit IABCDEI consiste dans l'énergie des deux condensateurs. Celle-ci sera consommée par les oscillations du circuit à condensateurs ABCDEFA. Quand cette énergie est consommée, le circuit entier ne contient que très peu d'énergie, et la tension qui arrive à l'éclateur F est insuffisante pour provoquer une autre étincelle ou des flammes. Alors le phénomène recommence, la tension monte progressivement, etc.

Ce dispositif, qui fonctionne très bien, remédie de la manière la plus heureuse à tous les inconvénients du transformateur à courant alternatif.

Afin que le phénomène de résonance soit très marqué, le couplage entre les bobines primaire et secondaire du transformateur doit être assez lâche (355 *d*); en plus, toutes les pertes d'énergie dans le circuit IABCDEII, qui entraînent un accroissement de l'amortissement, doivent être évitées. La dernière condition exclut l'emploi de noyaux de fer fermés, à cause des fortes pertes dues à l'hystérésis (106 et 147 *a*). En fait, on emploie toujours des transformateurs à noyaux de fer ouverts.

432. **Manipulateur. Interruption du courant.** — *a*. Dans la télégraphie, le courant primaire de la bobine d'induction ou du transformateur à courant alternatif doit être fréquemment interrompu et rétabli. La clef Morse, manipulateur du télégraphe ordinaire, présente des inconvénients, aussi bien avec la bobine d'induction qu'avec le transformateur à courant alternatif, parce qu'elle interrompt très brusquement.

Dans les deux cas, des étincelles se produisent aux points d'interruption, c'est-à-dire aux contacts de la clef; ces étincelles détériorent très rapidement le platine des contacts, par suite de l'interruption rapide du circuit primaire, de son coefficient de self-induction élevé, des tensions correspondantes et par suite des étincelles résultantes. En outre, avec le transformateur à courant alternatif, il se présente une autre difficulté. La tension entre les pôles de la bobine secondaire est d'autant plus forte que le champ magnétique dans le noyau du transformateur monte ou s'abaisse plus rapidement. L'amplitude normale de la tension, pour laquelle le transformateur a été construit, et l'isolement, pour lequel la bobine secondaire a été calculée, sont ceux qui correspondent à la chute normale maxima du courant primaire. Mais, si le courant est brusquement interrompu dans la bobine primaire, le courant primaire et par suite aussi l'induction magnétique dans le noyau du transformateur doivent tomber beaucoup plus rapidement. Il se produit alors dans la bobine secondaire des tensions qui sont beaucoup plus fortes que les tensions normales et qui peuvent percer l'isolant. Le même phénomène peut se produire aussi à la fermeture du courant.

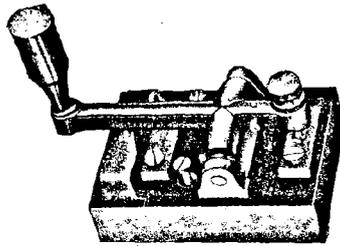
b. Pour remédier à l'un ou à l'autre ou à ces deux inconvénients, on emploie l'une des trois méthodes suivantes :

- 1° On diminue le plus possible la durée de l'étincelle de rupture.
- 2° Le circuit primaire est interrompu à un moment où le courant qui y circule est nul ou très faible.
- 3° Le circuit primaire n'est pas tout à fait interrompu.

c. Les dispositifs, dans lesquels l'étincelle est magnétiquement éteinte, appartiennent à la première espèce. Le trajet de l'étincelle

est fortement allongé par l'action d'un aimant permanent ou d'un électro-aimant, de telle sorte que la tension n'est bientôt plus assez forte pour l'ouverture et que l'étincelle cesse. Cela ne fait que diminuer la mauvaise influence de l'étincelle sur le manipulateur. La figure 724 représente un manipulateur ainsi construit par la Compa-

Fig. 724.



gnie de T. S. F.; les deux pôles d'aimant sont sur la partie gauche de la figure (*).

d. Un autre dispositif de la seconde sorte, employé par J.-A. Fleming⁽³³¹⁾, est représenté schématiquement par la figure 725. *i* est le circuit primaire du transformateur à courant alternatif; Q_1 et Q_2 sont deux godets à mercure; H est un levier mobile autour d'un point P, il ferme le courant quand il baigne dans les godets Q_1 et Q_2 . A est une batterie d'éléments galvaniques, S_1 et S_2 des bobines qui, lorsqu'elles sont traversées par le courant, attirent les morceaux de fer E_1 et E_2 . Le levier H est équilibré de manière à rester dans la position où il se trouve, quand il n'est plus attiré par S_1 ou S_2 .

Si l'on suppose que les lames-ressorts B_1 et B_2 soient réunies par conductibilité, on voit que la fermeture de la clef T fera plonger le levier H dans les godets et par suite fermera le courant *i*.

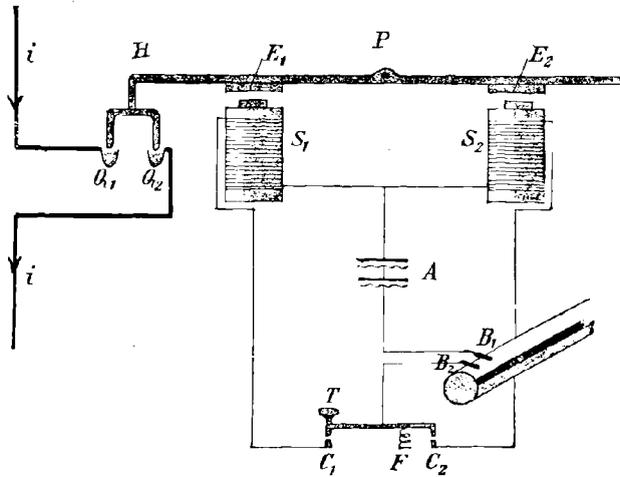
Au contraire, quand le ressort F rappellera la clef sur le contact C_2 , le courant passera dans S_2 , qui fera relever le levier H et interrompra par suite le courant *i*. Afin que l'ouverture ou la fermeture du courant *i* ne puisse pas se produire au moment où un fort courant règne dans le circuit, les lames-ressorts B_1 et B_2 appuient sur une sorte de

(*) On peut montrer d'une manière très simple la suppression magnétique de l'étincelle, avec un manipulateur dont les contacts sont en charbon de cornue. Si l'on interrompt ainsi le courant de quelques accumulateurs à travers une bobine de réaction, on obtient à l'interruption un fort arc de flammes. Mais, si l'on met les deux contacts entre les pôles d'un fort électro-aimant, on voit à peine l'arc; sa faible durée est montrée par le bruit sec qu'on entend.

collecteur, qui est monté sur l'axe de l'alternateur. Les lamelles conductrices et non conductrices du collecteur sont disposées de manière que les lames de contact B_1 et B_2 ne se trouvent réunies par un conducteur que lorsque le courant i est très faible.

e. La clef utilisée par la Compagnie de T. S. F. sur le projet de F. Braun, est encore bien plus simple; elle est représentée schématiquement par la figure 726. Sous le levier se trouve un ressort F , auquel sont reliés un morceau de fer E et un contact de platine C_1 . Si le levier et par suite le ressort F sont abaissés, le contact C_1 touche le

Fig. 725.

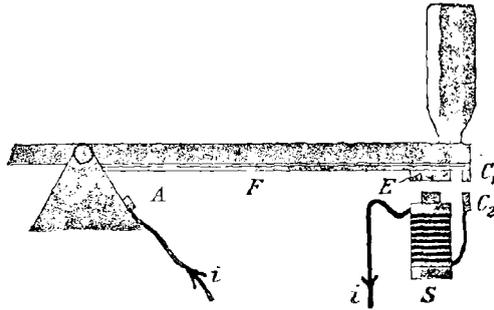


contact C_2 et le courant primaire i de la bobine d'induction ou du transformateur à courant alternatif est fermé. Non seulement il passe à travers le manipulateur par AFC_1C_2 , mais encore il passe à travers la bobine S . Si maintenant on lâche le levier, de manière qu'il aille vers le haut, le contact C_1 ne sera pas écarté du contact C_2 , parce que l'action magnétique de la bobine S attire encore la pièce de fer E , et par suite maintient le ressort F et le contact C_1 . Ce n'est que quand le courant primaire s'annule, que le morceau de fer E abandonne la bobine; le contact C_1 se sépare alors de C_2 , mais sans étincelle. Ce manipulateur est généralement employé dans les installations de la Compagnie de T. S. F.

f. Enfin la troisième méthode, qui consiste à ne pas couper entièrement le courant, est employée par J.-A. Fleming (³³¹). On intercale dans le circuit primaire du transformateur à courant alternatif, en

outre d'une résistance inductive variable S_2 , une seconde bobine de réaction S_1 de très haute impédance (*fig. 722*). Le manipulateur T est en dérivation sur cette bobine. Tant qu'il est ouvert, le courant dans le primaire du transformateur est très faible, à cause de la haute

Fig. 726.



impédance de la bobine de réaction. Lorsque le manipulateur est abaissé, la bobine de réaction est mise en court-circuit et le courant dans le transformateur sera assez fort, ainsi que la tension dans la bobine secondaire, pour que des étincelles éclatent en F . Si le manipulateur est abandonné, le courant tombe à sa faible valeur initiale, sans être interrompu.

IV. — DISPOSITIFS PARTICULIERS.

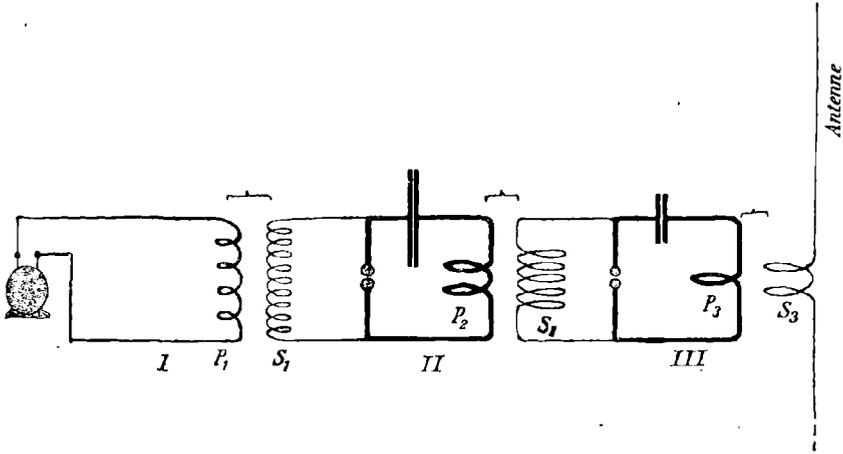
433. Transformation multiple. — J.-A. Fleming (³³¹) emploie le dispositif suivant, pour les stations particulièrement puissantes. Le transformateur à courant alternatif n'agit pas directement sur le circuit à condensateur, dont les oscillations se communiquent à l'antenne. On intercale entre les deux un autre circuit à condensateur, de fréquence relativement plus faible (*) (*fig. 727*). Les décharges de ce circuit induisent sur une bobine S_2 . Le courant dans celle-ci charge d'abord le circuit à condensateur III, et celui-ci excite les oscillations dans l'antenne.

Le brevet de cette invention porte que des oscillations extrêmement

(*) Les données de ce circuit à condensateur étaient dans un cas : capacité 0,5 microfarad, conducteur 100 spires de 30^{cm} de diamètre; dans un autre cas : capacité 1 microfarad.

énergiques sont ainsi produites dans III. Il est à retenir que, par cette double transformation, avec une moyenne tension dans le secondaire (*) du transformateur à courant alternatif, on obtient dans le circuit III de très hautes tensions, telles qu'on pourrait à peine

Fig. 727.



les obtenir directement; car l'établissement de transformateurs, pratiquement utilisables, présente de réelles difficultés au delà de 50000 volts (³³⁴).

434. Excitation de plusieurs circuits à condensateur. — Le désir de télégraphier à des distances de plus en plus grandes a conduit à chercher le moyen de produire des oscillations de plus en plus fortes sur l'antenne.

Il ressort de 426 b, qu'il est avantageux pour cela d'avoir dans le circuit à condensateur des capacités très fortes et des coefficients de self-induction très faibles. Mais, en même temps, il est nécessaire d'avoir un coefficient de couplage assez élevé. La diminution du coefficient de self-induction amène à diminuer tellement le conducteur, qu'il ne peut plus exercer une induction énergique sur l'antenne. D'un autre côté, on rencontre aussi des difficultés lorsqu'on veut atteindre une amplitude considérable en augmentant la tension initiale. L'accroissement de l'amortissement par étincelle, par suite de

(*) Dans le cas actuel, la tension secondaire du transformateur était de 20000 volts.

l'accroissement de la tension initiale entraînant l'augmentation de la longueur d'étincelle, est en somme secondaire jusqu'à 40^{mm} d'étincelle (219 et Table XVII), lorsqu'on dispose de fortes capacités. Un accroissement ultérieur de la tension initiale aurait l'inconvénient que, même avec de grosses boules d'éclateur, la longueur de l'étincelle devant être augmentée, la résistance d'étincelle augmenterait dans de très grandes proportions et l'on n'obtiendrait qu'une faible augmentation de la tension. C'est une répétition du phénomène qui se produisait avec de petites boules, quand on augmentait l'étincelle (Table XIX). En outre, l'isolement doit être beaucoup plus soigné avec les hautes tensions.

a. Puisque avec un seul circuit à condensateur on arrive aux limites de la puissance possible à obtenir, il est naturel d'en employer plusieurs et d'augmenter ainsi, à couplage et amortissement égaux, l'amplitude des oscillations dans l'émetteur, ou, pour une même amplitude, de diminuer le couplage et l'amortissement. Seulement, il ne suffit pas que les oscillations des divers circuits aient même fréquence, elles doivent avoir aussi même phase et cela exactement. On ne peut l'obtenir pratiquement que quand on monte les circuits à condensateur en série (*). F. Braun (^{334a}) a construit un dispositif de ce genre (fig. 728).

b. Néanmoins l'inconvénient, que le transformateur doive produire une tension très élevée, subsiste. La figure 729 représente un appareil à trois condensateurs de F. Braun (³³⁵), qui échappe à ce défaut. Les points P₁ et P₂ sont reliés aux deux pôles du transformateur à courant alternatif ou de la bobine d'induction; les conducteurs, qui relient ces points au circuit à condensateurs, possèdent une très haute résistance. Par suite, il ne passe dans ces conducteurs qu'une très faible fraction des oscillations du circuit à condensateurs (voir 234 c et d).

Dans cette disposition, les condensateurs A₁B₁, A₂B₂, A₃B₃ se trouvent être chargés en parallèle, tandis qu'ils sont déchargés en série, et ne forment en réalité avec les bobines p₁, p₂, p₃ qu'un seul circuit à condensateurs. Les étincelles étant simultanées, il n'y a rien de changé du fait des trois éclateurs.

On suppose le cas le plus simple et le plus favorable; les trois condensateurs ont la même capacité c et les trois bobines le même coefficient de self-induction; on compare les résultats obtenus à ceux que

(*) Dès que, par exemple dans l'appareil de la figure 728, il passe une étincelle au premier éclateur, celui-ci devient conducteur; la tension totale se reporte sur le second et produit immédiatement une étincelle.

donnerait un circuit à condensateur, composé d'un condensateur, d'une bobine et d'un éclateur semblables. Les trois bobines en série ont un coefficient de self-induction triple de celui d'une bobine seule, les trois condensateurs une capacité trois fois moindre que celle de

Fig. 728.

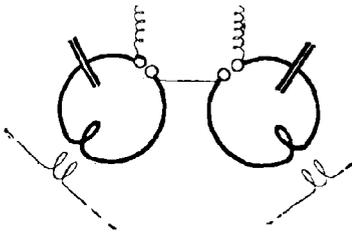
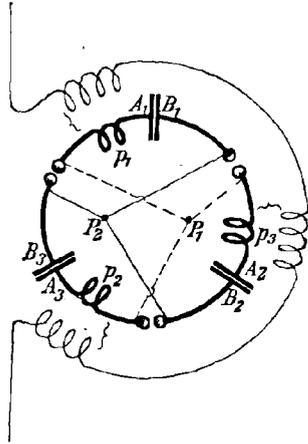


Fig. 729.



l'un d'entre eux (197 a). La fréquence est donc la même que dans la disposition simple.

L'amplitude du courant est aussi la même que quand le circuit à condensateur est simple, avec un unique éclateur de même longueur. En effet, le coefficient de self-induction est trois fois plus grand ainsi que la somme des amplitudes de tension (338 a); d'après 252, égalité (1), l'amplitude du courant doit être la même dans les deux cas. L'énergie contenue dans le dispositif de la figure 729 est trois fois plus grande que celle contenue dans le dispositif simple, mais les pertes d'énergie par étincelle sont également triples. Le dispositif se comporte donc comme trois circuits à condensateurs simples, et par conséquent présente les avantages indiqués en a.

c. Sur la question de savoir quand de tels dispositifs sont à employer (montages à forte énergie), il faut se rendre compte de leurs avantages sur les circuits à condensateurs simples ayant une tension initiale correspondante plus élevée. On considère le dispositif de la figure 729, avec trois condensateurs de capacité c et une tension initiale Ψ_0 . L'énergie initiale contenue dans le circuit à condensateur total est $3 \frac{1}{2} c \Psi_0^2$. Pour obtenir la même énergie avec un circuit à con-

densateur simple, il eût fallu augmenter la tension initiale dans le rapport $\sqrt{\frac{3}{1}} = 1,7$, c'est-à-dire doubler à peu près la longueur d'étincelle par rapport à l'une de celles du montage de la figure 729. On arrive ainsi au même résultat qu'avec un transformateur de courant alternatif qui aurait une tension secondaire double. Si donc on était arrivé à la limite de tension qu'on peut demander à un transformateur, ce dispositif triple permettrait de doubler l'amplitude de l'oscillation; on obtiendrait une valeur plus forte en employant un plus grand nombre de condensateurs (*).

D'après 433, la double transformation atteint le même but pour des tensions du transformateur de courant alternatif relativement peu élevées, et permet également d'atteindre de hautes tensions dans le circuit à condensateur de l'émetteur. Il est impossible de se prononcer sans mesures précises sur la valeur relative de ces deux dispositifs supposés aussi bien construits l'un que l'autre.

Pour savoir si le dispositif de la figure 729 est préférable au circuit à condensateur simple correspondant, c'est-à-dire ayant une longueur d'étincelle double, quand ce circuit simple n'a pas atteint la limite de son action, il faut considérer dans les deux cas l'amortissement par étincelle et par suite les capacités et les longueurs d'étincelles employées. Si, par exemple, dans le dispositif de la figure 729, la longueur d'une étincelle est de 2^{cm}, la capacité d'un condensateur 0,45. 10⁻³ microfarad, la résistance de chaque étincelle sera, d'après la Table XVII b, d'environ 3,6 ohms, et pour une longueur d'étincelle double, de 5,4 ohms. Le rapport des consommations d'énergie, dans le dispositif de la figure 729 et dans le dispositif simple, sera donc $\frac{3 \times 3,6}{5,4} = \frac{2}{1}$; donc le dispositif simple serait préférable. Cet avantage serait encore bien plus sensible avec de grosses capacités, comme celles employées en T. S. F.

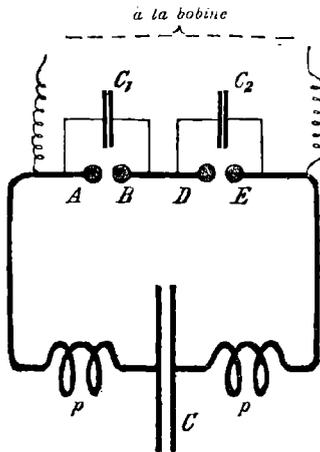
435. Éclateurs fractionnés (³³⁵). — *a.* Si la capacité des condensateurs C₁ et C₂ est la même, une tension égale à $\frac{\Psi_0}{2}$ s'établit entre les points A et B, ainsi que D et E, lorsqu'à l'aide d'une bobine d'induction ou d'un transformateur on établit entre les points A et E une

(*) Il en est de même quand on est arrivé à la limite de réduction du coefficient de self-induction, c'est-à-dire à la limite du conducteur indispensable pour induire sur l'émetteur.

tension initiale φ_0 , dans le montage de la figure 730. En outre, les lignes d'intensité électrique entre A et B ont la même forme que si A et B étaient reliés aux deux pôles d'une bobine d'induction donnant une tension $\frac{\varphi_0}{2}$ (*). Il en est de même pour D et E. Si l'on fait croître progressivement la tension, une étincelle éclatera entre A et B et pour ainsi dire simultanément entre D et E (434 a, nota), dès que la tension atteindra la valeur φ_0 correspondant à la distance d'éclatement AB + DE.

Dès que l'étincelle éclate, l'oscillation commence. Si les capacités C

Fig. 730 (**).



et C_2 sont très petites par rapport à C, les oscillations dans le circuit à condensateur CABDEC se comportent à peu près comme si les capacités C_1 et C_2 n'existaient pas et étaient simplement mises en court-circuit par les étincelles qui sont en dérivation sur elles.

Cela est encore exact, quand on emploie un nombre quelconque

(*) C'est aussi le cas quand les boules B et D sont assez éloignées et ont un rayon notable. La dérivation des condensateurs C_1 et C_2 n'a alors aucune influence.

(**) Les conducteurs venant de la bobine d'induction doivent être fixés le plus près possible des points A et E (329 d).

d'éclateurs avec de petits condensateurs en dérivation entre les boules.

b. Le dispositif de la figure 730 a un point commun avec celui de la figure 729, c'est le fractionnement de l'éclateur; il en diffère par les points suivants :

1° Il lui manque d'abord un avantage essentiel. Le dispositif de la figure 729 donne un accroissement d'action quand on est arrivé aux limites de la réduction du conducteur ou de l'élévation de la tension du transformateur avec le circuit à condensateur simple (433 et 434). Le dispositif actuel se comporte à ce point de vue comme un circuit à condensateur simple.

2° Les trois éclateurs de la figure 729 donnaient une énergie triple; avec le montage de la figure 730, la tension étant trois fois plus forte, l'énergie est neuf fois plus forte. Donc, pour obtenir la même énergie, il faut employer plus d'éclateurs avec le premier montage qu'avec le second, en supposant des éclateurs de longueurs égales.

3° De plus, la consommation d'énergie par éclateur est, à longueur égale, moindre avec le dispositif de la figure 730 qu'avec celui de la figure 729. Dans le dispositif de la figure 729, la consommation d'énergie par éclateur était la même que si celui-ci et la bobine correspondante avaient formé un système isolé; il en était de même de l'amplitude du courant. Dans le dispositif de la figure 730, l'amplitude du courant à chaque éclateur n'est plus la même que dans le système simple correspondant; elle est plus forte, k fois plus forte si l'on a employé k éclateurs, correspondant à une amplitude de tension k fois plus forte.

On peut se servir des résultats de 218, ou des courbes XVII à la fin du Tome II, pour conclure que la résistance d'étincelle sera d'autant plus faible que l'amplitude du courant sera plus forte, que l'on fasse varier la capacité ou le coefficient de self-induction. Donc, la résistance de chaque éclateur sera bien plus faible que ne le feraient croire les courbes XVII pour la capacité et l'étincelle correspondantes. Les résultats de 218 c, 2°, font prévoir que cette résistance est d'autant plus faible que le nombre des éclateurs est plus grand.

La conclusion est la suivante : On emploie le dispositif de la figure 729, quand on a atteint, avec un circuit à condensateur, la limite dans la réduction du conducteur ou dans l'accroissement de la tension. On emploie le dispositif de la figure 730, quand on veut augmenter la tension sans beaucoup accroître en même temps l'amortissement.

c. Les avantages de ce dernier dispositif doivent surtout se faire sentir avec de petites capacités, surtout quand on choisit pour chaque éclateur la distance des boules qui présente la résistance minima,

Table XVII. Les renseignements manquent pour savoir jusqu'à quelle capacité ce dispositif est avantageux. Mais l'éclateur fractionné doit présenter des avantages, même aux hautes capacités, puisque la Compagnie de T. S. F. l'emploie exclusivement.

On a principalement observé que l'éclateur fractionné servait à augmenter notablement la puissance de l'émetteur Marconi, qui est très limitée lorsqu'on veut l'augmenter en allongeant l'étincelle (422 c, 2°).

Dans l'émetteur Marconi, avec une étincelle unique, l'augmentation de la longueur de l'étincelle accroît très rapidement la résistance d'étincelle, à cause de la capacité qui est relativement faible; la tension, par contre, ne croît que très lentement entre les boules si elles sont petites (Table XIX); avec de grosses boules, la résistance ne croît pas beaucoup et la tension augmente jusqu'à une certaine limite. Si l'on emploie par contre plusieurs éclateurs, la tension totale et par suite l'amplitude du courant croissent proportionnellement au nombre d'éclateurs, la résistance d'étincelle totale monte plus lentement, puisque avec le nombre la résistance de chacune décroît. Les expériences ont démontré que, pour un émetteur de Marconi à éclateur fractionné, l'action de l'onde augmentait en même temps que le nombre d'éclateurs, tant que l'isolement de l'antenne était suffisant. L'émetteur Marconi, ainsi modifié, est parvenu à un rayon d'action qui n'avait été atteint jusque-là que par l'émetteur Braun. Ce fractionnement de l'étincelle offre, sur le dispositif Braun, l'avantage de la simplicité; mais il a le grave défaut d'exiger un isolement parfait de l'antenne.

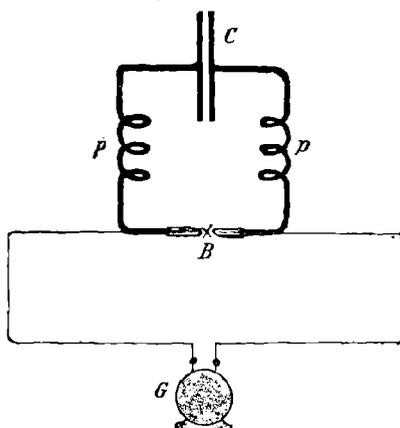
436. **Emploi d'oscillations entretenues.** — L'expérience montre (450) que l'amortissement, obtenu par le dispositif Braun, n'est pas suffisamment faible pour satisfaire à toutes les exigences de la télégraphie syntonisée. Dudell (336) a proposé, le premier, d'employer en T. S. F. des oscillations non amorties ou, plus exactement, entretenues (337). H.-T. Simon et M. Reich ont fait des expériences à ce sujet, sans que jusqu'ici on soit parvenu à obtenir des oscillations de fréquence et d'amplitude suffisantes.

Le dispositif de Dudell est en principe le suivant (fig. 731). G est une source de courant continu (machine à courant continu ou accumulateurs), B une lampe à arc dont les charbons sont réglables, C un condensateur, p des bobines. Des oscillations entretenues se produisent dans le circuit à condensateur $CpBpC$, quand un arc se forme en B et que la distance des charbons est convenable; ces oscillations sont approximativement de la fréquence propre du circuit à conden-

sateur, si cette fréquence n'est pas trop forte (*). La plus haute fréquence obtenue jusqu'ici (J. Wertheim-Salomonson) ⁽³³⁹⁾ a été de 8.10^5 /sec environ. La tension nécessaire pour cela, et qui ne devait pas être dépassée, n'était que de 35 volts environ.

On peut aussi employer, au lieu de la lampe à arc, une lampe à mercure dont la forme serait celle de la figure 495; Q y représente une ampoule de verre dans laquelle on a fait le vide. P. Hewitt ⁽³³⁹⁾ a établi le premier qu'une telle lampe, mise en circuit à la place de B

Fig. 731.



dans la figure 731, produisait des oscillations entretenues dans le circuit à condensateur; seulement, les recherches effectuées pour la T. S. F. par ce moyen ont été arrêtées par l'impossibilité d'atteindre les hautes fréquences (**).

(*) Il est essentiel pour ces expériences :

1° D'intercaler dans les conducteurs, qui vont de la source de courant à la lampe à arc, des résistances et des bobines de réaction;

2° De choisir pour le condensateur une capacité maxima, et pour le circuit à condensateur un coefficient de self-induction minimum.

(**) Depuis l'époque où ces lignes ont été écrites, des recherches ont été faites dans la voie des oscillations entretenues principalement en France et en Allemagne. On a réussi, par une proportion judicieuse de la self-induction et de la capacité contenues dans le circuit dérivé sur l'arc, à obtenir des fréquences suffisamment élevées : $n = 10^6$ /sec, d'où $\lambda = 600$ m, est couramment obtenue.

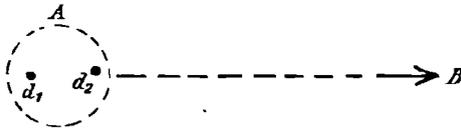
On est parvenu à des amplitudes suffisantes par l'emploi d'arcs à haut voltage inclus dans une atmosphère hydrocarbonnée (on passe ainsi à une tension de

437. **Essais de télégraphie dirigée.** — Un inconvénient de l'émetteur actuel en T. S. F. est que les ondes, se répandant dans toutes les directions, peuvent être perçues par des stations auxquelles elles ne sont pas destinées, et que celles-ci peuvent les brouiller. La syntonie ne remédie pas entièrement à ce défaut (450).

a. L'auteur a recherché, en 1900⁽³⁴⁰⁾, si l'on ne pouvait pas appliquer d'une manière simple l'action bien connue des métaux sur les ondes électriques (465 *d*), afin de supprimer les ondes au moins dans une direction, en les conservant intégralement dans les autres.

Pour cela (*fig.* 732), à l'une des stations A (Kugelbake, près de Cuxhaven), on avait disposé deux fils verticaux d_1 et d_2 de 30^m de

Fig. 732.



longueur, à une distance d'environ 4^m l'un de l'autre. La station réceptrice B (phare d'Altenbruch), distante de A d'environ 9^{km}, se trouvait à peu près, mais pas exactement, dans la direction $d_1 d_2$. La puissance de l'émetteur était telle que, lorsque le second fil n'était pas en place, les télégrammes arrivaient bien à Altenbruch, mais pas à une distance double. Les expériences suivantes furent faites.

1° d_1 utilisé comme émetteur, d_2 non mis à la terre : les télégrammes sont parfaitement nets en B.

2° d_1 émetteur, d_2 à la terre : rien en B.

3° d_2 émetteur, d_1 à la terre : télégrammes parfaitement nets en B.

On peut conclure de 1° et 2° qu'il est possible, au moyen d'un fil parallèle à l'émetteur, de supprimer les ondes dans une direction ou de les laisser passer, suivant que le fil est mis à la terre ou est isolé. On déduit de 3° que le fait de mettre le fil à la terre n'affaiblit pas sensiblement les ondes dans les autres directions.

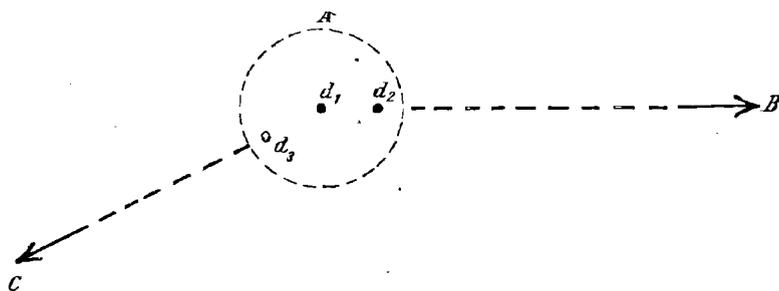
l'ordre de 200 volts par arc au lieu de 35 volts) ou par l'emploi de nombreux arcs groupés en série. La charge du condensateur à chaque oscillation est ainsi considérablement accrue, et l'intensité du courant circulant dans le circuit oscillant atteint des valeurs aussi élevées qu'on le désire.

Marconi a donné, au commencement de 1908, quelques indications sur un nouveau mode de production d'oscillations entretenues; les renseignements fournis sont toutefois trop vagues pour être reproduits.

(Note des traducteurs.)

Les expériences n'ayant pu être continuées, on ne peut savoir ce qui aurait été obtenu dans cette voie; il ne peut y avoir pourtant aucun doute sur ce fait, que l'on peut expédier d'une station A à une station B un télégramme qu'une station C ne reçoive pas (*fig.* 733),

Fig. 733.



ou inversement, suivant que d_1 est employé en A comme émetteur, d_3 mis à la terre et d_2 isolé, ou inversement.

b. F. Braun (³⁴¹) a proposé d'employer plusieurs antennes, et d'exciter dans celles-ci des oscillations, en partie de même phase, en partie de phases différentes. Il a en outre donné un moyen simple de produire deux oscillations de même fréquence et de phases différentes.

On déduit facilement de 399 qu'on peut ainsi obtenir des actions différentes dans des directions données, en disposant convenablement les diverses antennes. Les expériences n'ont pas été poussées assez loin pour qu'on ait des données exactes sur l'emploi de ce dispositif.

CHAPITRE XXI.

LES RÉCEPTEURS EN TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

I. — LE SYSTÈME RÉCEPTEUR SIMPLE.

438. **Le dispositif.** — Puisque l'intensité du champ électrique des ondes émises par un émetteur de T. S. F. est normale à la surface de la terre (417 *b*), on ne peut employer qu'un conducteur vertical pour

Fig. 734.



Fig. 735.

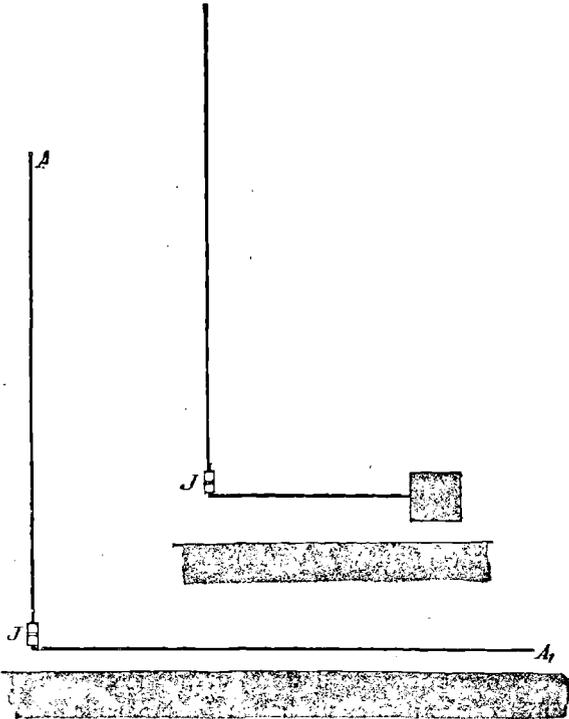


Fig. 736.

déceler le champ électrique produit par ces ondes (401 *b*). Le premier appareil, avec lequel Marconi ait obtenu des résultats, est celui de la figure 734; il se compose d'une antenne AB, mise à la terre par sa partie inférieure, et qui contient à cette extrémité un détecteur d'ondes J. Ce récepteur correspond donc à l'émetteur Marconi (415), avec cette différence que l'éclateur est remplacé par un détecteur.

On peut, encore ici comme dans l'émetteur, remplacer la mise à la terre par un fil de symétrie (*fig.* 735), ou par un fil plus court pourvu d'une capacité (*fig.* 736), sans que l'action diminue sensiblement (342).

439. Phénomènes physiques. — On est donc conduit à constituer le récepteur par un oscillateur linéaire, dont une moitié peut être remplacée, en tout ou en partie, par un corps de grande surface et capacité, et au ventre de courant duquel est intercalé un détecteur d'ondes.

a. Cette conception est sans doute juste, quand le détecteur d'ondes agit dès le début comme conducteur pour les oscillations dans le système récepteur, comme le détecteur de Fessenden par exemple (402 *b*). Si l'émetteur produit une onde, le champ électrique résultant agit sur le système récepteur. On est donc dans le cas où un oscillateur électromagnétique est sous l'influence d'une oscillation amortie, ou bien dans le cas d'un oscillateur agissant sur un autre oscillateur en couplage extrêmement lâche, cas qui a toujours été envisagé dans le Chapitre XIV.

D'après 319, on constate en général deux oscillations dans le système récepteur, une de la fréquence propre de l'émetteur, l'autre de la fréquence propre du récepteur. Il est donc avantageux que les fréquences du récepteur et de l'émetteur coïncident, aussi bien pour l'amplitude maxima que pour l'effet de l'oscillation dans le récepteur. Les recherches, qui établissent ce point pour l'émetteur Marconi simple et pour le récepteur de la figure 734, sont dues à Tissot (343).

b. Il y a deux cas à considérer, quand on emploie un détecteur qui, comme le cohéreur, est rendu conducteur par les oscillations.

1° Le détecteur représente pour les oscillations un condensateur de grande capacité et par suite de faible condensation. Les oscillations se comportent alors comme si le détecteur était conducteur dès l'origine (187 *a* et 332), et tout se ramène au cas de *a*.

2° Le détecteur représente pour les oscillations, comme pour le courant continu, une interruption du conducteur. On a deux situations à considérer. Avant que le détecteur soit devenu conducteur, le récepteur se compose de deux systèmes isolés l'un de l'autre; les ondes émises travaillent sur la partie supérieure. Il se produit donc des

oscillations dans cette partie supérieure, qui constitue un oscillateur à elle seule; la présence de la partie inférieure n'est naturellement pas sans influence sur ces oscillations. Ensuite, quand le détecteur a acquis une certaine conductibilité, principalement par les oscillations de la partie supérieure, le système complet représente un oscillateur linéaire unique.

La valeur finale, que prend la conductibilité du détecteur sous l'influence des oscillations suivantes, dépend de la nature du détecteur.

c. Il est particulièrement intéressant de savoir comment se comporte à ce point de vue le cohéreur, qui est le détecteur le plus usité.

Les expériences effectuées en ce sens ont été les suivantes. Kiebitz et Robinson⁽³⁴⁾ ont fait agir les oscillations d'un oscillateur linéaire sur un résonateur linéaire rectiligne ou presque fermé. Un cohéreur (*) était intercalé au milieu du résonateur. Il parut que ce cohéreur avait une conductibilité maxima, quand la longueur totale du résonateur était d'une demi-longueur d'onde. Le résonateur se comportait donc comme si le cohéreur eût représenté, dès le commencement des oscillations, un conducteur ou une grosse capacité ($b, 1^\circ$), ou, si l'on ne veut pas l'admettre, comme si pour la conductibilité finale du cohéreur les oscillations de la seconde situation ($b, 2^\circ$) étaient seules déterminantes.

Quelle que soit l'explication adoptée, on devrait s'attendre, d'après le résultat de ces expériences, à ce que les recherches, entre un émetteur Marconi d'une part et d'autre part un récepteur de la forme de celui de la figure 734 avec un cohéreur, indiquent une action maxima sur le cohéreur, quand la longueur de l'antenne réceptrice serait égale à celle de l'antenne d'émission. Malgré cela, des expériences faites à Cuxhaven, dans lesquelles on faisait varier la longueur de l'antenne de réception d'une demie à une fois et demie celle de l'antenne d'émission, auraient montré que l'action augmentait toujours à mesure que l'on allongeait l'antenne de réception. La raison en est probablement que, plus le fil récepteur est long, plus la tension provoquée par les ondes le long de l'antenne est forte, et que les cohéreurs employés en T. S. F. se comportent, aux fréquences pratiques, autrement que ceux de Robinson et de Kiebitz à des fréquences bien plus élevées. Ils possèdent une très forte condensance et, même à l'état conducteur, ils sont trop résistants pour être sensibles aux phénomènes de résonance.

(*) Ce n'était pas à proprement parler un cohéreur, mais dans un cas (Robinson) un simple contact d'acier, dans l'autre un tube rempli de vis de fer.

II. — APPAREILS AUXILIAIRES.

Pour la réception des télégrammes, il faut, en outre d'un détecteur d'ondes, une série d'appareils auxiliaires. L'ensemble de tous les appareils, qui servent à la réception des télégrammes, s'appelle *appareil de réception*. On désigne par *système récepteur* la partie dans laquelle les oscillations à haute tension prennent naissance par l'influence des ondes, par exemple l'antenne et sa mise à la terre dans la figure 734.

440. **Appareil de réception avec détecteurs téléphoniques.** — L'appareil de réception le plus simple est celui dans lequel le détecteur

Fig. 737.

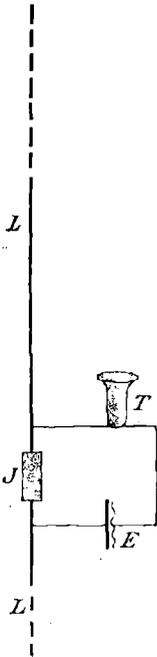
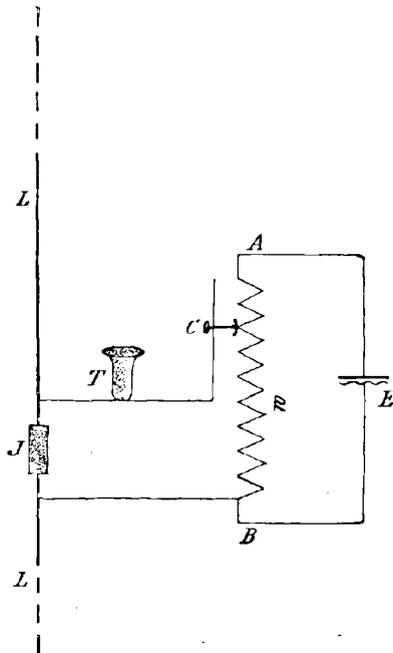


Fig. 738.



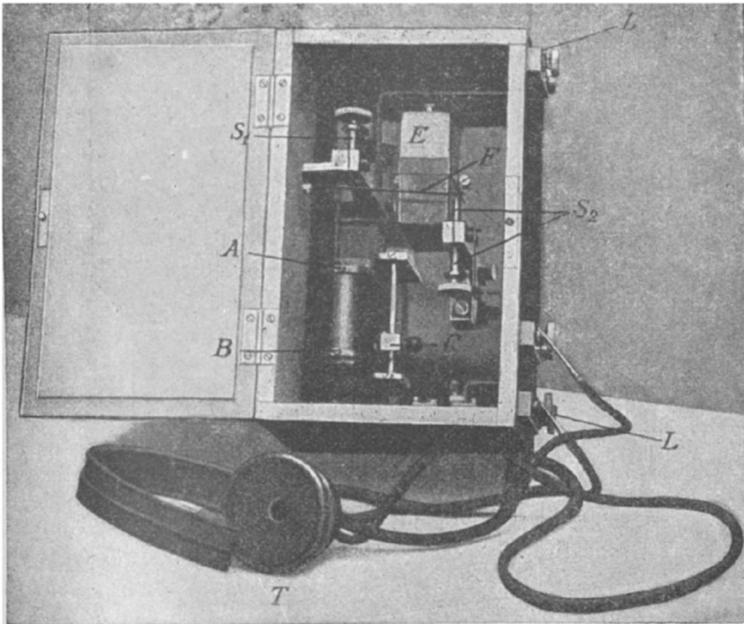
revient de lui-même à son état primitif à l'extinction des ondes, par exemple les contacts de charbon (412), les cohéreurs à mercure (411) et le détecteur électrolytique (414).

a. D'après 414, on peut employer un téléphone pour déceler les

ondes. Ce téléphone et un élément galvanique sont les parties essentielles de l'appareil de réception. La disposition sera en principe celle de la figure 737.

A chaque décharge du système émetteur, on entend un craquement (*) dans le téléphone; si les décharges se succèdent très rapidement (interrupteur très rapide ou courant alternatif dans l'émetteur), on perçoit un bourdonnement. On distingue ainsi très aisément à

Fig. 739.



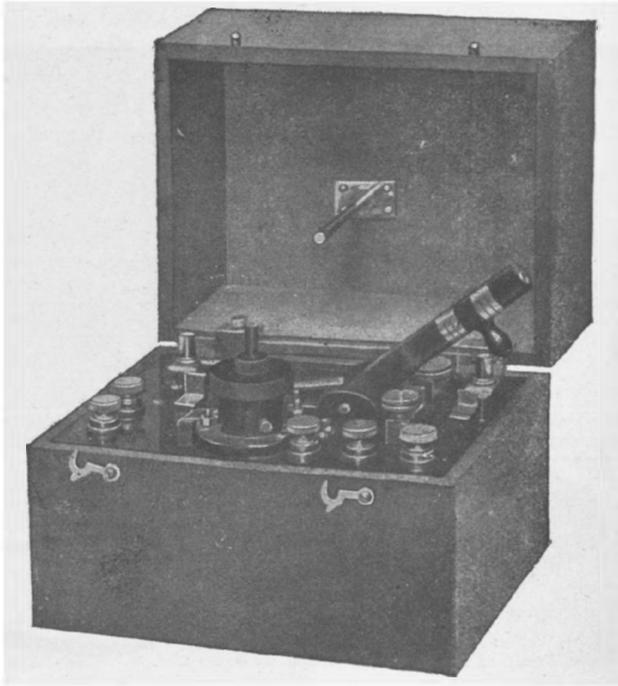
l'oreille les points et les traits de l'alphabet Morse, faits par le manipulateur en appuyant plus ou moins longtemps.

b. En général, cette disposition est un peu modifiée. Il est admis que, dans les détecteurs téléphoniques, il est nécessaire que la ten-

(*) Comme chaque craquement de l'appareil téléphonique correspond à une décharge de l'émetteur, on peut très bien distinguer de quelle station provient le télégramme, en supposant que les stations aient un nombre différent d'interruptions. On peut ainsi, quand deux stations télégraphient simultanément, n'écouter que l'une d'elles ou écouter les deux avec deux écouteurs. On peut également reconnaître au son les parasites d'origine atmosphérique.

sion entre les deux pôles du détecteur ait une grandeur déterminée. On se sert du dispositif de la figure 738, pour établir facilement cette tension. Une forte résistance AB est reliée à l'élément (accumulateur), et un contact mobile C se déplace le long de cette résistance; plus le contact mobile est voisin de A, plus la tension entre C et B se rapproche de la FEM de l'élément; plus il est voisin de B, plus la tension entre C

Fig. 740.



et B est faible. On peut donc faire ainsi varier la tension, d'une valeur très faible à la FEM de l'élément.

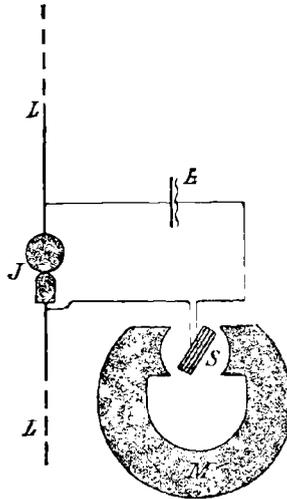
Il est en outre bon de relier un condensateur en parallèle avec le détecteur.

c. L'appareil de réception reste très simple, même avec ce dispositif, et on peut le mettre sous une forme maniable. La figure 739 représente l'appareil Koepsel (412) (*), la figure 740 représente l'appareil de Schlömilch.

(*) Les notations sont les mêmes que celles de la figure 681.

441. **Appareil de réception pour cohéreur rotatif au mercure.** — Ce cohéreur tournant (411 *b*) se place, à plus d'un point de vue, entre le récepteur téléphonique et l'appareil de réception avec cohéreur. Il est dû à Lodge (³⁴⁵). La particularité de cet appareil consiste dans l'emploi

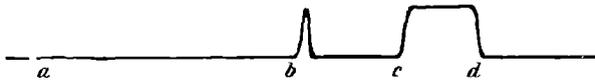
Fig. 741.



d'un *siphon recorder*, c'est-à-dire d'un léger galvanomètre à bobine tournante, qui se compose d'une bobine entre les pôles d'un aimant permanent. Un miroir est fixé à cette bobine tournante, et il envoie un rayon lumineux sur une bande de papier sensible. Si la bobine est déviée, le miroir produit sur ce papier une tache perpendiculaire à la direction de la bande.

Tant que le cohéreur à mercure J n'est pas frappé par les ondes, la bobine S et le rayon lumineux restent immobiles, et l'on obtient une

Fig. 742.



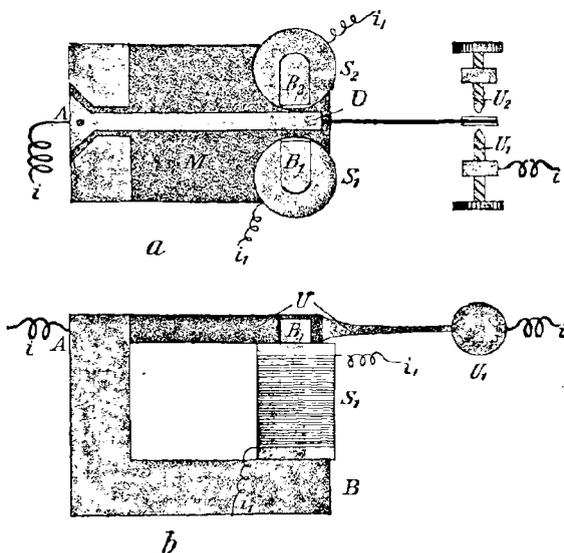
ligne droite sur la bande (de *a* à *b*, fig. 742). Si une oscillation électrique rend le cohéreur conducteur, la bobine et le rayon lumineux sont déviés, on voit sur la bande des sinuosités du genre de *b* ou de *cd* suivant la durée des ondes; on peut donc se servir de ce dispo-

sitif pour enregistrer les lettres de l'alphabet Morse. L'impression *cd* est continue, à cause de l'inertie mécanique de la transmission par galvanomètre.

442. **Appareil de réception pour cohéreur.** — Quand on emploie des détecteurs qui, comme le cohéreur, ne reviennent pas d'eux-mêmes à l'état non conducteur quand l'onde a cessé, il est nécessaire d'avoir des appareils pour les ramener dans cet état. De même, l'enregistrement des télégrammes n'est possible qu'au moyen d'appareils auxiliaires spéciaux.

a. Tout d'abord un *relais* est indispensable. Tous les cohéreurs utilisables ont la propriété particulière suivante. La tension entre les

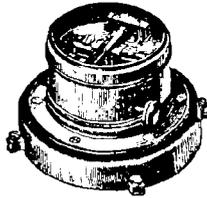
Fig. 743.



pôles des cohéreurs, avant qu'ils soient devenus conducteurs, doit être relativement faible et dans aucun cas ne doit dépasser 2 volts; quand les cohéreurs sont devenus conducteurs, on ne peut, sans les détériorer, les relier à aucun courant supérieur à $\frac{1}{10000}$ d'ampère dans la plupart des cas. Par ailleurs, les appareils auxiliaires, qui sont mis en action par le cohéreur, demandent une dépense d'énergie supérieure à celle que celui-ci peut supporter. On se servira donc simplement du cohéreur pour fermer, au moyen d'un relais, un circuit plus robuste.

L'un des relais les plus usités en T. S. F., comme dans la télégraphie ordinaire, est le relais polarisé de Siemens, dont la figure 743 donne une vue horizontale et une vue verticale schématiques; la figure 744 est une représentation extérieure de ce relais. Un aimant permanent M a un pôle (pôle nord par exemple) en A , l'autre pôle est en B . Sur ce dernier pôle, reposent les noyaux de fer B_1, B_2 des bobines S_1 et S_2 . Une armature U , mobile autour d'un axe vertical en A , est placée dans une coupure du pôle nord. L'armature U se compose d'une barre de fer, qui se trouve à une extrémité entre les talons des noyaux de fer B_1, B_2 . Si l'armature U est exactement au milieu entre

Fig. 744.



les deux talons, elle est en équilibre, puisque les forces qui agissent sur elle de chaque côté sont égales. Seulement l'équilibre est instable. Si l'armature est un peu écartée de sa position d'équilibre et se rapproche de B_2 par exemple, l'attraction de ce côté prévaut et elle est attirée fortement contre B_2 . Si l'on veut utiliser ce dispositif comme relais, on installera les contacts U_1 et U_2 de sorte que l'armature s'applique sur U_2 quand elle est attirée par B_2 . Le courant exciteur du relais passe par les bobines S_1 et S_2 , tandis que le courant que l'on veut fermer a une extrémité en A et l'autre en U_1 par exemple. Si le courant i , est fermé, les lignes d'induction magnétique de ce courant sortent par le talon de B_2 et rentrent par celui de B_1 . D'après ce qu'on a dit, le champ produit par l'aimant permanent sera renforcé entre B_1 et U et diminué entre B_2 et U . Par suite, l'armature est attirée par B_1 plus que par B_2 , et en raison inverse de la distance qui la sépare de B_1 . Le contact est établi en U_1 et le circuit correspondant est fermé.

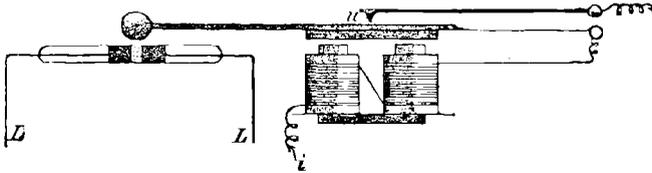
Le courant nécessaire pour le fonctionnement de ce relais est très faible; il est d'environ $\frac{1}{30000}$ d'ampère pour une bonne construction et un bon réglage (*). Pour l'emploi de ce relais à bord, il faut que

(*) Le galvanomètre relais est encore plus sensible; il est composé essentiel-

l'armature soit très bien équilibrée, afin de ne pas être influencée par les mouvements du navire.

b. On emploie, comme moyen simple de ramener le cohéreur à son état primitif et de l'ébranler, un appareil dans le genre du trembleur de la sonnerie électrique et qu'on nomme *frappeur*. Dès que le cohéreur devient conducteur par l'action des ondes, et que le relais ferme

Fig. 745.

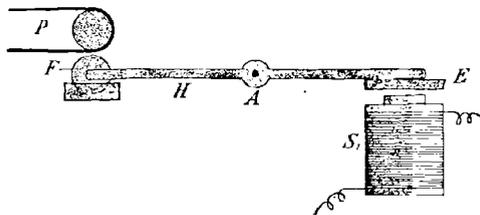


le circuit du frappeur, celui-ci frappe le tube et le décohere (*fig. 745*). On ne peut pas donner d'indication générale sur la construction du frappeur, elle dépend essentiellement de celle du cohéreur.

Dans les appareils de la Compagnie de T. S. F., le frappeur, avant de toucher le cohéreur, enlève l'élément galvanique du circuit du cohéreur. Le cohéreur est ainsi frappé à un moment où le courant ne passe plus. Sinon, il pourrait se produire de petites étincelles dans le cohéreur, aux places où le courant est interrompu; ces étincelles finiraient par affaiblir la sensibilité du cohéreur.

c. On se sert en général, pour enregistrer les télégrammes, de l'appareil Morse à rouleau encreur utilisé en télégraphie. Son principe bien

Fig. 746.

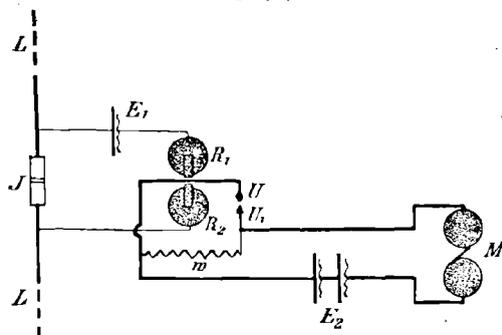


connu est le suivant (*fig. 746*). Un levier H, mobile autour du point A, est muni d'un côté d'une roulette F trempant dans un godet

lement d'un galvanomètre à bobine mobile, dont l'index ferme un circuit. Cet appareil est excellent dans les expériences; on ne l'emploie guère dans la pratique, parce que les mouvements de la bobine du galvanomètre sont trop lents pour une télégraphie rapide.

d'encre, et de l'autre d'une plaque de fer E. Une bande de papier P, mue par un mouvement d'horlogerie, se trouve au-dessus de la rou-

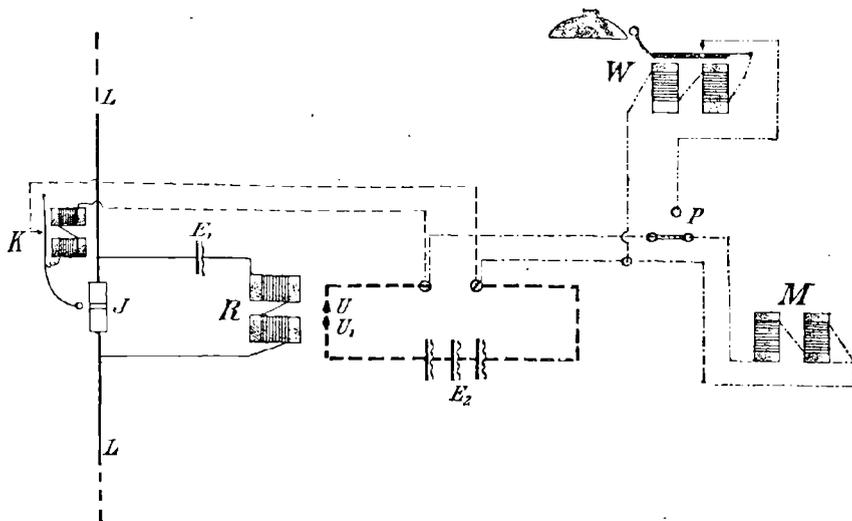
Fig. 747.



lette, et deux bobines à noyaux de fer S_1 et S_2 sont placées sous la plaque de fer.

Si l'on envoie le courant dans ces bobines, leurs noyaux attirent la

Fig. 748.

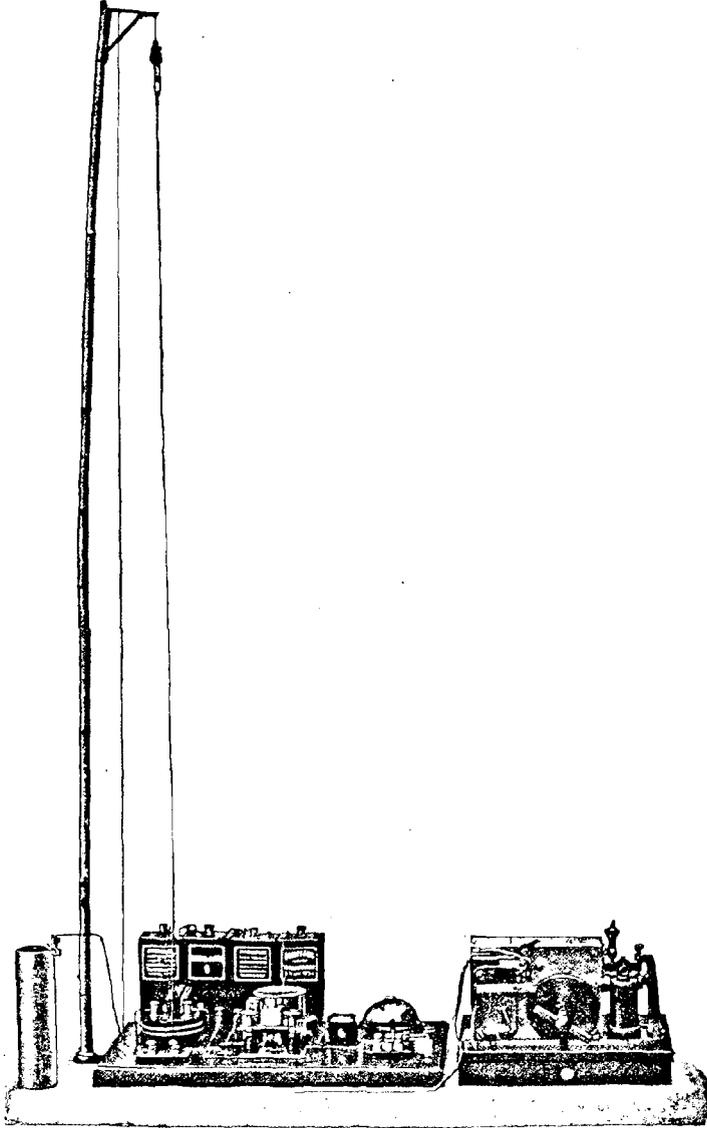


plaque de fer E, et la roulette marque un trait sur la bande de papier.

Il semble y avoir une assez grande difficulté pour fournir en T. S. F. le trait de l'alphabet Morse; il faut en effet envoyer un grand nombre

d'ondes, en appuyant longtemps sur le manipulateur. Dès que le

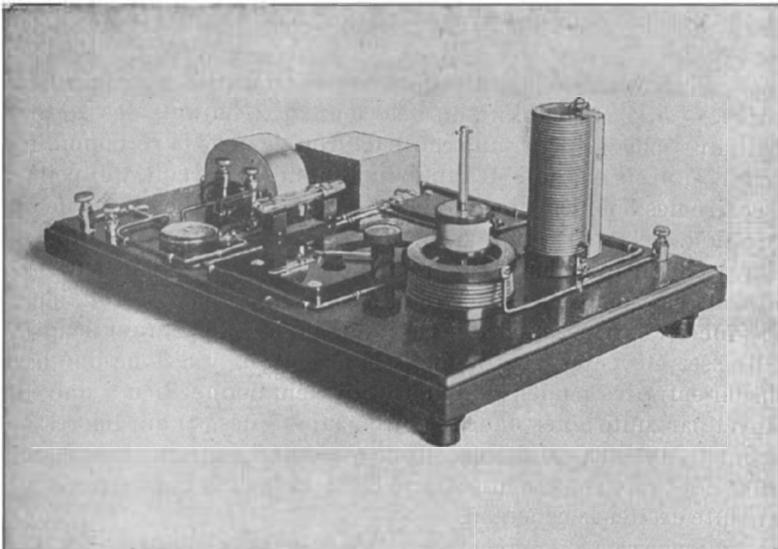
Fig. 749.



cohéreur a été rendu conducteur par la première onde et que le relais

a fermé le circuit du Morse et du frappeur, celui-ci décohere aussitôt le tube; il est donc à prévoir qu'on aura sur la bande une suite de points à la place d'un trait. Dans beaucoup d'appareils, on remédie à ce défaut par l'inertie des pièces mobiles, et aussi par l'hystérésis magnétique des noyaux des bobines du Morse et du relais; les appareils ne suivent pas alors les interruptions de courant trop fréquentes et trop courtes. On peut suppléer à ce dispositif, en mettant une forte résistance ω en dérivation entre les points d'interruption U_1 et U_2 du relais (*fig. 747*), de sorte que le courant ne soit pas interrompu par le relais, mais seulement renforcé ou affaibli. Il se produit alors dans

Fig. 750.



les noyaux un certain champ magnétique; l'inertie due à l'hystérésis sera ainsi renforcée, le levier H restera immobile pendant une suite d'ondes se succédant à de courtes interruptions, et la roulette marquera un trait continu sur le papier.

d. Une sonnerie électrique sert à appeler les télégraphistes aux appareils, quand on reçoit un télégramme, comme en télégraphie ordinaire. Cette sonnerie est placée en parallèle avec le Morse (*fig. 748*); un commutateur permet de mettre en circuit la sonnerie ou le Morse.

e. La disposition schématique d'un appareil de réception est en

principe la suivante. Un cohéreur ou un détecteur d'ondes se trouve dans le conducteur L, dans lequel des oscillations se produisent par suite de l'action de l'émetteur. Un élément E_1 , les deux bobines du relais et le cohéreur sont placés dans un même circuit (circuit du cohéreur en trait fin, *fig.* 748). Le relais ferme le courant des éléments E_2 , qu'il envoie aux appareils auxiliaires. Ce courant se partage en deux parties; l'une va au frappeur K, l'autre au Morse M ou à la sonnerie W suivant la position du commutateur p .

On peut voir en détail ces appareils et leurs connexions sur les modèles établis par la Compagnie de T. S. F., modèles qui font pendant à ceux établis pour les postes émetteurs et représentés figures 706 et 707.

Le modèle de la figure 749 est le plus ancien, celui de la figure 750 est plus récent (dans ce dernier l'antenne n'est pas figurée).

443. Protection du détecteur contre l'action des appareils auxiliaires. — *a.* La sensibilité du détecteur aux courants des appareils auxiliaires pourrait être une cause de trouble dans la réception. Il se produit en trois endroits des interruptions d'un circuit, qui contient par paire des bobines à noyau de fer, et qui a donc beaucoup de self-induction. Cela se produit d'abord au relais au contact UU_1 de la figure 748 qui interrompt le circuit des appareils, puis au frappeur qui dans ses mouvements ouvre et ferme son propre courant, enfin à la sonnerie. La conséquence de ces interruptions de courant est qu'une FEM assez élevée est induite dans le circuit; il y a donc une haute tension entre les points de contact, qui peut donner lieu à une étincelle et par suite à des ondes électromagnétiques (*) qui impressionneront le détecteur. La diminution rapide du courant dans les circuits peut également induire une FEM dans le circuit du cohéreur, et par suite exciter le cohéreur.

b. On peut remédier à cet inconvénient de trois manières :

1° On intercale des résistances dépourvues d'induction en parallèle avec la paire de bobines S_1, S_2 et avec l'interrupteur U (*fig.* 751 ou 752). Le courant dans le circuit ne sera pas alors tout à fait interrompu quand l'interrupteur U s'ouvrira, mais seulement diminué. La résistance ω_1 a pour but de dériver une partie du courant induit dans les bobines S_1, S_2 , de sorte que le courant dans le reste du circuit et surtout dans ω_2 soit réduit, ainsi que la tension au contact U.

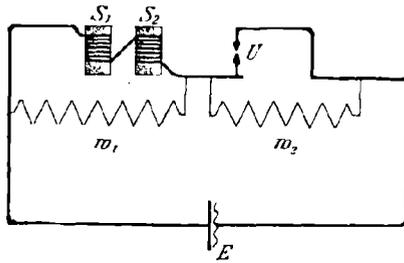
Dans le dispositif de Marconi (voir *fig.* 754), qui le premier a

(*) On peut assimiler ces contacts à de petits oscillateurs de Righi de forme irrégulière.

adopté cette méthode de protection du détecteur, la résistance placée en dérivation sur les bobines (w_1 dans la figure 751, $w_1 + w_2$ dans la figure 752) est deux fois plus grande que la résistance des deux bobinès réunies.

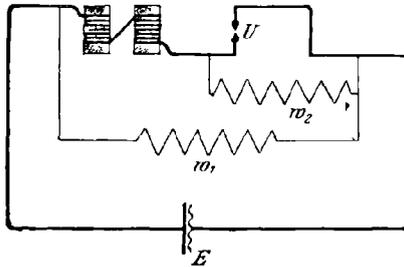
2° On peut employer, à la place des résistances métalliques sans induction, des ampoules de polarisation, qui se composent d'un élec-

Fig. 751.



trolyte (acide sulfurique par exemple) et de deux électrodes du même métal (fil de platine). Il ne passe un fort courant, dans l'électrolyte, que quand la FEM dans le circuit est plus forte que la FEM de polarisation, qui est d'environ 2 volts avec l'acide sulfurique et le platine. On intercale autant de ces ampoules en série qu'il est nécessaire, pour que la FEM de polarisation soit supérieure à la FEM des éléments

Fig. 752.



en circuit. L'avantage de ces ampoules sur les résistances métalliques est qu'elles constituent, pour le courant du circuit, une résistance presque infinie et que par conséquent aucun courant sensible ne les traverse (*). Par ailleurs, elles représentent une résistance très faible

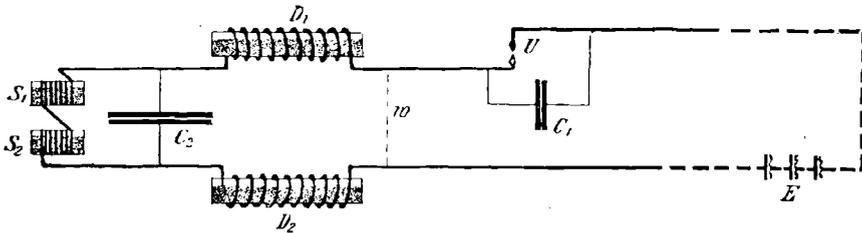
(*) Quand les résistances sont métalliques (1°) elles ne doivent pas être trop fortes, mais alors le courant qui les traverse affaiblit les éléments.

pour la FEM induite dans les bobines, qui est en général bien plus forte que la FEM de polarisation des ampoules.

3° On peut aussi employer des condensateurs à la place des résistances métalliques ou de polarisation. Pour éviter l'étincelle à l'interrupteur U , on dispose un condensateur en dérivation (C_1 , *fig.* 753), comme pour une bobine d'induction (215). La grandeur de ce condensateur doit être soigneusement calculée, la vitesse d'interruption étant le facteur le plus important dans ce calcul. Un condensateur mal calculé peut augmenter l'étincelle au lieu de la diminuer.

Le condensateur est surtout parfait (*) pour détruire l'influence nuisible des courants induits sur le circuit du cohéreur. Dans ce but,

Fig. 753.



on en dispose un en dérivation sur les bobines S_1 , S_2 ; si l'on ouvre l'interrupteur U , la FEM induite dans les bobines provoque des oscillations dans le circuit à condensateur $S_1 S_2 C_2$ (**) (215 b). Afin qu'une partie aussi faible que possible de ces oscillations se transmette au reste du circuit, on dispose deux petites bobines de réaction D_1 et D_2 à noyaux de fer. Ce dispositif, quand il est bien calculé, est, d'après de nombreuses expériences, celui qui offre aux cohéreurs sensibles le plus de garantie contre les perturbations. On ne l'emploie cependant que pour le circuit du Morse, à cause de sa complication; pour le frappeur, on se contente de la méthode donnée à 1° et 2°.

c. On peut maintenant comprendre la station réceptrice de Marconi, dont la figure 754 est un schéma. C est le cohéreur, T le frappeur, R le relais, M le Morse, B des bobines de réaction, PP' les éléments, ω un nombre d'ohms.

d. Pour démontrer l'action des dispositifs précédents, on peut uti-

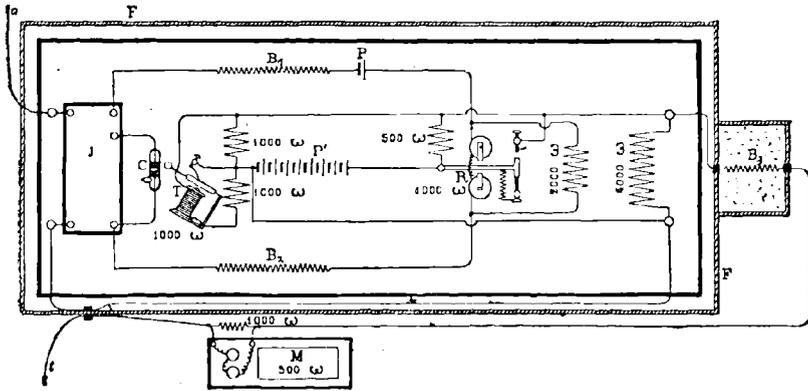
(*) Les moyens donnés dans 1° et 2° sont préférables pour affaiblir l'étincelle.

(**) On le constate, en effet, mais en général la marche du courant produit dans ce circuit par interruption est assez compliquée.

liser un véritable appareil de réception (*); si l'on enlève les sécurités, il n'est plus possible de recevoir des télégrammes clairs sur un tube sensible. L'appareil ne revient pas au repos quand les ondes cessent. On peut aussi montrer directement que le cohéreur fonctionne dès qu'on interrompt l'un quelconque des circuits.

On peut aussi montrer plus en grand l'action des dispositifs préservateurs, en remplaçant les bobines S_1, S_2 de la figure 751 par une grosse bobine de réaction D (fig. 755), et en intercalant dans le circuit la

Fig. 754.



bobine primaire S_1 d'une bobine d'induction. La bobine secondaire de cette bobine d'induction est reliée à un éclateur, ou à un tube de Geissler. Si l'on interrompt le courant en U , on obtient en cet endroit de fortes étincelles ou des flammes, surtout quand on emploie comme contacts des charbons de lampe à arc. On obtient de même, à l'éclateur du secondaire ou au tube de Geissler, une étincelle ou un effet lumineux à chaque interruption. Tous ces phénomènes cessent, quand on emploie une des sécurités précédentes.

444. Protection de l'appareil récepteur contre l'action de l'émetteur. — Puisque dans chaque station l'émetteur et le récepteur sont voisins, il est à craindre que les émissions un peu fortes ne détériorent, ou au moins n'empêchent une utilisation immédiate de l'appareil de réception.

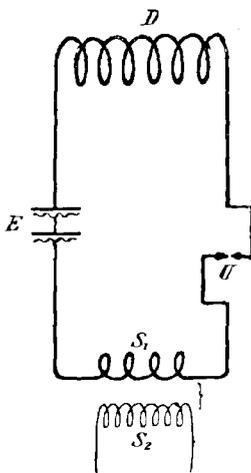
(*) Les appareils récepteurs techniques contiennent des combinaisons variées des sécurités précédentes.

a. On y remédie d'abord en enlevant la communication de l'antenne avec l'appareil récepteur, pendant qu'elle est utilisée comme émetteur. On peut opérer cette disjonction automatiquement à chaque abaissement de la poignée du manipulateur.

b. Cela n'est évidemment pas suffisant, quand les émissions sont un peu fortes; il faut alors enfermer l'appareil récepteur dans une caisse métallique imperméable aux ondes (F dans la figure 754) (267 et 465 *e*).

c. Mais on est obligé d'avoir des connexions allant à l'intérieur de la caisse, une allant au détecteur (*a*, fig. 754) et une autre venant du

Fig. 755.



Morse, qu'on est obligé pour d'autres raisons de laisser en dehors de la caisse. On doit donc se préoccuper de ne pas laisser pénétrer les ondes à l'intérieur de la caisse par ces fils. On peut enlever ces connexions, dès qu'on veut envoyer un télégramme; mais c'est un dispositif qui est en général à éviter. On peut aussi intercaler dans ces connexions des bobines à noyaux de fer qui, d'après 387 *d*, ont la propriété de réfléchir ou d'absorber les ondes qui se propagent le long des conducteurs. La bobine B_3 de la figure 754 est destinée à cet usage, dans l'appareil récepteur de Marconi. Pour augmenter l'absorption des ondes, on entoure cette bobine de copeaux de métal.

445. Comparaison entre le récepteur téléphonique et le récepteur à cohéreur. — *a.* La comparaison entre ces deux appareils de récep-

tion fait immédiatement ressortir la grande simplicité du premier. De plus, le récepteur téléphonique permet une réception et par suite une manipulation beaucoup plus rapides. Pourtant, l'emploi du cohéreur est la règle, et celui du téléphone est limité à des cas spéciaux. Cela provient de deux raisons :

1° On ne peut en général attaquer une station possédant un détecteur d'ondes téléphonique ; cet appareil sensible n'est pas (414) propre à recevoir un relais et par suite une sonnerie d'appel. Il est donc à craindre qu'on ne laisse échapper des télégrammes, à moins d'avoir constamment un homme aux écouteurs.

2° Bien qu'on arrive avec un peu d'habitude à interpréter au son d'une manière sûre, il est des cas, par exemple dans l'armée, dans la marine, pour la réception des télégrammes chiffrés, où l'on doit attacher beaucoup de prix à une garantie écrite de l'exactitude du télégramme. Cette exigence suppose un Morse.

Pour ces motifs, le détecteur téléphonique est à peine employé dans les stations à récepteur unique, malgré sa sensibilité. Il est vrai qu'il est souvent employé concurremment avec le cohéreur [stations Marconi avec détecteur magnétique (404)].

b. L'appareil de Lodge et Muirhead (411 et 441) réunit les avantages des deux sortes de détecteurs d'ondes, simplicité et enregistrement automatique. Ce détecteur comporte un petit moteur ou un mouvement d'horlogerie, mais ce n'est pas une complication sérieuse. On ne pourra cependant décider si cet appareil comporte la même sécurité et la même sensibilité que les autres, que lorsqu'on aura fait de nombreuses expériences comparatives.

III. — SYSTÈME COUPLÉ.

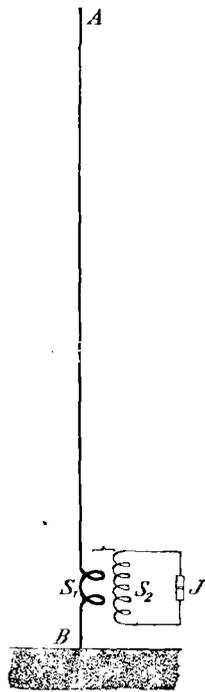
446. **Le transformateur Marconi.** — a. Quand on emploie comme détecteur un cohéreur, le récepteur de la figure 734 présente le désavantage que le détecteur est intercalé directement sur l'antenne. Par conséquent, le système récepteur n'est pas du tout le même avant que le cohéreur ait acquis une certaine conductibilité, et après. Ce fait rend le système récepteur défectueux, surtout pour les oscillations énergiques. En plus le cohéreur, dont la résistance est de 100 ohms au moins même à l'état conducteur et peut en atteindre plusieurs milliers, absorbe trop d'énergie (*). D'après le Chapitre XIV, les oscil-

(*) Les relations sont analogues à celles données pour le bolomètre à 355 c.

lations obtenues dans un oscillateur (récepteur), par l'action d'un autre oscillateur (émetteur), sont d'autant plus fortes que les oscillations propres du récepteur sont moins amorties, toutes choses égales d'ailleurs.

b. Pour cette raison, Marconi a enlevé depuis longtemps le cohéreur du système récepteur; il a installé pour le cohéreur un système particulier, qui transforme les oscillations du système récepteur pro-

Fig. 756.



prement dit; le principe en est représenté par le dispositif de la figure 756. Il consiste essentiellement en un couplage entre un oscillateur linéaire dissymétrique AS_1B et une bobine S_2 , entre les extrémités de laquelle est placé le cohéreur.

Marconi établissait un couplage relativement très serré entre le primaire S_1 et le secondaire S_2 (*); cela ne remédie pas d'une manière

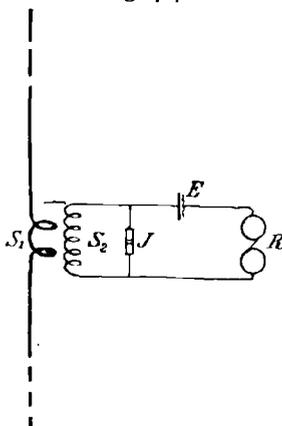
(*) Cela ressort indubitablement des nombres donnés par Turpain pour le Jigger de Marconi (246).

complète à tous les inconvénients précités. En effet, ici encore, le système secondaire (S_2 + cohéreur) diffère suivant que le cohéreur est ou n'est pas conducteur. En outre, la cession d'énergie au secondaire vient s'ajouter à la perte par rayonnement du système primaire AS_1B .

Par ailleurs, on peut élever l'amplitude de la tension entre les pôles du cohéreur, grâce à ce dispositif, et surtout modifier les oscillations dans le secondaire, de manière à les rendre aussi appropriées que possible au cohéreur.

En outre, la transformation permet un emploi efficace de l'antenne multiple comme récepteur. Si le cohéreur est intercalé directement dans le système récepteur, l'utilisation de l'antenne multiple n'a pas de but appréciable. Il faut, pour le fonctionnement du cohéreur, une

Fig. 757.



certaine tension entre ses pôles; cette tension ne sera pas sensiblement augmentée si, au lieu d'un seul fil, on en emploie plusieurs dont les tensions particulières aux extrémités ne s'ajoutent pas. On peut, au contraire, faire s'ajouter les courants si le cohéreur n'est pas directement dans le système récepteur. On obtient alors, au pied de l'antenne multiple, un courant total beaucoup plus fort qu'avec une antenne simple. Par suite, l'action transformée qui s'exerce sur le secondaire est aussi plus forte (*).

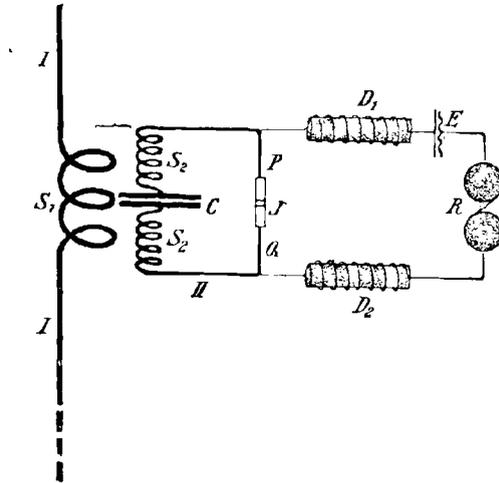
Il est naturellement nécessaire que le transformateur ($S_1 + S_2$) soit

(*) Les expériences de Marconi au Poldhu et sur le *Carlo Alberto* ont établi que les antennes de la forme des figures 696 ou 699 sont bien préférables aux antennes simples ou formées de moins de fils.

exactement calculé. Marconi y attache beaucoup d'importance; mais, si tout est bien construit, le dispositif de la figure 757 est bien préférable au récepteur simple de la figure 734. Marconi a communiqué, avec le dispositif de la figure 757 et son émetteur simple de la figure 684, à de bien plus grandes distances qu'aucun des opérateurs qui se servaient du même émetteur, mais avec le récepteur simple de la figure 734; cela tient sans aucun doute à l'emploi du transformateur et à la construction soignée de cet appareil.

c. Le dispositif de la figure 756 doit subir un petit changement pour être adopté à un relais. Si l'on reliait un élément et un relais au cohéreur, le circuit serait fermé par la bobine S_2 et par suite aussi le relais (*fig.* 757). Pour éviter cet inconvénient, on intercale un con-

Fig. 758.



densateur C au milieu de la bobine S_2 (*fig.* 758). Les oscillations du système secondaire (S_2 + cohéreur) ne sont pas changées par cela, si le condensateur a une grandeur suffisante (332 et 187 a).

En outre, ce condensateur présente un autre avantage, lorsqu'il a une grandeur suffisante. Il empêche l'établissement d'une haute tension entre les pôles du cohéreur, quand le tube est décohééré et par suite le circuit du relais interrompu (443 b, 3°).

d. En outre, Marconi a encore modifié le dispositif, en introduisant entre les extrémités de S_2 et le relais de petites bobines de réaction D_1 , D_2 à noyaux de fer (*fig.* 758), dont le but est le suivant. Quand les oscillations commencent à être induites en S_2 , elles sont

réfléchies par D_1 , D_2 , et il se forme dans le système $S_2 P_1 Q S_2$ des oscillations stationnaires (oscillations propres), comme si le reste du circuit PERQ n'existait pas (*). Si les bobines D_1 , D_2 n'existaient pas, la présence de PERQ changerait totalement ces oscillations propres ou même les supprimerait.

Le dispositif de la figure 758 est encore employé par la Compagnie Marconi, dans toutes ses stations commerciales.

447. Dispositifs pour la télégraphie syntonisée. — *a.* Bien qu'on puisse, d'après 439 *a*, démontrer la résonance entre l'émetteur Marconi et le récepteur simple de la figure 734 par l'emploi d'un détecteur bolométrique, ces dispositifs ne sont guère appropriés à une syntonisation un peu serrée. L'amortissement est trop fort, avec l'émetteur linéaire rectiligne et le récepteur correspondant (296), pour permettre une acuité de résonance suffisante (323 *c*).

Le dispositif de Marconi, donné dans 446, n'est pas utilisable dans ce but (récepteur de la figure 758 à couplage serré entre S_1 et S_2 , émetteur de la figure 684). La résonance entre le primaire et le secondaire du récepteur manque d'acuité, par suite du fort amortissement du primaire du récepteur et du couplage serré entre le primaire et le secondaire du système récepteur (353 *c* et 355 *d*). Marconi *a.*, semble-t-il, cherché une syntonisation pratique en modifiant le récepteur (élargissement du couplage entre le primaire et le secondaire); mais toutes ses recherches devaient échouer, tant que l'émetteur, comme celui de la figure 684, émettait des ondes fortement amorties.

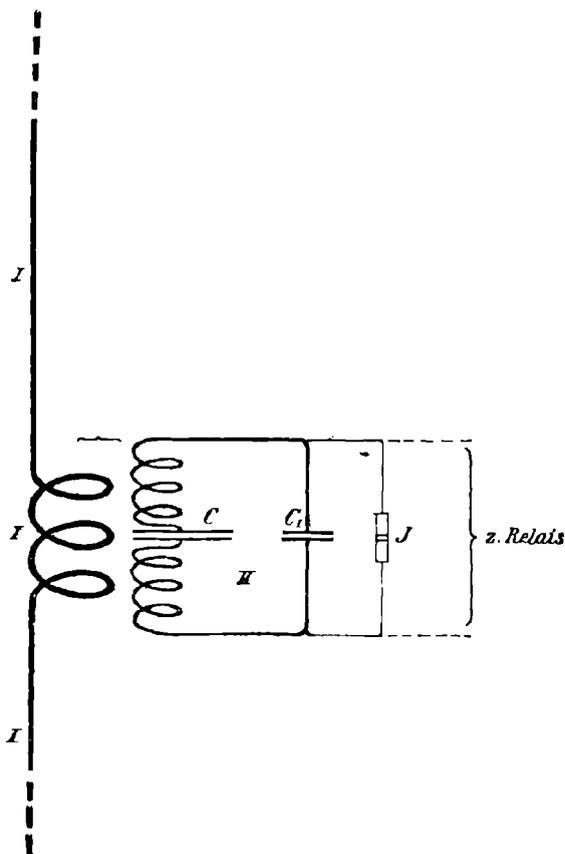
La question est entrée dans une autre phase, lorsque le dispositif Braun a permis d'émettre des ondes moins amorties. On peut maintenant obtenir une syntonie assez serrée par les procédés les plus divers.

a. Dispositif Marconi (347). — Il devait déjà suffire, dans le dispositif de la figure 758, de relâcher le couplage entre le primaire et le secondaire du récepteur, et de conserver par ailleurs le reste de l'appareil. Le défaut de ce système est le suivant. La capacité du cohéreur, qui à l'état non conducteur opère comme un condensateur, est d'une grande importance pour la fréquence du secondaire $S_2 P_1 Q S_2$.

(*) Les relations sont tout à fait analogues à celles de 387 pour le dispositif de la figure 606. Les bobines D (fig. 606) sont la condition nécessaire pour que la partie AD soit parcourue par des oscillations propres; le conducteur après les bobines étant disposé d'une manière quelconque.

(fig. 758), à cause de la faible capacité de la bobine S_2 . La capacité du cohéreur varie avec la position des grains de limaille, ce qui entraîne l'inconvénient d'avoir une fréquence insuffisamment constante. Toutefois, cet inconvénient disparaît en grande partie quand on dispose un condensateur en dérivation sur le cohéreur, comme

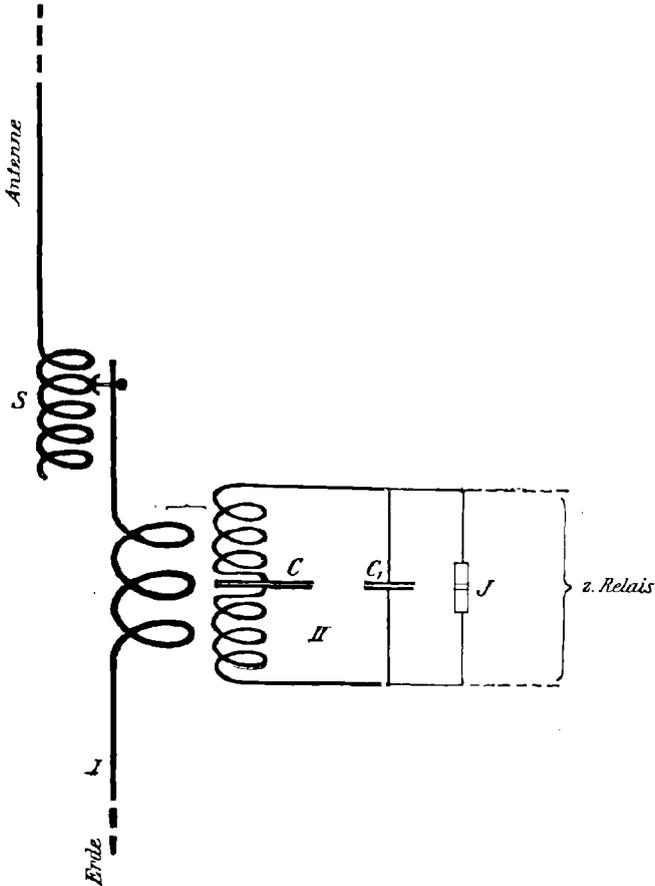
Fig. 759.



dans le dispositif de la figure 759. La fréquence du circuit à condensateur est alors déterminée en majeure partie par le condensateur C_1 , et en très faible partie par le cohéreur J . Le condensateur C étant beaucoup plus gros que C_1 , et par suite sans influence notable sur cette fréquence (192 b), sa fonction est la même que celle du condensateur C de la figure 758.

Marconi s'est encore appuyé sur la raison donnée à 429 *b*, pour rendre réglable la fréquence du système primaire du récepteur, au moyen d'une bobine *S* à nombre de spires variable (*fig.* 760). Le montage complet est celui représenté par la figure 760. Il a été

Fig. 760.

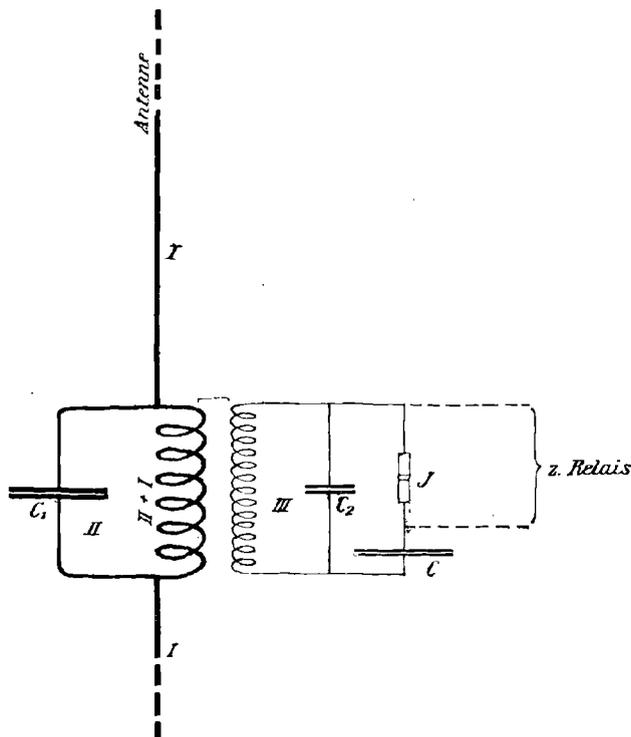


employé comme récepteur de l'émetteur couplé (428 *b*), dans tous les cas et dès le début, par la Compagnie Marconi dans ses stations commerciales. Les figures 715 et 716 possèdent deux appareils de réception, l'un pour l'émetteur Marconi simple, et l'autre pour l'émetteur couplé.

b. *Montage Braun* (³⁴⁵). — Ce montage diffère en deux points du dispositif Marconi :

1° Le couplage entre le primaire et le secondaire n'est pas purement par induction, mais aussi galvanique (³⁴⁹) (*fig.* 761). Tandis

Fig. 761.



qu'on peut considérer le récepteur Marconi de la figure 760 comme le pendant du montage par induction de l'oscillateur d'émission (*fig.* 701), le récepteur Braun est le pendant du montage direct de l'oscillateur d'émission (*fig.* 702).

2° Le cohéreur n'est pas directement en dérivation sur le condensateur C1 ; il est placé dans un circuit III, sur lequel induit le circuit à condensateur II. Le condensateur C2, toujours choisi de faibles dimensions, peut manquer dans le circuit à condensateur III. Le condensateur C joue le même rôle que le condensateur C des figures 758 ou 760.

c. *Dispositif Slaby* (³⁵⁰). — Tandis que, dans les montages des figures 760 et 761 (Marconi et Braun), on emploie comme système secondaire du récepteur un circuit à condensateur, Slaby emploie une bobine. Les dispositifs les plus simples sont ceux de la figure 762,

Fig. 762.

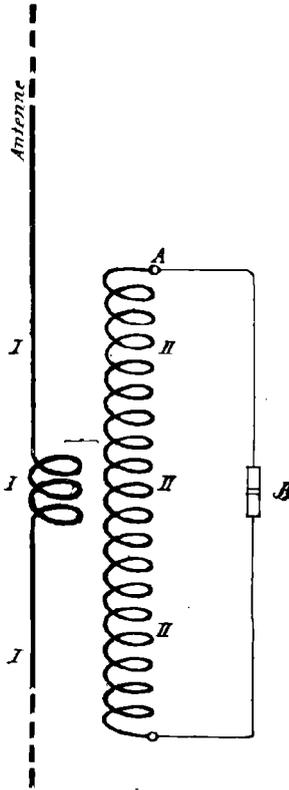
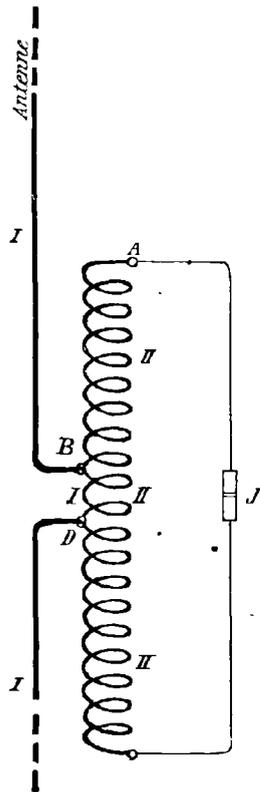


Fig. 763.



couplage par induction, et de la figure 763, couplage galvanique et par induction (*). Mais de même qu'on peut remplacer, dans un oscillateur linéaire simple, la seconde moitié de l'oscillateur par un corps

(*) Il faut bien remarquer que l'apposition du cohéreur J à l'extrémité de la bobine transforme cette bobine en un système presque fermé, dont la fréquence est tout autre que celle de la bobine seule, à cause de la capacité du cohéreur et des connexions du tube à la bobine.

conducteur de très grande surface et capacité ou par une mise à la terre, le même artifice peut être employé avec la bobine. On peut donc remplacer le dispositif de la figure 763 par celui de la figure 764,

Fig. 764.

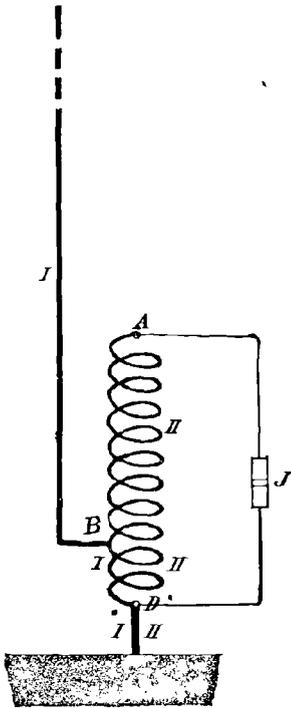
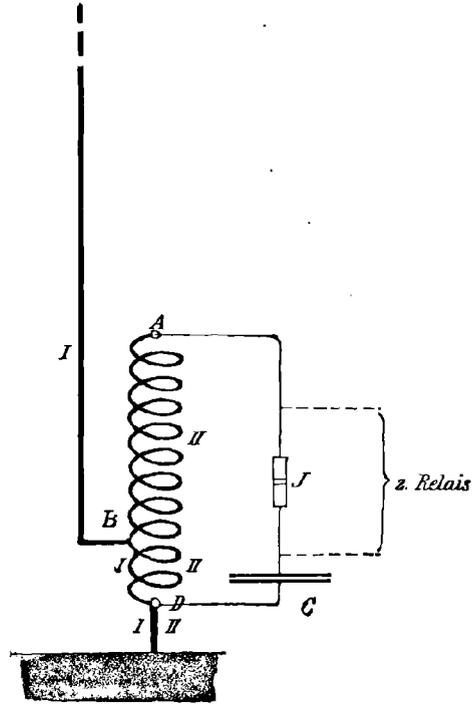


Fig. 765.



ou, en se reportant aux conditions pratiques de 446 c, par celui de la figure 765 (*). Tel est le montage qui constitue encore le dispositif de Slaby (**).

448. Action du récepteur couplé pour un couplage lâche dans

(*) On peut aussi bien dans la figure 765 prendre comme secondaire la partie ABDJA, et la considérer comme un circuit à condensateur, dans lequel le courant n'est pas quasi stationnaire par suite de la petitesse de la capacité du coéreur.

(**) On peut fort bien montrer l'action de tous ces récepteurs, en prenant comme détecteur les pointes de charbon de 408 c ou un tube de Geissler ou une lampe à arc à mercure, et comme antennes réceptrice et émettrice deux fils tendus parallèlement dans la salle à une distance pas trop faible. Le récepteur ne fonctionne alors que pour une fréquence déterminée de l'émetteur.

l'émetteur (351). — Si l'on veut une syntonie très serrée, il faut que, dans l'émetteur, le primaire (circuit à condensateur) et le secondaire (antenne) soient en couplage très lâche (427). Le couplage des deux systèmes primaire et secondaire du récepteur doit être également très lâche.

a. Les phénomènes physiques sont alors très simples, puisqu'il n'y a pas de réaction sensible du secondaire sur le primaire.

Le décrement des ondes émises est sensiblement égal au décrement δ_1 du circuit à condensateur de l'émetteur (345 *e*); ces ondes excitent en général deux oscillations dans le primaire du récepteur. L'une de ces oscillations a la fréquence n_1 et le décrement δ_1 des oscillations de l'émetteur, l'autre a la fréquence et le décrement du système primaire du récepteur. L'amplitude de ces oscillations sera maxima lorsque les fréquences seront les mêmes (319 *d*). On doit donc chercher à accorder le primaire du récepteur sur les ondes émises. Cet accord n'a pas besoin d'être déterminé très méticuleusement, car l'amplitude des oscillations ne sera pas très diminuée par un faible désaccord, à cause du fort amortissement du système primaire du récepteur (311 *b* et 319 *b*). Si l'accord a lieu, on obtient dans le primaire du récepteur des oscillations qui ont à peu près la forme décrite dans 320 (voir *fig.* 482). La décroissance de leur amplitude est déterminée en fait par le décrement δ_1 des oscillations de l'émetteur (320 *b*); elles ne diffèrent pas sensiblement de simples oscillations amorties de ce décrement.

Ces oscillations agissent maintenant en couplage très lâche sur le secondaire du récepteur, et y excitent en général une oscillation propre et une oscillation forcée. Leur amplitude est maxima et leurs fréquences sont les mêmes, quand le système secondaire du récepteur est accordé avec le système primaire et par suite avec l'émetteur. Cet accord doit être très exact, car les oscillations qui agissent sur le secondaire du récepteur, aussi bien que les oscillations propres de celui-ci, sont relativement peu amorties.

On peut donc appliquer ce qui suit aux oscillations excitées dans le secondaire : l'amortissement des oscillations propres du système secondaire du récepteur est faible par rapport à l'amortissement des ondes émises, et par suite par rapport à l'amortissement des oscillations forcées du système secondaire du récepteur; la raison en est que le circuit à condensateur de l'émetteur contient une étincelle, tandis que celui du récepteur n'en contient pas. On est donc autorisé à considérer les oscillations dans le système secondaire du récepteur, comme essentiellement de même décrement que celui de ce système secondaire.

b. Cette manière approchée de raisonner permet de fixer les points dont dépend l'acuité de la résonance. On cherchera (^{351a}) comment varie l'amplitude des oscillations dans le système secondaire du récepteur avec la fréquence des oscillations de l'émetteur.

Soient :

n_1 , la fréquence de l'émetteur ;

n_2 , la fréquence des systèmes primaire et secondaire du récepteur ;

δ_1 , le facteur d'amortissement de l'émetteur ;

δ_{21} , le facteur d'amortissement du système primaire du récepteur ;

δ_{22} , le facteur d'amortissement du système secondaire du récepteur ;

$$d_1 = \frac{\delta_1}{\frac{n_2}{2}} ;$$

$$d_{21} = \frac{\delta_{21}}{\frac{n_2}{2}} ;$$

$$d_{22} = \frac{\delta_{22}}{\frac{n_2}{2}} ;$$

\mathfrak{A} , l'amplitude des oscillations de l'émetteur ;

A_1 , l'amplitude des oscillations dans le système primaire du récepteur ;

A_2 , l'amplitude des oscillations dans le système secondaire du récepteur.

D'après α , on a

$$(1) \quad d_1, \text{ petit par rapport à } d_{21},$$

$$(2) \quad d_{22}, \text{ petit par rapport à } d_{21} \text{ et } d_1,$$

en supposant que n_1 et n_2 ne sont pas très différents l'un de l'autre, et que par suite on peut considérer d_1 comme étant pratiquement identique au décrement des oscillations de l'émetteur.

On déduit de 319 b

$$A_1 \sim \frac{\mathfrak{A}}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - (\delta_1 - \delta_{21})^2]^2 + 4(\pi n_1)^2(\delta_1 - \delta_{21})^2}},$$

ou bien

$$A_1 \sim \frac{\mathfrak{A}}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 + (\delta_1 - \delta_{21})^2]^2 + 4(\pi n_2)^2(\delta_1 - \delta_{21})^2}}.$$

On en déduit approximativement (voir 311 b)

$$(3) \quad \frac{A_1}{A_{1r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1 - d_{21}}{2\pi}\right)^2}}},$$

en posant

$$x = \frac{\mu_1 - \mu_2}{n_2},$$

et A_{1r} étant l'amplitude des oscillations lors de la résonance, en supposant que les oscillations ne sont pas très fortement amorties. En se reportant à (1), on peut encore transformer (3) en

$$(4) \quad \frac{A_1}{A_{1r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_{21}}{2\pi}\right)^2}}}.$$

Pour l'amplitude des oscillations dans le système secondaire du récepteur, sur lequel les oscillations forcées du système primaire agissent en couplage très lâche, on a de même

$$A_2 \sim \frac{A_1}{\sqrt{[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 + (\delta_1 - \delta_{22})^2]^2 + 4(\pi n_2)^2(\delta_1 - \delta_{22})^2}},$$

ou, approximativement,

$$(5) \quad \frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{A_1}{A_{1r}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1 - d_{22}}{2\pi}\right)^2}}},$$

ou, en se reportant à (2), approximativement,

$$(6) \quad \frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{A_1}{A_{1r}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1}{2\pi}\right)^2}}}.$$

Si l'on remplace $\frac{A_1}{A_{1r}}$ par sa valeur tirée de l'égalité (4), on a

$$\frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_{21}}{2\pi}\right)^2} + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1}{2\pi}\right)^2} + \frac{x^4}{\left(\frac{d_1}{2\pi} \frac{d_{21}}{2\pi}\right)^2}}},$$

et, en se reportant à (1), approximativement,

$$(7) \frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1}{2\pi}\right)^2} + \frac{x^4}{\left(\frac{d_1}{2\pi} \frac{d_{21}}{2\pi}\right)^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_1}{2\pi}\right)^2} \left[1 + \frac{x^2}{\left(\frac{d_{21}}{2\pi}\right)^2}\right]}} \quad (351b).$$

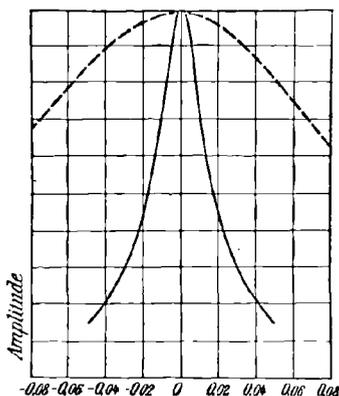
L'acuité de la résonance dépend donc en première approximation du décrément de l'émetteur et de celui du système primaire du récepteur.

c. Si l'on porte les valeurs de $\frac{A_2}{A_{2r}}$ en ordonnées et celles de x en abscisses, on obtient la courbe de résonance en trait continu de la figure 766 avec les données suivantes :

d_1 (décrément du circuit à condensateur avec étincelle de l'émetteur) = 0,07 (219).
 d_{21} (décrément du système primaire du récepteur, oscillateur linéaire) = 0,3 (296).

La courbe de résonance en traits de la figure 766 se rapporte à un décrément de l'émetteur de 0,3, lorsqu'on prend comme émetteur un

Fig. 766.



oscillateur linéaire. La comparaison des deux courbes de cette figure montre quel grand progrès l'emploi comme émetteur d'un système en couplage lâche a fait faire à la question de la syntonisation.

d. Lodge et Muirhead (^{327a}), puis Marconi (^{351c}), ont également proposé, pour abaisser l'amortissement dans le système primaire du récepteur et par suite augmenter l'acuité de la syntonie, d'employer comme récepteur, à la place d'un oscillateur linéaire rectiligne, un

oscillateur semblable, mais dans lequel on aurait intercalé des bobines et des condensateurs, afin de diminuer l'amortissement par rayonnement.

449. Le récepteur couplé pour un couplage serré dans l'émetteur ^(351b). — *a.* Lorsqu'on veut avoir une action énergique, il faut employer un couplage serré entre le primaire et le secondaire de l'émetteur (426). L'émetteur donne deux ondes de fréquences différentes, dont les amortissements sont à peu près la moyenne de celui du primaire et de celui du secondaire de l'émetteur, tant que le couplage n'est pas très serré (352). Trois cas sont alors à considérer :

1° Les deux systèmes du récepteur sont couplés serrés, et disposés de telle sorte que les deux oscillations aient les mêmes fréquences que celles de l'émetteur.

2° Le récepteur possède un couplage lâche, et est accordé avec une des deux oscillations de l'émetteur.

3° Le récepteur possède un couplage lâche, mais il est accordé sur une fréquence égale à la moyenne des fréquences des oscillations de l'émetteur. Cela suppose que les deux oscillations émises peuvent être considérées comme les composantes d'une oscillation unique de cette fréquence moyenne, et que par suite le couplage de l'émetteur est relativement peu serré (321, 352).

Le second cas semble être le plus employé ⁽³⁵²⁾, le récepteur étant accordé avec l'oscillation de la plus haute fréquence. Il est préférable d'agir ainsi, plutôt que d'accorder le récepteur sur l'autre oscillation. En effet, l'antenne contient plus d'un quart d'onde de l'oscillation la plus rapide (425), et par suite elle contient la partie de la courbe de courant dans laquelle règnent des amplitudes de courant particulièrement fortes. Pour l'oscillation la plus lente, les parties situées au voisinage du ventre de courant n'existent pas sur l'antenne. D'après le nota de 422, l'amplitude de l'onde émise par l'oscillation la plus rapide est aussi la plus forte, pour la même amplitude de courant des deux oscillations.

IV. — CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES.

450. Résultats de la télégraphie syntonisée. — Les raisons, qui rendaient surtout désirable la syntonisation des appareils en T. S. F., sont les défauts suivants de la télégraphie non syntonisée :

1° Les dépêches pouvant être reçues de toute station, leur secret n'est pas gardé.

2° On peut empêcher la communication entre deux stations A et B, en émettant des ondes d'une manière continue en une troisième station C; c'est le brouillage systématique.

3° Quand une station A est dans le rayon d'action d'une station B, la station A ne peut pas recevoir de télégrammes d'une autre station C, pendant que B envoie des télégrammes destinés à une quatrième station; elle reçoit par contre tous les télégrammes de B; c'est le brouillage réciproque des stations.

Il reste à savoir comment ces défauts sont compensés par l'emploi d'appareils syntonisés.

a. On peut d'abord résoudre négativement la question de savoir si l'emploi d'appareils syntonisés peut empêcher une troisième station C, moins éloignée que les deux stations en communication A et B, de recevoir les télégrammes que celles-ci se transmettent. Si A et B sont des stations qui doivent communiquer d'une manière sûre et durable, l'action de leur émetteur sur un détecteur d'ondes approprié à l'enregistrement automatique des télégrammes (445 a) doit être suffisante pour agir à une distance supérieure à AB. Par suite, cette action est suffisante pour actionner un détecteur d'ondes téléphonique intercalé dans un système simple de réception (fig. 734), à une distance moindre que AB. On peut donc toujours intercepter les télégrammes (*).

Si l'on se propose de capter les télégrammes d'autres stations, on peut très simplement modifier dans ce but le système récepteur; une bobine de self-induction réglable, ou un condensateur de capacité réglable, permet de faire varier sa fréquence dans de vastes limites. Comme par ailleurs les fréquences employées en T. S. F. ne sont pas très différentes et sont comprises entre $5 \cdot 10^5$ et $1 \cdot 10^6$ (**), on peut facilement accorder le récepteur avec toutes les ondes possibles (**).

b. L'emploi d'appareils syntonisés ne donne jusqu'ici aucune garantie absolue contre le brouillage systématique. Cela tient à la raison suivante (†).

(*) On ne peut faire rentrer dans ce cas la réception des télégrammes⁽³⁵³⁾ des stations calculées pour les très grandes distances. Cela ne veut en effet rien dire pour la télégraphie syntonisée, puisque le couplage serré est de règle pour toutes ces stations.

(**) A l'exception des stations pour très grandes distances, qui emploient des fréquences encore plus basses.

(***) La Compagnie de T. S. F., dans sa brochure de 1904, dit que sa construction normale lui permet un changement de longueur d'onde de plusieurs fois 100 pour 100.

(†) A Jachtrennen, en Angleterre, où l'on devait employer des installations de T. S. F. relevant de diverses compagnies, toutes les communications télégra-

Le primaire et le secondaire du récepteur sont supposés bien accordés. Si l'on fait agir un émetteur qui envoie des ondes de forte amplitude et aussi de fort amortissement, l'émetteur Marconi simple à grande étincelle par exemple, ou le dispositif Braun en couplage serré, on crée alors deux oscillations dans le primaire du récepteur (319). L'une d'elles a la fréquence de l'émetteur, l'autre a la fréquence et l'amortissement du système primaire du récepteur. La première de ces oscillations n'a que peu d'action sur le secondaire du récepteur (319), mais la seconde, qui a dans tous les cas la fréquence du secondaire accordé sur le primaire, a une forte action. Elle peut, dans certains cas, agir presque autant que les ondes de l'émetteur normal accordé. L'affaiblissement, qui résulte pour elle de son fort amortissement, est en partie compensé par son amplitude relativement grande. On ne sait pas jusqu'à quel point on peut remédier à cet inconvénient, en abaissant artificiellement l'amortissement du système primaire du récepteur (448 d).

c. Les exemples qui suivent montrent jusqu'à quel point a été jusqu'ici résolu le problème de permettre à deux stations normales de communiquer sans brouillage réciproque.

1° Au cap Lizard se trouvait une station réceptrice éloignée d'environ 10^{km} de celle du Poldhu, qui utilise environ 21000 watts pour ses émissions transatlantiques. Environ à 100^m du Poldhu, était une autre station émettrice du type des stations de bord, alimentée par une bobine d'induction dépensant environ 70 watts. Deux systèmes récepteurs étant reliés à la même antenne à la station de Lizard, l'un de ces systèmes était accordé avec les ondes du Poldhu, l'autre avec celles du type de bord (*fig.* 767). Les télégrammes envoyés simultanément étaient tous deux enregistrés. La station géante du Poldhu n'empêchait donc pas la petite station d'envoyer des télégrammes (*) (356).

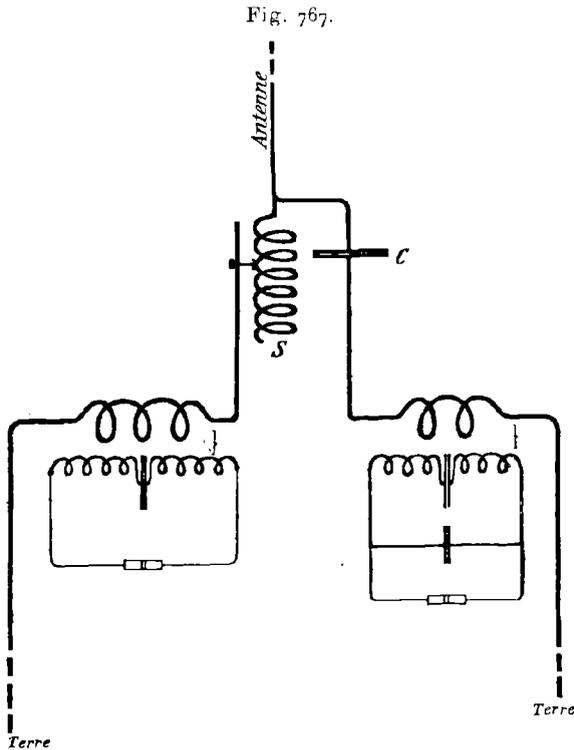
2° A l'occasion d'une conférence dans la salle de la Compagnie générale d'Électricité, A. Slaby a reçu simultanément des télégrammes d'un émetteur situé à l'École technique de Charlottenburg (distance 4^{km},

phiques étaient empêchées par l'une d'entre elles (354). A la suite d'un rapport de J.-A. Fleming, vantant les avantages de la syntonie, N. Maskelyne fit des expériences avec ces appareils; elles ne donnèrent aucun résultat (355). Cela prouve évidemment qu'on ne peut faire encore aucun fond sur la sécurité donnée par la syntonisation.

(*) On contrôlait la force des ondes envoyées par le Poldhu à la station de Poole éloignée de 260^{km} et qui recevait bien ces télégrammes et en fait tous les télégrammes.

longueur d'onde 640^m) et d'un autre émetteur situé à Schönweide (distance 15^m , longueur d'onde 240^m) (³⁵⁷).

3° A Sassnitz (Rügen) se trouvait une station réceptrice de la Compagnie de T. S. F (système professeur Braun, Siemens et Halske), éloignée de la station émettrice de Grossmollen (de la même compagnie) d'une distance de 170^m qui, sur les données de G. Eichhorn, possédait une longueur d'onde de 300^m . En outre, à 15^m de la pre-



mière station, se trouvait une forte station émettrice à bord de la *Nymphe*, avec une longueur d'onde de 350^m . Il était possible de recevoir simultanément les télégrammes de Grossmollen et de la *Nymphe* sur deux appareils récepteurs, dont l'un était accordé sur la longueur d'onde de Grossmollen et l'autre sur celle de la *Nymphe* (³⁵⁸).

On peut déduire de ces expériences qu'il est possible, dans ces conditions, de communiquer entre deux stations situées dans le rayon d'action d'une troisième, sans que cette dernière station interrompe

les communications, et aussi de recevoir en un même point des télégrammes simultanés de deux stations différentes.

Il ne faut pourtant pas trop tabler sur ces résultats. On avait choisi dans ces expériences les données les plus favorables; les longueurs d'ondes étaient assez différentes, surtout pour 2°. Mais, quand on a affaire à plus de trois stations devant fonctionner dans le voisinage les unes des autres sans se troubler, il n'est plus possible de trouver des fréquences aussi différentes entre les stations prises deux à deux (α). En ces derniers temps, la Compagnie de T. S. F. a réussi à améliorer l'acuité de la syntonie, au point que le récepteur peut ne pas être influencé par une onde émise à faible distance et dont la fréquence diffère de 4 pour 100 de la fréquence du récepteur.

Mais, d'un autre côté, pour savoir jusqu'à quel point la communication de plusieurs stations est exempte de perturbations, il ne suffit pas de considérer les conditions physiques et techniques. Quand il y aura plus d'unité dans l'installation des stations, on pourra exiger que le rayon d'action de chacune d'elles soit limité au nécessaire. On pourrait de même interdire l'emploi de la T. S. F., en dehors des cas pressants (*), dans les endroits où se rencontrent beaucoup de navires (embouchure de l'Elbe par exemple). Il n'y aura sans cela jamais moyen d'éviter les brouillages dus à un emploi intempestif de la T. S. F.

451. **Emploi d'oscillations entretenues.** — Les oscillations émises sont encore trop amorties, pour que l'on puisse parvenir à une syntonie suffisante. On a déjà montré, à 436, que l'on avait fait des recherches dans le sens des oscillations entretenues. Quoiqu'on ne soit pas encore parvenu à produire des oscillations entretenues de la fréquence et de l'amplitude nécessaires, il est intéressant de voir ce que l'on peut obtenir dans cette voie.

α . On obtient les relations correspondantes, en faisant $\delta_1 = 0$ dans les égalités de 448 *b*. On tire de l'égalité (3)

$$\frac{A_1}{A_{1r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta_{21}}{2\pi}\right)^2}}},$$

et de l'égalité (5)

$$\frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{A_1}{A_{1r}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta_{22}}{\pi 2}\right)^2}}},$$

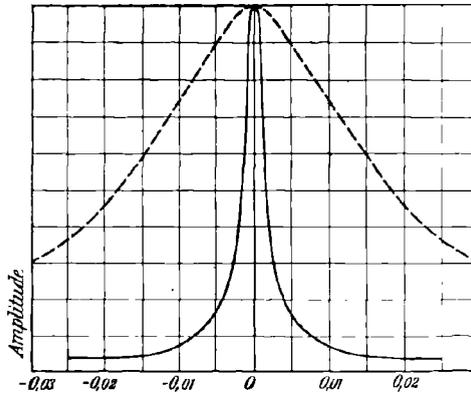
(*) Un commencement de mesure existe dans le *Wireless Telegraphy Act* de 1904.

et à la place de l'égalité (7) on a

$$\frac{A_2}{A_{2r}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{D_{22}}{2\pi}\right)^2} \left[1 + \frac{x^2}{\left(\frac{D_{21}}{2\pi}\right)^2} \right]}} \quad (359).$$

Si l'on porte en abscisses les valeurs de x , c'est-à-dire la différence relative entre la fréquence de l'émetteur et celle du récepteur, les valeurs correspondantes de $\frac{A_2}{A_{2r}}$ en ordonnées, on obtient la courbe de résonance marquée en trait plein sur la figure 768, en prenant pour

Fig. 768.



décroissement du système primaire du récepteur $d_{21} = 0,3$ et pour décroissement du système secondaire du récepteur $d_{22} = 0,005$. La courbe en traits interrompus de cette même figure est la courbe de résonance correspondant à un décroissement de l'émetteur $d_1 = 0,07$.

b. L'avantage obtenu par l'emploi d'oscillations entretenues est loin d'être négligeable pour l'acuité de la syntonie. Le progrès accompli, sur les conditions actuelles, serait comparable à celui que l'adoption du système Braun fit déjà faire à la T. S. F. (448 c, voir les figures 766 et 768). Il serait encore plus sensible, si l'on parvenait à diminuer l'amortissement dans le primaire et le secondaire du récepteur.

Il n'est pas possible d'atténuer sensiblement l'amortissement du récepteur, tant qu'on emploiera des antennes d'un ou plusieurs fils rectilignes, qui possèdent un rayonnement considérable. On peut le

réduire très fortement en employant des fils enroulés en bobines partiellement ou totalement, et munis éventuellement de condensateurs (448 d); mais il faut alors augmenter l'amplitude des oscillations émises, pour compenser l'action plus faible de ces antennes. Cela entraîne une diminution du rayon d'action du dispositif total.

Pour la diminution de l'amortissement dans le système secondaire du récepteur, on arrive bientôt à une limite quand celui-ci est un circuit à condensateur. On peut bien diminuer la perte d'énergie dans les lames isolantes du condensateur en employant des condensateurs à lame d'air, ainsi que la perte d'énergie dans le conducteur en employant des fils isolés, cordés ou tressés, au lieu d'un fil unique (235 a et 238 c). Mais, une fois cela fait, il existe encore des pertes d'énergie, peu importantes il est vrai : courants de Foucault dans les plaques du condensateur, transmission d'énergie au système primaire même avec le couplage le plus lâche; ces pertes suffisent à produire un décrement qui n'est jamais inférieur à 0,005.

c. L'emploi d'oscillations entretenues offrirait des avantages avec les détecteurs d'ondes agissant par l'effet du courant (bolomètres, thermo-éléments).

Avec des oscillations entretenues d'amplitude i_0 , on a, pour l'effet calorifique L_w dans un fil de résistance w (233 et 71 a),

$$L_w = w \frac{i_0^2}{2},$$

et avec des oscillations amorties (244 c)

$$L_w = b w \frac{i_0^2}{4\delta} = b w \frac{i_0^2}{2n\delta},$$

b étant le nombre de décharges par seconde, δ le facteur d'amortissement, δ le décrement, n la fréquence de l'oscillation. Si l'on prend un circuit à condensateur avec étincelle de décrement $\delta = 0,07$, on a, pour une fréquence de $3 \cdot 10^6$ /sec,

$$L_w = \frac{b w i_0^2}{0,42 \cdot 10^6}.$$

Si l'on suppose 100 décharges par seconde, ce qui est beaucoup trop fort pour des étincelles entre des boules métalliques (431 a), on aura

$$L_w = w \frac{i_0^2}{2} \frac{1}{2100}.$$

L'effet pour les oscillations amorties est donc 2100 fois plus faible que pour les oscillations entretenues de même amplitude; ou encore,

on a besoin avec les oscillations entretenues d'une amplitude $\sqrt{2100} = 46$ fois plus faible qu'avec les oscillations amorties. Si donc un détecteur agissant par l'effet du courant, tel un bolomètre, est sensible à des ondes amorties à une distance de 10^4 km , il le sera pour une même amplitude et avec des ondes non amorties à une distance de 460^4 km . Les ondes non amorties permettront donc d'étendre l'emploi des bolomètres, et autres détecteurs semblables, bien plus qu'on ne l'a fait jusqu'ici à cause de leur sensibilité relativement faible. Ce serait un progrès notable, à cause des avantages que présentent de tels détecteurs pour le système de réception (402).

Mais on ne doit pas perdre de vue, qu'en employant des détecteurs relativement peu sensibles réagissant par l'effet total et des ondes non amorties, on perdrait un avantage que présentent les cohérences ou appareils analogues et les ondes amorties. Le cohéreur, en effet, est mis en action par des ondes durant extrêmement peu de temps pourvu qu'elles soient assez fortes; il rend donc possible l'emploi d'ondes décroissant rapidement, et par suite n'exige qu'une faible quantité d'énergie. Le circuit à condensateur I de 252 c, par exemple, suffirait certainement à remplir le rôle de primaire, dans un émetteur bien construit, pour une distance de 100^4 km . Si l'on prend 20 décharges par seconde, ce qui est plus que suffisant, la dépense d'énergie par seconde serait de $20 \cdot 0,5 \cdot 10^7 \text{ C. G. S.} = 10^8 \text{ C. G. S.} = 10 \text{ watts}$. Ce n'est que $\frac{1}{10}$ de l'énergie consommée par une lampe de 32 bougies.

d. De plus, quand on emploie ces détecteurs sensibles, il est moins économique d'employer des ondes non amorties que des ondes amorties. A la vérité l'amplitude \mathcal{A}_1 des ondes, lorsqu'elles ne sont pas amorties, peut être plus faible que celle \mathcal{A}_2 des ondes amorties. On peut déduire, avec les hypothèses correspondantes des données de 448 b, que pour avoir des amplitudes égales dans le secondaire on a

$$\frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_2} = \frac{d_{21} \cdot d_{22}}{(d_{21} - d_1)(d_1 - d_{22})}$$

Si l'on prend pour les décroissements la même valeur qu'en a, on a

$$\frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_2} = \frac{1}{10} \text{ environ,}$$

c'est-à-dire que pour les ondes non amorties l'amplitude doit être $\frac{1}{10}$ de l'amplitude correspondante des ondes amorties.

En conséquence, d'après c, l'énergie rayonnée par les oscillations entretenues sera 21 fois plus forte que pour les oscillations de décroissement 0,07.

La conclusion, qui ne repose il est vrai que sur des raisonnements

qualitatifs, est la suivante : Même si l'on réussissait à obtenir des oscillations entretenues de fréquence suffisante et d'amplitude assez forte, leur emploi resterait limité au cas où l'on voudrait obtenir une syntonie aussi parfaite que possible, sans regarder à la dépense d'énergie (*).

e. Il y a encore une raison majeure contre l'emploi des oscillations entretenues. Une syntonie, aussi aiguë que celle de la courbe de résonance en trait continu de la figure 768, exige une constance de la fréquence dans le récepteur et dans l'émetteur jusqu'à une fraction de 1 pour 100. Les méthodes actuellement connues pour obtenir les oscillations entretenues ne permettent pas d'y arriver. Et même dans le récepteur, il semble douteux, du moins avec la construction actuelle, qu'on puisse obtenir toujours une telle constance de la fréquence (**).

452. Syntonisation mécanique. — Les recherches de syntonisation électromagnétique n'ayant pas répondu à toutes les espérances, on a inventé une série de dispositifs pour atteindre le même but par la voie mécanique. Dans la plupart de ces dispositifs, dont on ne décrira pas ici les particularités trop compliquées, l'idée première est la suivante : on envoie de la station émettrice des décharges à intervalles bien déterminés, et la station réceptrice n'entre en action que pour les ondes arrivant à ces intervalles.

La forme la plus simple ⁽³⁰⁰⁾ est la suivante. L'interrupteur à la station de départ donne un nombre d'interruptions déterminé, ce qui,

(*) Cette considération n'arrêtera pas quand les organes producteurs d'oscillations entretenues seront entrés dans le domaine de la pratique. On utilise déjà des appareils semblables, mais de faible puissance, pour la téléphonie sans fil. Dans ces systèmes on modifie (suivant les modulations de la voix et au moyen de microphones) l'amplitude des vibrations non amorties. On prévoit même l'utilisation de ce genre d'ondes hertziennes pour la télégraphie sans fil. Pour permettre dans ce cas l'audition d'un train d'ondes continues dans un téléphone, on emploie un vibreur spécial généralement appelé *ticker*. Cet organe spécial coupe le train d'ondes continues en un certain nombre de trains partiels, et permet la production des courants variables qui seuls influencent la membrane téléphonique.

Les signes Morse sont ainsi obtenus avec un son musical réglé en tonalité par la fréquence des interruptions du *ticker*

(Note des traducteurs.)

(**) La pratique a fait reconnaître que la constance de la fréquence des oscillations obtenues était parfaitement acceptable, mais il est difficile de rayonner une onde absolument pure, et tous les efforts des expérimentateurs tendent à perfectionner le système dans cette voie.

(Note des traducteurs.)

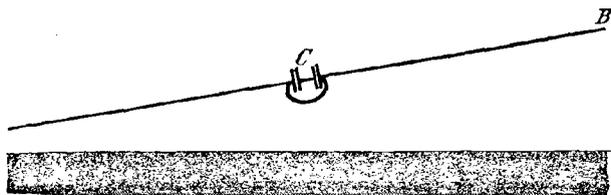
est obtenu soit par un interrupteur à diapason, soit par un moteur dont le nombre de tours est bien constant. Le détecteur d'ondes à la station réceptrice est relié à un téléphone dont la membrane a la même fréquence, ou à un galvanomètre à vibrations de même fréquence. Comme l'amortissement d'une membrane métallique appropriée, ou d'un galvanomètre à vibrations, peut être très petit, ils ne se mettent à vibrer avec une certaine amplitude (*) que quand les décharges de l'émetteur ont pour période celle de leur oscillation propre; dès que la fréquence des décharges s'en écarte, ils ne réagissent presque plus.

On peut naturellement, pour plus de sûreté, doubler la syntonisation mécanique d'une syntonisation électrique.

453. Récepteur orienté ⁽³⁶¹⁾. — On a cherché de deux manières à construire un récepteur qui ne soit sensible qu'aux ondes venant d'une certaine direction.

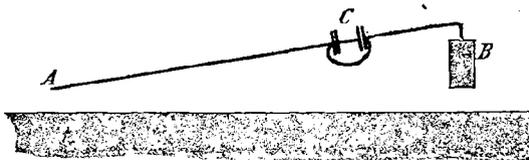
a. Dans l'un de ces dispositifs, représenté figures 769 et 770, l'an-

Fig. 769.



tenne qui est couplée avec le circuit à condensateur n'est pas verticale, mais fait un angle d'environ 5° avec le plan horizontal. Les

Fig. 770.



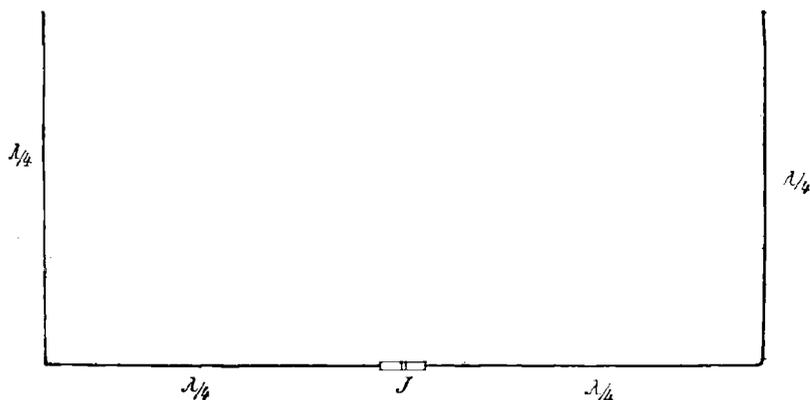
récepteurs de cette sorte sont surtout sensibles aux ondes se propa-

(*) Mais la lenteur de ces plaques à entrer en vibration est telle qu'une télégraphie rapide a été jusqu'ici impossible.

geant dans leur plan vertical, avec minimum d'action pour celles qui sont normales à ce plan (expériences de F. Braun).

b. Deux antennes verticales, dont la longueur est de $\frac{1}{4}$ d'onde de l'émetteur, sont reliées par un fil horizontal, dont la longueur est de $\frac{1}{2}$ onde de l'émetteur. Le cohéreur est placé au milieu de ce dispo-

Fig. 771.



sitif (*fig. 771*). Les récepteurs de cette sorte sont surtout sensibles aux ondes qui se propagent dans leur plan, et presque pas aux ondes normales à ce plan (expériences de F. Braun et Sigsfeld).

On n'a fait, jusqu'ici, de recherches d'orientation qu'avec ces deux dispositifs.

CHAPITRE XXII.

PROPRIÉTÉS DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES (362).

I. — ONDES PLANES DANS UN MILIEU HOMOGENE.

454. **Généralités.** — On a étudié, au Chapitre XVIII, les ondes électromagnétiques planes, telles que les oscillateurs de Hertz ou autres en produisent. Une de leurs propriétés essentielles est que les intensités des champs magnétique et électrique sont normales à la direction de propagation de l'onde, chacun de ces champs étant perpendiculaire sur l'autre. Les ondes qui se propagent le long des fils ont aussi cette même propriété (Chapitre XVII), bien qu'elles soient par ailleurs assujetties à de tout autres relations. Il est d'ailleurs à peu près établi que cette propriété ne dépend pas de la manière dont ont été produites les ondes, mais tient à leur essence même d'ondes électromagnétiques.

La théorie confirme cette proposition. Dans toute onde électromagnétique plane, qui se propage dans un milieu homogène non cristallin :

1° Les intensités du champ électrique et du champ magnétique sont normales entre elles (*).

2° Les deux intensités de champ sont normales à la direction de propagation des ondes.

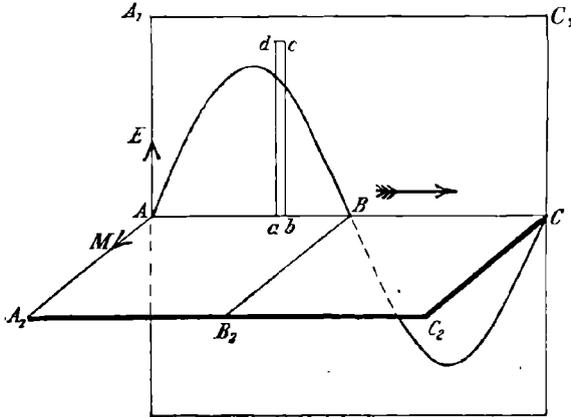
Toutes les ondes électromagnétiques planes dans un milieu homogène isotrope sont donc, dans un sens donné, des ondes transversales.

455. **Ondes planes dans un milieu isolant.** — L'intensité du champ électrique est dans le plan ACC_1A_1 , l'intensité du champ magnétique dans le plan AGC_2A_2 , toutes deux normales à la direction de propagation AC , de sorte que les plans d'ondes sont perpendiculaires à AC (391 *d*). E et M seront comptés positivement dans le sens des flèches

(*) Cela se déduit élémentairement de 35 *b* et 29 *d*.

non empennées de la figure 772. On considère le rectangle $abcd$, dont un côté $ab = cd = s$ est très petit, et l'autre $bc = da = l$. Le long de

Fig. 772.



la périphérie de ce rectangle, une FEM \mathcal{C} est induite par le flux d'induction magnétique Q_m qui traverse le rectangle; on a

$$\mathcal{C} = -\frac{1}{\nu} Q'_m = -\frac{1}{\nu} ls\mu M' \quad (37 \text{ et } 16),$$

M étant l'intensité du champ magnétique à l'endroit considéré et μ la perméabilité du milieu. D'après la règle du tire-bouchon, \mathcal{C} est à compter positivement dans le sens $abcd$.

Par ailleurs

$$\mathcal{C} = l(E_b - E_a),$$

E_b et E_a représentant l'intensité du champ électrique en b et en a , et par suite aussi dans les surfaces d'onde passant par b et a , car la FEM \mathcal{C} le long de la périphérie du rectangle se compose de :

1° La tension de a par rapport à $b = 0$, puisque ab est normal aux lignes d'intensité électrique (10 a);

2° La tension de b par rapport à $c = E_b l$ (4 a);

3° La tension de d par rapport à $c = 0$ pour la même raison que 1°;

4° La tension de d par rapport à $a = -E_a l$ (4 a).

On tire des deux égalités relatives à \mathcal{C}

$$(1) \quad \frac{E_a - E_b}{s} = \frac{1}{\nu} \mu M'.$$

Pour l'intensité du champ magnétique, on obtient exactement de la même manière

$$(2) \quad \frac{M_a - M_b}{s} = \frac{1}{\rho} \varepsilon E'.$$

a. Relations de phase. — On déduit des relations (1) et (2), de même que des relations de 372 et 373 *b*, que les ondes électrique et magnétique sont de même phase.

b. Flux d'énergie (rayonnement). — L'égalité de phase des ondes électrique et magnétique d'une part, le fait que les intensités des champs électrique et magnétique sont normales à la direction de propagation d'autre part, ont pour conséquence que le rayonnement est normal à la surface d'onde et est de même signe que la direction de propagation.

c. Absorption. — Il n'y a pas de perte d'énergie tant qu'il n'y a pas d'hystérésis diélectrique dans l'isolant, ce qui a été supposé implicitement jusqu'ici. Donc l'énergie totale qui traverse une surface d'onde doit aussi traverser toutes les autres, et par conséquent l'amplitude du rayonnement

$$\Sigma_0 = \nu E_0 M_0 \quad (394 c)$$

est partout la même; il en est par suite de même pour les amplitudes des champs électrique et magnétique. Il n'y a pas d'absorption.

d. Rapport d'amplitudes. — D'après 373, égalité (8), il résulte de l'égalité (1) précédente que

$$(3) \quad E_0 = \frac{\omega}{\nu} \mu M_0,$$

et de l'égalité (2) que

$$(4) \quad M_0 = \frac{\omega}{\nu} \varepsilon E_0,$$

dans lesquelles E et M représentent l'intensité du champ électrique ou magnétique en un point quelconque, et ω la vitesse de propagation de l'onde. Si l'on divise ces deux égalités l'une par l'autre, on a

$$(5) \quad \frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

C'est la même relation que celle qu'on avait déjà obtenu pour les ondes électromagnétiques le long des fils (378 *b*). Elle montre que le rapport entre les amplitudes des intensités des champs électrique et

magnétique dépend de la constante diélectrique et de la perméabilité du milieu, mais est indépendante de la fréquence de l'oscillation.

e. Vitesse de propagation. — En multipliant les égalités (3) et (4), on obtient

$$(6) \quad \omega = \frac{v}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques planes dans un milieu isolant est indépendante de la fréquence de l'oscillation, et est exclusivement déterminée par la constante diélectrique et la perméabilité du milieu; elle est en raison inverse de ces quantités. On obtient donc, pour la vitesse de propagation, exactement la même valeur que pour les ondes électromagnétiques le long des fils qui se trouvent dans un milieu isolant (374 *b*). Cela n'est pas surprenant, car les ondes électromagnétiques le long des fils ne sont qu'un cas particulier des ondes électromagnétiques dans un milieu isolant (380 *a*).

Si ω_0 est la vitesse de propagation dans l'espace (air),

$$\omega_0 = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}},$$

et l'on peut écrire l'égalité (6) sous la forme

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{\mu}{\mu_0}}}$$

456. Ondes planes dans un milieu conducteur. — *a.* Il subsiste, des relations établies pour les milieux isolants, que les ondes électromagnétiques sont transversales dans les milieux conducteurs.

b. Les propriétés différentes de celles des milieux isolants sont les suivantes :

1° Les intensités des champs électrique et magnétique ne sont plus de même phase.

2° La vitesse de propagation n'est plus indépendante de la fréquence, et est plus petite que $\frac{v}{\sqrt{\epsilon\mu}}$.

3° Les amplitudes des intensités des champs électrique et magnétique sont dans le rapport

$$(1) \quad \frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\pi H \epsilon}\right)^2}},$$

rapport qui ne dépend pas seulement de la constante diélectrique et de la perméabilité, mais encore de la conductibilité σ .

4° Les ondes sont en partie absorbées dans le conducteur. Cela est la conséquence de ce que l'intensité du champ électrique produit un courant dans le conducteur, et par suite un développement de chaleur.

c. En général, les relations pour la vitesse de propagation et l'absorption ne sont pas simples. Elles ne le deviennent que dans deux cas limites.

1° La conductibilité du corps est assez petite pour que $\frac{\pi n \varepsilon}{\sigma}$ soit très grand [électrolytes mauvais conducteurs aux fréquences supérieures à $10^6/\text{sec}$ (259 b)].

Alors la vitesse de propagation est, comme dans les isolants,

$$\omega = \frac{\nu}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu}},$$

et le coefficient d'absorption

$$\alpha = \frac{\sigma}{2\nu} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

est d'autant plus grand que la conductibilité est plus grande.

2° La conductibilité du corps est assez grande pour que $\frac{\pi n \varepsilon}{\sigma}$ soit très petit (68 a). On a approximativement

$$\omega = \frac{\pi n}{\sqrt{\frac{\pi \mu \sigma \mu}{2 \nu^2}}},$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi \mu \sigma \mu}{2 \nu^2}}.$$

457. Composition et décomposition des ondes planes. — Une onde électromagnétique plane, dont les champs électrique et magnétique en chaque point sont des champs purement alternatifs, ce qui a toujours eu lieu pour les ondes examinées jusqu'ici, doit être considérée, suivant le langage optique, comme rectilignement polarisée.

a. Une telle onde rectilignement polarisée se propage normalement au plan de la figure 773. Les champs électrique et magnétique ont leur intensité dirigée suivant E et M. Chacune de ces intensités peut se décomposer en deux composantes, E_1, E_2 , ou M_1, M_2 , normales entre elles. E_1 et M_1 réunies constituent une onde électromagnétique, ainsi

(*) Mais non pas E_1 avec M_2 ou E_2 avec M_1 .

que E_2 avec M_2 (*); ces deux ondes peuvent être considérées comme la décomposition de l'onde primitive, car on se rend facilement compte que :

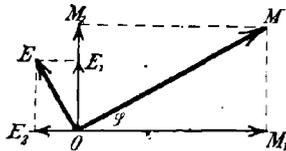
1° Dans les deux ondes E est perpendiculaire à M ,

$$2^\circ \frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}},$$

3° Le rayonnement dans les deux ondes est de même direction et de même signe, et dans les deux réunies de même grandeur que dans l'onde primitive.

On peut donc décomposer chaque onde plane rectilignement polarisée en deux ondes planes de même phase, dont les intensités des

Fig. 773.



champs électriques ou magnétiques sont normales les unes par rapport aux autres, ou, suivant l'expression consacrée, qui sont polarisées dans des plans rectangulaires.

b. De même, deux ondes planes rectilignement polarisées, mais dans des plans rectangulaires, ayant même phase, même fréquence et même direction de propagation, ont pour résultante une onde rectilignement polarisée.

c. Quand deux ondes rectilignement polarisées dans des plans rectangulaires ont même fréquence et même direction de propagation, mais des phases différentes, on obtient en un point quelconque de l'espace deux champs électriques ou magnétiques perpendiculaires entre eux, de même fréquence, mais non pas de même phase. Le champ magnétique et le champ électrique résultants ont chacun une composante de champ tournant (170). Un tube de Braun, sur lequel on fait agir un de ces champs électrique ou magnétique, montrera en général une ellipse (60 et 170). L'onde résultante sera considérée dans ce cas comme elliptiquement polarisée. Dans le cas spécial où les amplitudes sont égales et où la différence de phase entre les deux ondes est de 90° , on obtient un cercle dans le tube de Braun. Le champ est alors un champ tournant simple (166); on dit que l'onde résultante est circulairement polarisée.

II. — ONDES PLANES A LA SURFACE DE SÉPARATION DE DEUX MILIEUX HOMOGÈNES.

458. **Nécessité d'une réflexion.** — *a.* On considère une onde plane rectilignement polarisée dans un isolant homogène isotrope, et tombant normalement sur la surface de séparation d'un autre isolant homogène isotrope. Les constantes diélectriques et les perméabilités des deux milieux sont ϵ_1, ϵ_2 et μ_1, μ_2 . D'après 455, on a, pour les amplitudes des ondes dans les deux milieux,

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{E_{10}}{M_{10}} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}, \\ \frac{E_{20}}{M_{20}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}}. \end{cases}$$

Mais, d'un autre côté, à la surface de séparation, les intensités des champs se transforment l'une dans l'autre. On a donc, à la surface de séparation,

$$(2) \quad \begin{cases} E_1 = E_2, \\ M_1 = M_2. \end{cases}$$

Il n'est donc pas possible que l'onde passe sans changement dans le deuxième milieu comme onde rectilignement polarisée, car alors on tirerait de l'égalité (2)

$$E_{10} = E_{20} \quad \text{et} \quad M_{10} = M_{20},$$

ce qui, d'une manière générale, est incompatible avec l'égalité (1).

b. Si l'onde tombe obliquement sur la surface de séparation, l'égalité (2) est remplacée par

$$(3) \quad \begin{cases} E_{1g} = E_{2g}, \\ M_{1g} = M_{2g}, \end{cases}$$

E_g et M_g représentant les composantes des intensités de champ le long de la surface de séparation. Il existe ici un cas bien déterminé, pour lequel les égalités (1) et (3) sont compatibles, où par conséquent l'onde peut passer sans modification d'un milieu à l'autre (461). Mais ce cas n'est qu'exceptionnel; en général les égalités (1) et (3) sont incompatibles, si l'on suppose que l'onde traverse sans modification la surface de séparation. La même proposition subsiste encore si l'un des milieux ou bien tous les deux sont conducteurs (456).

c. Les relations sont tout à fait semblables à celles de 387. Il faut

admettre que l'on résout la difficulté en supposant qu'une partie seulement de l'onde traverse la surface de séparation, l'autre partie étant réfléchie. C'est ce que vérifient l'expérience et la théorie.

459. Réflexion entre deux milieux isolants. — *a.* Dans le cas le plus simple, quand une onde plane tombe sur le plan de séparation de deux milieux isolants isotropes et homogènes, la théorie montre, si l'on exclut le cas de la réflexion totale (*voir* le nota de 460 *c*), que :

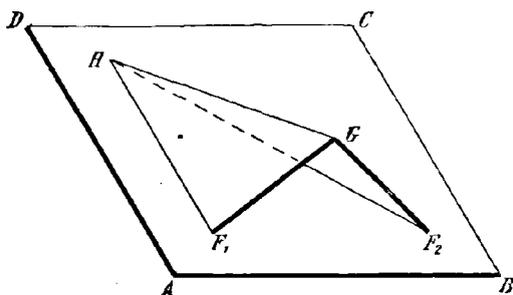
1° L'onde réfléchie est également une onde plane.

2° L'onde réfléchie est rectilignement polarisée, s'il en est de même de l'onde incidente.

b. Pour ce qui est de la direction de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente, on déduit de *a* que les lignes d'intersection des plans d'onde des ondes incidente et réfléchie sont parallèles à la surface de séparation des deux milieux.

Si l'on suppose que ce ne soit pas le cas, alors (*fig.* 774) la ligne

Fig. 774.



d'intersection GH du plan de l'onde incidente F_1GH et du plan de l'onde réfléchie F_2GH coupe la surface de séparation en un point H. Si la réflexion n'entraîne aucun changement de phase (*), les phases des oscillations de l'onde incidente et de l'onde réfléchie doivent être les mêmes en H. Puisque l'oscillation incidente a même phase aux points F_1 et H, qui appartiennent au même plan d'onde (391 *d*), il doit en être de même en F_1 et en H pour l'oscillation de l'onde réfléchie.

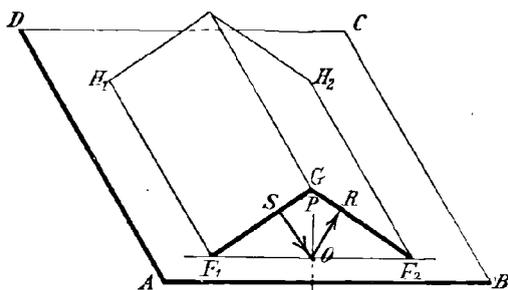
Mais l'oscillation de l'onde réfléchie ne peut pas avoir même phase en F_1 et en H, puisque ces deux points font partie, pour l'onde réfléchie, de deux plans d'onde différents. Cette contradiction montre que le

(*) En fait il n'y en a pas; mais la démonstration serait peu modifiée s'il y en avait une.

point H doit être rejeté à l'infini, c'est-à-dire que les plans d'onde des ondes incidente et réfléchie doivent se couper suivant une parallèle au plan de séparation des deux milieux isolants.

c. On peut encore présenter ce résultat de la manière suivante. On suppose un plan F_1GF_2 , normal au plan de séparation ABCD et à la

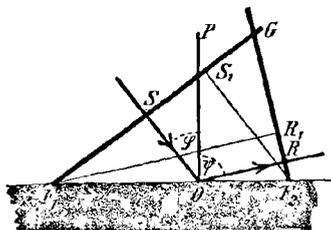
Fig. 775.



surface de l'onde incidente et par suite aussi à la surface de l'onde réfléchie. Au point O, on abaisse des perpendiculaires OR et OS sur les plans d'onde.

SO sera la direction du rayonnement dans l'onde incidente (455 b) et OR dans l'onde réfléchie. SO peut être considéré comme un rayon

Fig. 776.



incident et OR comme un rayon réfléchi (fig. 775). On mène enfin en O la perpendiculaire OP au plan ABCD.

OR, OP et SO sont, d'après a, dans le plan F_1GF_2 , et l'on peut dire que la réflexion se fait de telle sorte que le rayon incident, le rayon réfléchi et la normale au point d'incidence soient dans un même plan, dit *plan d'incidence*.

d. Le rayon incident SO (fig: 776) forme avec la normale OP l'angle

d'incidence φ ; le rayon réfléchi OR forme avec cette même normale l'angle de réflexion ψ . F_1G et F_2G sont les intersections des plans d'ondes incidente et réfléchie avec le plan d'incidence; F_1R_1 est le rayon réfléchi correspondant au rayon incident qui tombe en F_1 (F_1R_1 est perpendiculaire à F_2G); S_1F_2 est le rayon incident correspondant au rayon réfléchi qui part de F_2 (S_1F_2 est perpendiculaire à F_1G). Comme l'oscillation de l'onde incidente est de même phase en F_1 et en S_1 , et que l'oscillation de l'onde réfléchie est de même phase en R_1 et en F_2 , la différence de phase entre S_1 et F_2 et entre F_1 et R_1 doit être la même; on aura donc (*) (360)

$$F_1R_1 = S_1F_2.$$

Par ailleurs

$$F_1R_1 = F_1F_2 \sin \psi,$$

$$S_1F_2 = F_1F_2 \sin \varphi,$$

donc

$$\sin \varphi = \sin \psi$$

ou

$$\varphi = \psi,$$

c'est-à-dire que l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion.

e. Le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie à celle de l'onde incidente dépend, comme le montre la théorie, de la perméabilité et de la constante diélectrique des deux milieux, et en outre de l'angle d'incidence et de la direction de l'intensité du champ électrique ou magnétique de l'onde incidente (conditions de polarisation de l'onde).

Pour l'incidence normale $\varphi = 0$, on a

$$\frac{A_r}{A} = \frac{1-a}{1+a},$$

A_r étant l'amplitude de l'onde réfléchie, A l'amplitude de l'onde incidente, a représentant l'expression

$$a = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_2}{\mu_1 \epsilon_2}}.$$

Comme dans les isolants on a approximativement $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ (15 e), on a, d'une manière approchée,

$$a = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}.$$

Si a est très grand ou très petit par rapport à 1, c'est-à-dire si les

(*) Puisque la distance entre F_1 et F_2 est quelconque; F_1R_1 et S_1F_2 pourraient différer d'un nombre entier de longueurs d'onde.

constantes diélectriques différent beaucoup, on a sensiblement $\frac{A_r}{A} = 1$, il y a réflexion totale. Quand, par exemple, une onde qui se propage dans l'air vient frapper la surface de l'eau, on a (Table I)

$$\frac{A_r}{A} = \frac{1 - \frac{1}{9}}{1 + \frac{1}{9}} = 0,8.$$

L'amplitude de l'onde réfléchie est les 80 pour 100 de celle de l'onde incidente.

460. Réfraction dans les milieux isolants. — *a.* La théorie montre que, pour la partie de l'onde incidente qui passe effectivement du premier isolant dans le second (onde réfractée) :

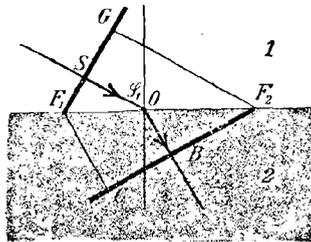
1° Quand la réflexion n'est pas totale (460 *c*, nota), l'onde réfractée est une onde rectilignement polarisée comme l'onde incidente.

2° Dans le cas de la réflexion totale, l'onde pénètre dans le second milieu, mais il n'y a pas de flux continu d'énergie du premier milieu dans le second. L'énergie ne fait qu'entrer et sortir de la surface de séparation. Ce cas ne sera pas considéré dans ce qui suit.

b. De même qu'à 459, on peut déduire de *a*, 1°, que le rayon incident, le rayon réfracté et la normale sont dans un même plan.

c. Soient SO le rayon incident (*fig.* 777), OB le rayon réfracté. Le pre-

Fig. 777.



mier forme avec la normale l'angle d'incidence φ_1 , le second l'angle de réfraction φ_2 (*). F_1G et F_2C sont les sections des plans d'ondes incidente et réfractée, F_2G est perpendiculaire à F_1G et F_1C à F_2C . L'oscillation de l'onde incidente a même phase en F_1 et en G ; celle de l'onde réfractée est de même phase en F_2 et en C (391 *d*). La différence

(*) Non représenté dans la *fig.* 777; voir *fig.* 778.

de phase entre G et F₂ est proportionnelle au nombre de longueurs d'onde comprises entre G et F₂, celle entre F₁ et G est proportionnelle au nombre correspondant de longueurs d'onde. Comme ces deux différences de phase doivent être identiques, les longueurs GF₂ et F₁C doivent contenir un même nombre *k* de longueurs d'onde; c'est-à-dire que

$$\begin{aligned} GF_2 &= k \lambda_1, \\ F_1 C &= k \lambda_2, \end{aligned}$$

λ_1 et λ_2 étant les longueurs d'onde dans les deux milieux.

Mais, d'un autre côté,

$$\begin{aligned} GF_2 &= F_1 F_2 \sin \varphi_1, \\ F_1 C &= F_1 F_2 \sin \varphi_2, \end{aligned}$$

donc

$$(1) \quad \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2}.$$

Le rapport des sinus des angles d'incidence et de réfraction est donc constant, et déterminé par les vitesses de propagation dans les deux milieux.

On pose par analogie avec l'optique

$$(2) \quad n_{12} = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2} \quad (*).$$

n_{12} étant l'indice de réfraction du second milieu par rapport au premier; *n* sera l'indice de réfraction du milieu considéré par rapport au vide ou, ce qui est sensiblement la même chose, par rapport à l'air, donc

$$(3) \quad n = \frac{\omega_0}{\omega},$$

ω étant la vitesse de propagation dans le milieu considéré.

Les égalités (2) et (3), combinées avec l'égalité (6) de 455, donnent

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} n_{12} &= \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}, \\ n &= \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}}. \end{aligned} \right.$$

Le résultat est donc le suivant : Les ondes planes sont réfractées

(*) Il en résulte $\sin \varphi_2 = \frac{\sin \varphi_1}{n_{12}}$. Lorsque $\frac{\sin \varphi_1}{n_{12}} > 1$, φ_2 est imaginaire; c'est le cas de la réflexion totale.

se produit dans l'hypothèse qu'elle n'existe pas. Cette hypothèse est impossible en général d'après 458, elle devrait donc l'être dans le cas présent.

Soient E_1 l'intensité du champ électrique dans le premier milieu, E_2 dans le second. Puisque tout est symétrique par rapport au plan d'incidence et que, d'après 460 a, l'onde réfractée est aussi une onde rectilignement polarisée, E_2 doit être dans ce plan d'incidence comme il a été supposé pour E_1 . On a, pour les amplitudes des composantes E_{1g} et E_{2g} le long de la surface de séparation,

$$(2) \quad \begin{cases} E_{1g} = E_{10} \cos \varphi_1 \quad (*) = E_{10} \sin \varphi_2, \\ E_{2g} = E_{20} \cos \varphi_2 = E_{20} \sin \varphi_1. \end{cases}$$

Mais par ailleurs (455 d)

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{E_{10}}{M_{10}} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}, \\ \frac{E_{20}}{M_{20}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}. \end{cases}$$

Les directions de M_1 et M_2 sont normales à celles de E_1 et E_2 (454); elles sont donc situées dans la surface de séparation des deux milieux, et, puisque la transition n'entraîne aucun changement de phase (voir 459 a, nota),

$$(4) \quad M_{10} = M_{20} \quad (458).$$

L'égalité (3) donne dans ce cas

$$(5) \quad \frac{E_{10}}{E_{20}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}}.$$

En introduisant cette valeur dans les égalités (2), on a

$$\begin{aligned} \frac{E_{1g}}{E_{2g}} &= \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}} \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_1}{\varepsilon_2 \mu_2}} \quad [460, \text{égalité (4)}] \\ &= \frac{\mu_1}{\mu_2}. \end{aligned}$$

Or, dans tous les isolants, la perméabilité est très voisine de celle de l'air; on a donc $\mu_1 = \mu_2$ et

$$E_{1g} = E_{2g}.$$

Donc la condition qui, dans 458, avait été déclarée d'une manière

(*) Puisque $\widehat{BOA} = \varphi_1$.

générale incompatible avec les relations des égalités (3), est remplie d'elle-même dans ce cas spécial. La supposition faite est donc possible, l'onde incidente peut pénétrer dans le second milieu sans être aucunement réfléchie.

b. Mais cette condition est nécessaire; car, dans ce cas, toute l'énergie de l'onde incidente passe dans le second milieu, il ne reste donc plus d'énergie disponible pour constituer l'onde réfléchie.

Pour le prouver, on déplace la surface ombrée de la figure 778 d'une longueur l , normalement au plan de la figure. La droite OB, qui est normale au rayon incident, décrit un rectangle appartenant à un plan d'onde incidente; de même AC, qui est normale au rayon réfracté, décrit un rectangle appartenant au plan d'onde réfractée. Le flux d'énergie à travers le premier rectangle est

$$\Sigma_1 OBL,$$

Σ_1 étant le flux d'énergie dans le premier milieu, ou

$$v E_1 M_1 OBL \quad (224 c),$$

ou en moyenne pendant un nombre entier de périodes (70 *b*)

$$\frac{v}{2} E_{10} M_{10} OBL.$$

On a de même, pour le flux d'énergie dans le second rectangle,

$$\frac{v}{2} E_{20} M_{20} ACL.$$

Mais on a

$$M_{10} = M_{20} \text{ [égalité (4)],}$$

$$\frac{E_{10}}{E_{20}} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{\mu_1}{\mu_2}} \text{ [égalité (5)]} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}},$$

et d'un autre côté

$$\frac{OB}{AC} = \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \quad (460 c).$$

On voit donc que les flux d'énergie à travers les deux rectangles sont égaux. La quantité d'énergie contenue dans l'onde incidente passe donc tout entière dans l'onde réfractée.

462. Passage d'une onde d'un milieu isolant à un milieu conducteur. — *a.* Si une onde électromagnétique plane tombe d'un milieu isolant sur une plaque conductrice plane, l'onde réfléchie se comporte

comme dans le cas de deux isolants (459). L'onde réfléchie est une onde plane, le rayon incident, le rayon réfléchi et la normale au point d'incidence sont dans un même plan.

L'angle d'incidence et l'angle de réflexion sont égaux. Seulement, si l'onde incidente est une onde rectilignement polarisée, l'onde réfléchie n'est plus en général une onde rectilignement polarisée, c'est une onde elliptiquement polarisée. En effet, chaque onde incidente rectilignement polarisée peut être décomposée en deux ondes, l'une dont l'intensité du champ électrique est dans le plan d'incidence, l'autre dont l'intensité du champ électrique est normale à ce plan. Ces deux ondes subissent un changement de phase par suite de leur réflexion sur la surface métallique. Ces changements de phase étant différents pour les deux ondes, l'onde résultante doit être elliptiquement polarisée (457 c).

b. Il faut considérer, pour l'amplitude de l'onde réfléchie, non seulement les constantes diélectriques et les perméabilités des deux milieux, mais aussi la conductibilité du second milieu. Pour les métaux, la constante diélectrique du métal disparaît des relations, car $\pi n \varepsilon$ est petit dans ce cas par rapport à σ (474 c). On obtient, par exemple, pour une onde tombant normalement de l'air sur une plaque de métal (362),

$$(1) \quad \frac{\Sigma_r}{\Sigma} = 1 - \frac{4a}{2a^2 + 2a + 1},$$

Σ étant le flux d'énergie de l'onde incidente, Σ_r celui de l'onde réfléchie et a étant déterminé par la relation

$$2a^2 = \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\sigma}{\pi n \varepsilon_0},$$

dans laquelle μ est la perméabilité du métal et σ sa conductibilité. Dans les métaux non ferromagnétiques, $\mu = \mu_0$; pour ces métaux, on peut déduire de l'égalité (1) la formule plus simple et suffisamment exacte

$$\frac{\Sigma_r}{\Sigma} = 1 - 2 \sqrt{2 \frac{\pi n \varepsilon_0}{\sigma}}.$$

L'intensité de l'onde réfléchie ne dépend que de la conductibilité du métal et de la fréquence de l'oscillation. Si l'on calcule la valeur de $2 \sqrt{2 \frac{\pi n \varepsilon_0}{\sigma}}$ pour le mercure, on obtient déjà avec ce métal mauvais

conducteur (*) $1,4 \cdot 10^{-8} \sqrt{n}$, ce qui donne pour $n = 10^{11}$ /sec une valeur de $4,6 \cdot 10^{-8}$, ce qui est une valeur très petite pour une fréquence déjà très élevée dans la pratique (293). Le rayonnement de l'onde réfléchie est donc sensiblement le même que celui de l'onde incidente. Les surfaces métalliques réfléchissent les ondes électromagnétiques presque totalement et bien mieux que les isolants ayant les plus hautes constantes diélectriques (459 e).

c. Pour l'onde réfractée, les relations sont complexes. Cette onde n'est plane que dans le cas de l'incidence normale, et elle est très vite absorbée.

463. Ondes stationnaires. — Dans le cas où une onde plane, qui se trouve dans un isolant, arrive normalement sur une surface métallique plane, l'onde réfléchie a à peu près la même amplitude que l'onde incidente, mais une direction exactement contraire. On doit donc obtenir des ondes électromagnétiques stationnaires dans l'isolant (381). Ces ondes stationnaires possèdent les propriétés suivantes :

1° La distance, qui sépare deux nœuds consécutifs d'intensité du champ électrique (ou magnétique), est d'une demi-longueur d'onde de l'onde incidente (381 b).

2° Les nœuds d'intensité du champ électrique coïncident avec les ventres d'intensité du champ magnétique, et inversement (**).

3° La théorie montre qu'un nœud d'intensité du champ électrique et par suite un ventre d'intensité du champ magnétique se trouvent sur la surface métallique (***) .

(*) En supposant que la conductibilité soit la même pour les oscillations rapides que pour le courant stationnaire.

(**) Cela ressort de 455, de même que la relation correspondante pour les ondes stationnaires le long des fils ressort de 283.

(***) On peut le montrer de la manière suivante comme à 389. On tire de 455 et de 456, pour un milieu conducteur,

$$\frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\pi n \varepsilon}\right)^2}},$$

μ étant la perméabilité et ε la constante diélectrique du milieu conducteur; pour l'air,

$$\frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}.$$

Si le milieu conducteur est un métal, $\pi n \varepsilon$ est très petit par rapport à σ pour toutes les ondes électromagnétiques (474 c), donc $\left(\frac{\sigma}{\pi n \varepsilon}\right)^2$ est très grand par rap-

b. Pour une incidence oblique, l'amplitude de l'onde réfléchie est également à peu près la même que celle de l'onde incidente. Si l'angle d'incidence est de 45°, on peut dire ce qui suit :

1° Si l'intensité du champ électrique est dans le plan d'incidence, il n'y a comme onde stationnaire qu'une onde magnétique. L'amplitude de l'intensité du champ électrique est la même à toutes les distances de la plaque métallique.

2° Si l'intensité du champ magnétique est parallèle au plan d'incidence, on n'obtient comme onde stationnaire qu'une onde électrique, et l'on a une répartition uniforme de l'amplitude de l'intensité du champ magnétique.

III. — REPRÉSENTATION EXPÉRIMENTALE DES PROPRIÉTÉS DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES (364).

464. **Appareils.** — a. Dans ses recherches sur les propriétés des ondes électromagnétiques, Hertz (365) se servait d'oscillateurs du type de la figure 450 pour produire les ondes, et de détecteurs du type de la figure 670 pour les déceler. La longueur des ondes étant relativement grande, $\lambda = 66^{\text{cm}}$, les dimensions des appareils devaient avoir une grandeur correspondante. Les relations du paragraphe II supposent, en effet, que les surfaces sur lesquelles les ondes se réfléchissent ou se réfractent sont d'un ordre de grandeur très supérieur à celui des longueurs d'onde. On a donc besoin de grands espaces,

port à r . On a donc, pour un métal,

$$\frac{E_0}{M_0} = \sqrt{\frac{\pi n \mu}{\sigma}}$$

D'où il résulte

$$\left(\frac{E_0}{M_0}\right)_{\text{Métal}} : \left(\frac{E_0}{M_0}\right)_{\text{Air}} = \sqrt{\frac{\pi n \mu}{\sigma} \frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

et, si le métal n'est pas ferromagnétique,

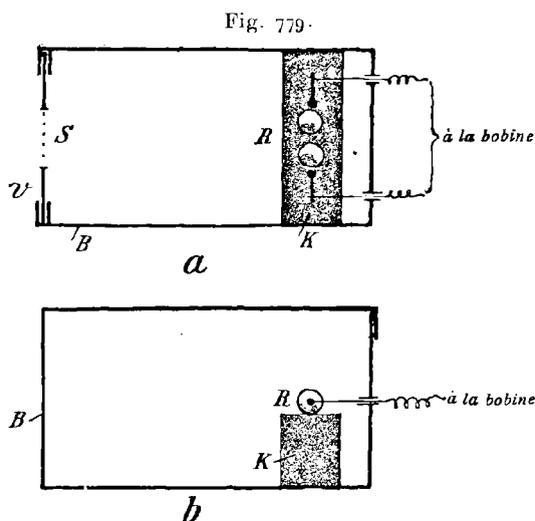
$$\left(\frac{E_0}{M_0}\right)_{\text{Métal}} : \left(\frac{E_0}{M_0}\right)_{\text{Air}} = \sqrt{\frac{\pi n \epsilon_0}{\sigma}}$$

$\frac{\pi n \epsilon_0}{\sigma}$ est très petit pour toutes les ondes électromagnétiques (voir Tables I et II).

On est donc dans le cas où l'onde arrive à la surface d'un corps, dans lequel le rapport de l'intensité du champ électrique à l'intensité du champ magnétique est extraordinairement petit. Dans le cas correspondant pour les fils (389), on avait vu qu'au point de réflexion il y avait un nœud de l'intensité du champ électrique. La même chose se produit donc ici.

d'une salle entière même, pour ces expériences, et l'on doit prendre grand soin qu'aucun conducteur métallique n'introduise de perturbations.

b. Il est recommandé pour cette raison d'expérimenter sur des ondes plus petites, obtenues soit au moyen d'un petit oscillateur de Righi, soit au moyen d'un oscillateur linéaire court et épais. Comme détecteur, le résonateur de Righi (408 *b*) présente de grands avantages, car il ne nécessite ni appareils auxiliaires ni conducteurs. Si l'on utilise ce résonateur, il faut produire des ondes particulièrement

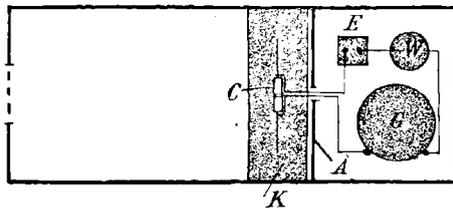


énergiques, et par suite faire éclater l'étincelle de l'oscillateur dans l'huile. Il est très avantageux de placer l'oscillateur et le résonateur sur l'axe d'un miroir parabolique de métal (465 *e*). On peut également employer le cohéreur pour la démonstration, à condition qu'il soit soigneusement construit et approprié aux expériences (410 *d*). La sensibilité du cohéreur permettra de ne pas se préoccuper de la force des ondes; mais, comme la partie de l'onde qui agit est seulement celle qui rencontre le cohéreur, quelle que soit sa provenance, il faudra éviter que le tube soit rencontré par les ondes réfléchies sur les murs de la salle ou se propageant le long de conducteurs métalliques. Pour réaliser cette condition, il sera bon d'enfermer l'oscillateur ainsi que le récepteur dans des caisses métalliques, ouvertes seulement par une fente sur un côté. Il faudra aussi que les ondes soient régulières, condition facile à réaliser au moyen d'un bon inter-

rupteur à jet de mercure, et l'on emploiera une bobine d'induction aussi petite que possible.

Un bon dispositif, ayant fait ses preuves et qui est facile à réaliser, est celui de la figure 779 *a* et *b*; *a* est une projection horizontale et *b* une projection verticale. La partie avant *V*. de la caisse métallique *B* à couvercle amovible, peut être remplacée de manière à avoir une fente différente (on devra déterminer expérimentalement la largeur de fente convenable); *K* est un bloc de bois recouvert d'ébonite, il est mobile dans la caisse, et peut être fixé à une place quelconque par un petit coin en bois. Le petit oscillateur de Righi (éclateur sans huile) (*) est fixé sur la plaque d'ébonite. Le dispositif pour le récepteur est tout à fait analogue (*fig.* 780). La caisse métal-

Fig. 780.



lique contient le cohéreur *C*, qui est pourvu sur les deux côtés de rallonges de fil; *E* est un élément de pile sèche, *W* un rhéostat, *G* un galvanomètre à graduations. L'aiguille de ce galvanomètre est recouverte d'un morceau de papier de couleur, qui doit être visible de l'extérieur par un regard percé dans la caisse métallique et fermé par une toile métallique. La partie de la caisse métallique qui contient les appareils auxiliaires est séparée du cohéreur par une cloison métallique *A*.

465. **Réflexion.** — Pour étudier la réflexion des ondes sur une surface métallique ou isolante, on dispose l'émetteur et le récepteur comme il est indiqué sur la figure 781.

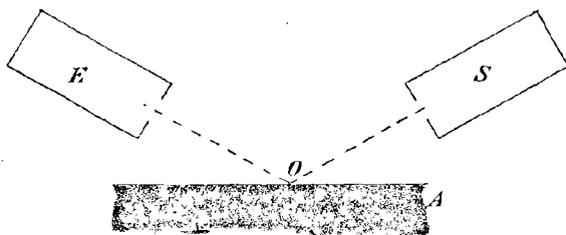
a. Tant qu'il n'y a en *O* ni plaque de métal ni isolant, le cohéreur ne réagit pas, puisqu'il ne reçoit pas les ondes émises. Si l'on place en *O* une plaque de métal (fer-blanc ou papier d'étain), le cohéreur

(*) Le dispositif que j'ai employé avait les dimensions suivantes : longueur de la caisse 32^{cm}, hauteur 20^{cm}, largeur 20^{cm}, diamètre des boules de l'oscillateur de Righi 1^{cm}, 5.

réagit. L'onde émise est en effet réfléchiée et parvient à la fente du récepteur.

Pour prouver l'égalité des angles d'incidence et de réflexion (462 *a*), il suffit de déranger un peu la plaque de la position théorique qu'elle occupe sur la figure; le cohéreur n'est pas actionné. Il faut, pour

Fig. 781.



qu'il réagisse, placer les deux appareils symétriquement par rapport à la plaque.

b. Pour la réflexion sur les isolants, les vases de verre à parois verticales qu'on remplit d'eau sont très appropriés, parce que la constante diélectrique de l'eau diffère beaucoup de celle de l'air et que la réflexion est particulièrement forte dans ce cas (459) (*). On peut aussi recommander l'emploi de plaques d'asphalte, qu'on peut se procurer facilement et à bon marché. Il faut dans ces expériences employer des plaques épaisses, afin d'éviter les perturbations possibles par la réflexion sur le revers de la plaque.

c. On peut facilement prouver que les métaux réfléchissent mieux que les isolants, en éloignant l'oscillateur ou le récepteur le long des lignes SO ou OE. On constate qu'on peut augmenter beaucoup plus l'éloignement avec les plaques métalliques qu'avec les isolants, ceux-ci laissant passer la plus grande partie de l'onde.

d. On peut encore s'en convaincre, en disposant le récepteur de manière qu'il reçoive directement les ondes de l'émetteur (fig. 782). Si l'on règle la distance de manière que les ondes soient perçues régulièrement, le phénomène cesse quand on interpose une plaque épaisse d'ébonite, d'asphalte ou d'eau (**); mais, en rapprochant les

(*) Les parois de verre n'apportent pas beaucoup de perturbations tant qu'elles sont minces par rapport à la longueur d'onde. Il serait préférable, quoique moins commode, de laisser tomber et se réfléchir les ondes sur une surface d'eau libre.

(**) Des plaques minces d'isolateurs quelconques : ébonite, paraffine, papier,

deux appareils, on obtient de nouveau la réception. Si l'on interpose une plaque mince de métal, même une feuille de papier d'étain,

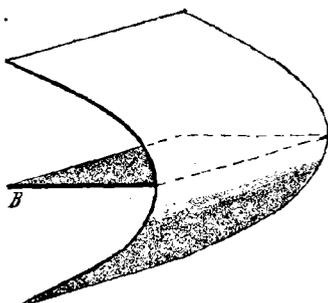
Fig. 782.



la réception disparaît, même en rapprochant beaucoup les deux appareils (action protectrice des métaux, écran métallique).

e. On peut appliquer de deux manières cette propriété des métaux. On peut l'utiliser en recouvrant les appareils de plaques ou de caisses métalliques pour les protéger contre l'action des ondes, ou encore s'en servir en confectionnant des miroirs métalliques concaves pour diriger les ondes sur un point déterminé. On peut démontrer cette propriété, en construisant un miroir cylindrique parabolique avec une feuille de métal quelconque (fig. 783). On sort de sa caisse

Fig. 783.

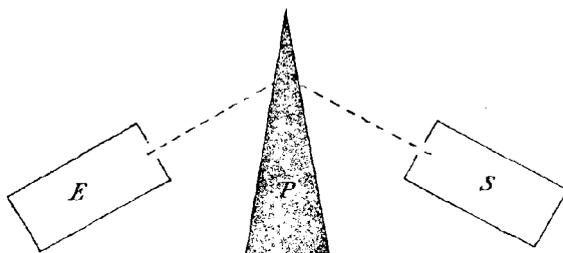


l'oscillateur de Righi de la figure 779, et on le met en face du récepteur correspondant, à une distance telle que ce dernier ne soit pas impressionné. Si l'on met l'émetteur sur la planche B (fig. 783), sur la ligne focale du miroir parabolique, le récepteur est actionné, ce qui prouve qu'on a bien obtenu l'action qu'on désirait de concentrer les ondes par le miroir.

bois, etc., n'ont aucune action sensible; elles laissent donc entièrement passer les ondes.

466. **Réfraction.** — L'émetteur et le récepteur sont disposés comme dans la figure 782, de manière que le récepteur soit fortement impressionné, puis on interpose un prisme d'asphalte. On constate alors que le récepteur n'est plus impressionné, et qu'il faut, pour qu'il le soit de nouveau, mettre le récepteur dans la position relative indiquée

Fig. 784.



sur la figure 784. Sitôt qu'on le déplace, il ne reçoit plus rien, ce qui prouve bien la réfraction des ondes par le prisme.

467. **Ondes stationnaires dans l'air.** — Hertz (³⁶⁶) a obtenu des ondes stationnaires de la manière suivante. Il employait comme émetteur celui de la figure 422. Les ondes étaient réfléchies sur une très grande plaque métallique, de 4^m sur 2^m, dont le plan était parallèle à l'axe de l'oscillateur. Comme détecteur, il utilisait un résonateur de forme circulaire, tel que celui représenté figure 669 et de 35^{cm} de rayon.

Hertz a pu démontrer, avec ce dispositif, l'existence des ondes stationnaires dans l'air; il a également fait ressortir que les nœuds de l'intensité du champ électrique coïncidaient avec les ventres de l'intensité du champ magnétique, et que leur distance était définie par la longueur d'onde de l'oscillation et par suite par la fréquence de l'oscillateur. Il a trouvé, également, un nœud de l'intensité du champ électrique tout près du point de réflexion (*).

On ne peut qu'indiquer l'existence d'ondes stationnaires avec les appareils de petite dimension des figures 779 et 780; et encore, le fort amortissement des ondes émises empêche-t-il les nœuds et les ventres de bien s'établir (383 *a*). Le cohéreur est d'ailleurs peu approprié à

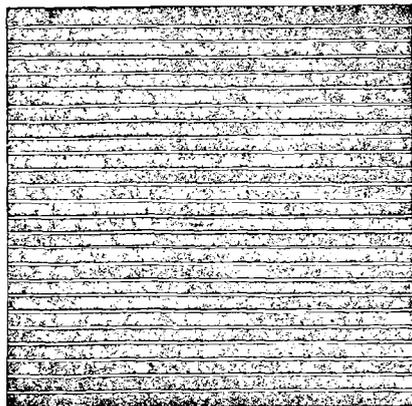
(*) L'observation et la théorie ne coïncident pas absolument; cela tient à ce que les relations de 463 *a* supposent une plaque de conductibilité $\sigma = \infty$ et de dimensions infinies.

cette expérience, car l'onde qui se propage, qui existe avant la réflexion, a déjà une action considérable sur le cohéreur (³⁶⁷).

468. Gril métallique. — La raison, pour laquelle les métaux et les isolants se comportent de manières si différentes relativement aux ondes électromagnétiques, ne tient pas à la haute constante diélectrique du métal, mais surtout à sa conductibilité, c'est-à-dire aux courants que le champ électrique produit dans le métal. Il faut donc admettre qu'un changement quelconque dans le métal n'altère pas ses propriétés, tant que ce changement laisse subsister les courants qui se produisent en lui.

a. Dans l'expérience de 465 *d*, dans laquelle une plaque métallique ou une feuille d'étain était intercalée entre l'émetteur et le récepteur, le champ électrique dans la plaque et par suite aussi le champ de courant s'établissaient horizontalement, l'axe de l'oscillateur étant horizontal. Si l'on divise la plaque par de minces coupures horizontales (*fig. 785*), cela ne doit pas changer le courant et l'action de la

Fig. 785.



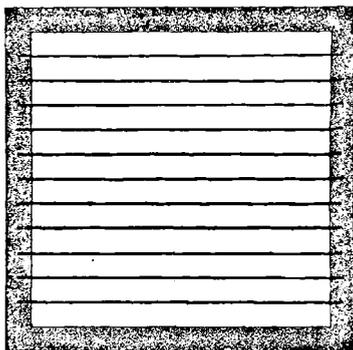
plaque doit être la même. C'est ce qu'établit l'expérience; ces bandes de métal agissent comme un écran continu.

Mais cela ne se produit que si les divisions ont le même sens que l'intensité du champ électrique; si l'on dispose les bandes métalliques verticalement, les ondes ne sont presque plus interceptées. En effet, les bandes sont perpendiculaires aux lignes de courant; l'action du courant est donc tout autre et bien moindre que dans le cas des bandes horizontales.

b. Les bandes métalliques, en papier d'étain par exemple, ont aussi la propriété de réfléchir les ondes électromagnétiques; on le vérifie aisément avec le dispositif de 465 *a.* Mais, également dans ce cas, le phénomène ne se produit que si les bandes sont parallèles à la direction de l'intensité du champ électrique.

c. On peut facilement transformer par la pensée ces bandes métalliques en un gril formé de fils (*fig.* 786). Il est à prévoir que l'action

Fig. 786.



de ce gril sera qualitativement la même que celle des bandes métalliques, quoiqu'un peu plus faible. Ce gril n'aura d'action que tant que ses fils seront parallèles à la direction de l'intensité du champ électrique.

Toutes ces propositions se vérifient avec les dispositifs des figures 781 et 782.

469. **Polarisation.** — L'onde qu'émet l'oscillateur de la figure 779 est rectilignement polarisée dans le voisinage du plan équatorial (457); son intensité de champ électrique a une direction horizontale, puisque l'axe de l'oscillateur est horizontal. Le récepteur de la figure 780, surtout quand le cohéreur est prolongé par des fils rectilignes, doit réagir d'une manière particulièrement énergique, puisque l'intensité du champ électrique a la même direction que l'axe du cohéreur (401 *b.*), comme on le constate sur la figure 780.

a. Pour le prouver, il suffit de modifier la position de l'émetteur (position relative de la figure 782), de sorte que l'axe de l'oscillateur soit vertical et par suite aussi la direction de l'intensité du champ électrique. Aussitôt le récepteur cesse de fonctionner, même quand on réduit beaucoup la distance qui le sépare de l'émetteur.

b. Si maintenant, les axes étant toujours rectangulaires, l'axe de l'oscillateur vertical et l'axe du cohéreur horizontal, on interpose un gril métallique, rien ne change tant que les fils du gril sont horizontaux ou verticaux. Dans le premier cas le gril ne doit pas avoir d'action d'après 468, dans le second cas il réfléchit les ondes. Dans chacun de ces deux cas, le récepteur ne reçoit pas d'onde dont l'intensité du champ électrique ait une composante horizontale.

Mais les relations sont tout autres si les fils du gril font un angle de 45° avec l'horizontale. Dans ce cas le récepteur est actionné, et la raison en est la suivante. On peut décomposer l'onde de l'émetteur en deux ondes (437 *a*); l'intensité du champ électrique de l'une de ces ondes a la direction des fils du gril, l'intensité du champ électrique de l'autre onde est normale à ces fils. La première onde est réfléchie par le gril et ne parvient pas au récepteur, la plus grande partie de la deuxième onde traverse le gril. Elle parvient au récepteur et, comme son intensité de champ électrique a une composante dans la direction de l'axe du cohéreur, ce dernier doit être actionné s'il est à une distance convenable de l'émetteur.

c. Un gril disposé de cette façon peut par suite être considéré comme un polarisateur; toutes les ondes qui l'ont traversé sont rectilignement polarisées, car la composante de l'onde, dont l'intensité du champ électrique est perpendiculaire aux fils du gril, est seule à traverser.

IV. — LES ONDES LUMINEUSES CONSIDÉRÉES COMME ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

On a déjà pu remarquer, dans le paragraphe précédent, que les ondes lumineuses présentaient de notables analogies avec les ondes électromagnétiques. Il est donc intéressant de savoir si les ondes lumineuses peuvent être réellement considérées comme des ondes électromagnétiques de très haute fréquence (*). C'est ce qu'on va examiner, mais seulement au point de vue des expériences et des propriétés étudiées plus haut.

470. Nature des oscillations. Plan de polarisation. — *a.* Ce qu'on appelle rayon lumineux, en optique, est en réalité la direction dans laquelle se propage l'énergie de l'onde lumineuse. Elle correspond à

(*) Voir la Table XIV pour les rapports des longueurs d'onde et des fréquences des ondes lumineuses et des oscillations électriques.

la direction du flux d'énergie (rayonnement) des ondes électromagnétiques. Les ondes lumineuses sont transversales, les oscillations s'effectuent normalement à la direction du rayon lumineux. Il en est de même, d'après 453, pour les ondes électromagnétiques, en ce sens que les intensités des champs alternatifs électrique et magnétique sont perpendiculaires à la direction du rayonnement.

b. Les propriétés optiques servent à définir un plan de polarisation dans une onde lumineuse rectilignement polarisée. C'est une vieille question de controverse bien connue, que celle de savoir si l'oscillation lumineuse se produit dans ce plan de polarisation ou normalement à lui. Si l'on considère les ondes lumineuses comme des ondes électromagnétiques, la question posée sous cette forme n'a plus de sens.

Dans une onde électromagnétique, il n'y a pas à proprement parler un plan unique d'oscillation, mais bien deux plans d'oscillation perpendiculaires entre eux, celui de l'intensité du champ électrique et celui de l'intensité du champ magnétique.

Mais, à la place de cette question, les suivantes se posent :

1° Est-ce que l'un de ces plans d'oscillation est identique au plan de polarisation optique, et est-ce le plan de l'intensité du champ électrique ou celui de l'intensité du champ magnétique?

2° Quelle est celle de ces oscillations qui agit dans une action lumineuse, action de la lumière sur une plaque photographique par exemple? est-ce l'oscillation électrique, l'oscillation magnétique, ou bien les deux oscillations?

Ces questions seront résolues plus loin.

471. Vitesse de propagation. — *a.* On a obtenu les résultats suivants dans l'air :

1° On a trouvé, expérimentalement, que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils était d'environ $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec (385 *a*). Par ailleurs, on a établi expérimentalement que cette vitesse de propagation dans l'air libre ne différerait pas de celle le long des fils (358).

2° La théorie donne pour vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'air, ou plus exactement dans le vide, l'expression $\omega_0 = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$. La valeur de $\frac{v}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ peut être déterminée par des mesures qui n'ont rien de commun avec les ondes électromagnétiques (voir 214) (mesures absolues de v); on l'a trouvée très voisine de $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec (*).

(*) La moyenne de 12 déterminations de différents observateurs, par des méthodes différentes, a été de $2,951 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

3° Par ailleurs, la vitesse des ondes lumineuses dans l'air, déterminée par les mesures optiques, est très voisine de $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec (*).

Les alinéas 1° et 2° confirment les résultats théoriques pour les ondes électromagnétiques, et l'alinéa 3° montre que leur vitesse de propagation est bien la même que celle des ondes lumineuses.

b. Dans les autres substances, la vitesse de propagation ω des ondes électromagnétiques est

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{\mu}{\mu_0}}}$$

et pour les corps ferromagnétiques

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}}$$

On vérifie l'exactitude de cette relation dans la plupart des gaz, principalement pour les ondes qui se propagent le long des fils.

Pour d'autres milieux, les recherches faites avec des ondes électromagnétiques rapides montrent des différences. Pour les ondes lumineuses, voir 472.

472. Réfraction dans les isolants. — *a.* Les relations géométriques, pour la réfraction des ondes électromagnétiques dans les isolants (460), sont exactement les mêmes qu'en optique (loi de Snellius), c'est-à-dire que le rayon incident, le rayon réfracté et la normale au point d'incidence sont dans un même plan. On a de plus la relation entre les angles d'incidence et de réfraction,

$$(1) \quad \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = n_{12},$$

dans laquelle n_{12} est une constante des deux milieux, appelée indice de réfraction du second milieu si le premier est l'air ou le vide.

b. La théorie électromagnétique donne pour cet indice de réfraction

$$(2) \quad n = \frac{\omega_0}{\omega} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}}$$

$\omega = \frac{v}{\sqrt{\epsilon \mu}}$ étant la vitesse de propagation dans le milieu, ou pour une

(*) La moyenne de 8 observations récentes a été de $2,997 \cdot 10^{10}$ cm/sec (369).

substance non ferromagnétique

$$(2 a) \quad n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}.$$

D'après cette relation, l'indice de réfraction est :

1° Indépendant de la fréquence, c'est-à-dire, pour les ondes optiques, de la couleur; •

2° Déterminé par la constante diélectrique et la perméabilité de la substance, ou, si cette substance n'est pas ferromagnétique, uniquement par la constante diélectrique.

Il est très important de savoir jusqu'à quel point ces relations, reconnues exactes pour les ondes électromagnétiques, sont vérifiées pour les ondes lumineuses. Si en effet la matière se comporte pour les oscillations lumineuses comme pour les oscillations électromagnétiques, on sera autorisé à conclure que les ondes lumineuses sont effectivement créées par une force électromagnétique.

Si l'on considère des corps particulièrement simples, gaz de constitution moléculaire simple, l'expérience montre que :

1° L'indice de réfraction est à peu près indépendant de la fréquence, c'est-à-dire de la couleur;

2° La valeur de l'indice de réfraction, calculée au moyen de la constante diélectrique, cadre assez bien avec celle obtenue directement par les observations optiques.

Le Tableau I le montre immédiatement, d'après les mesures de Boltzmann et Klemencic.

TABLEAU I (370).

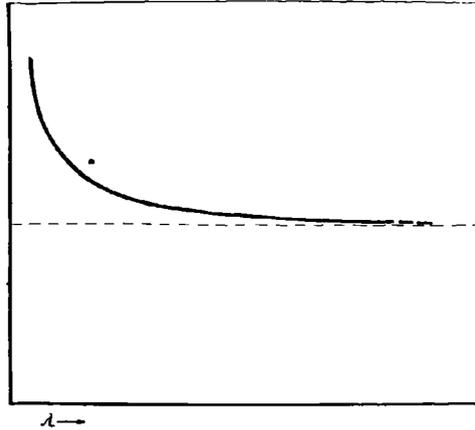
	$\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$		n.
	d'après Boltzmann.	d'après Klemencic.	
Air	1,000 295	1,000 293	1,000 293
Hydrogène	1,000 132	1,000 132	1,000 139
Acide carbonique	1,000 473	1,000 492	1,000 454
Oxyde de carbone	1,000 345	1,000 347	1,000 335
Protoxyde d'azote	1,000 497	1,000 579	1,000 516
Éthylène	1,000 656	1,000 729	1,000 720
Méthane	1,000 172	1,000 176	1,000 442

Les relations pour les corps liquides et solides sont complètement différentes. Cela tient à ce que, dans ces cas :

1° L'indice de réfraction optique n'est pas du tout indépendant de

la fréquence (phénomène de la dispersion). Si l'on porte les fréquences en abscisses et les indices de réfraction correspondants en ordonnées, on obtient une courbe dans le genre de celle de la figure 787

Fig. 787.



qui, pour les grandes longueurs d'onde (au sens optique), tend vers une certaine valeur qu'on désigne par n_{∞} .

2° La question ne peut donc être que de savoir si, dans les circonstances étudiées, cette valeur n_{∞} coïncide pour un corps donné avec sa valeur calculée par la constante diélectrique.

TABLEAU II.

	$\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$	n_{∞}
Soufre.....	1,96	2,04
Colophane.....	1,59	1,54
Paraffine.....	1,52	1,54
Essence de pétrole.....	1,38	1,38
Pétrole lampant.....	1,44	1,44
Ozokérite.....	1,46	1,44
Térébenthine.....	1,49	1,46

Ce Tableau II montre que la proposition est vérifiée dans beaucoup de cas; mais il est d'autres cas, pour lesquels la valeur de l'indice de réfraction, calculé par la constante diélectrique, est complètement différente de la valeur obtenue pour n_{∞} par les observations optiques.

TABLEAU III.

	$\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$	n_{∞}
Eau.....	9	1,33
Alcool méthylique.....	5,7	1,34
Alcool éthylique.....	5,0	1,36
Huile d'olive.....	1,77	1,46
Verre.....	2,6-3,1	1,5-1,6

On ne trouve pas toutefois dans cette vérification insuffisante une preuve décisive pour rejeter l'hypothèse que la lumière puisse être considérée comme une onde électromagnétique. La coïncidence, entre l'indice de réfraction optique et celui calculé par les constantes électromagnétiques, a été observée un si grand nombre de fois, que cela exclut l'idée du hasard et laisse à peine la possibilité d'une autre explication. En outre, la plupart des corps, pour lesquels cette vérification ne se fait pas, présentent déjà pour des fréquences électromagnétiques différentes des constantes diélectriques qui dépendent de cette fréquence (259 c). Par exemple l'alcool, qui pour les champs stationnaires ou à faible fréquence présente une constante diélectrique de $\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 25$, a une constante diélectrique de 6,6 pour une fréquence de $3 \cdot 10^7$ /sec. Il en est de même pour les diverses sortes de verre. On peut donc croire que pour les fréquences beaucoup plus élevées des oscillations lumineuses ces différences seront encore plus fortes, mais que, si l'on pouvait mesurer ces valeurs de la constante diélectrique pour des oscillations électromagnétiques d'une fréquence s'approchant de celle des oscillations lumineuses, on obtiendrait des valeurs qui coïncideraient avec l'indice de réfraction optique. Cela donnerait une confirmation de l'hypothèse électromagnétique des oscillations lumineuses.

c. Les relations, qui s'appliquent au rapport des amplitudes de l'onde réfractée et de l'onde incidente, sont analogues à celles qui déterminent la direction de l'onde réfractée. Si l'on considère des oscillations lumineuses d'une fréquence déterminée, les formules de la théorie électromagnétique sont identiques à celles qui sont données en optique pour les ondes lumineuses. Mais les valeurs, que donne la théorie électromagnétique pour les constantes dans ces formules (constantes diélectriques), ne sont pas identiques à celles données par l'optique. Si donc on veut appliquer les formules électromagnétiques à l'optique, il faut y remplacer l'indice de réfraction tiré des mesures électriques par sa valeur tirée des mesures optiques.

473. Réflexion sur les isolants. — *a.* Les relations géométriques, données à 459 pour la réflexion des ondes électromagnétiques, sont tout à fait identiques aux relations correspondantes de l'optique.

b. Pour l'amplitude de l'onde réfléchie, les formules obtenues pour les ondes électromagnétiques coïncident bien avec les formules de Fresnel pour l'optique. Seulement, quand on trouve dans les formules électromagnétiques le rapport des constantes diélectriques, il faut le remplacer par la valeur de l'indice de réfraction (*) calculé optiquement, pour que ces formules soient exactes en optique.

c. On n'obtient pas d'onde réfléchie, quand l'angle d'incidence est égal à l'angle de polarisation défini par l'égalité (1) de 461; c'est une loi d'optique connue. Pour les ondes électromagnétiques, la condition nécessaire est que l'intensité du champ électrique soit dans le plan d'incidence et que l'intensité du champ magnétique soit normale à ce plan. Pour les ondes optiques, la condition nécessaire, pour que l'onde réfléchie disparaisse, est que le plan de polarisation de l'onde incidente soit normal au plan d'incidence. Donc, si l'on assimile les ondes lumineuses aux ondes électromagnétiques, il résulte que le plan de polarisation optique coïncide avec le plan de l'intensité du champ magnétique.

474. Réflexion sur les métaux. — *a.* Une onde rectilignement polarisée donne en général naissance à une onde réfléchie elliptiquement polarisée; c'est également une expérience d'optique connue.

b. Pour l'incidence normale, on a donné à 462 *b* une relation pour le rayonnement de l'onde réfléchie qui, indépendamment de la fréquence de l'oscillation, contenait seulement la conductibilité du métal comme facteur variable. Cette relation a été vérifiée par E. Hagen et H. Rubens (371) pour les métaux les plus divers, avec les rayons infrarouges, jusqu'à une fréquence de $1,5 \cdot 10^{14}$ /sec ($\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$ mm). La concordance, entre les valeurs observées et les valeurs calculées par l'égalité (2) de 462, était encore satisfaisante pour ces oscillations si rapides; elle était encore meilleure pour une fréquence de $2,5 \cdot 10^{13}$ /sec ($\lambda = 25,5 \cdot 10^{-3}$ mm). Donc, même pour des oscillations aussi rapides, le pouvoir réflecteur d'un métal ne dépend que de cette même conductibilité que présente le métal pour le courant continu ou alter-

(*) En soi l'indice de réfraction n'a rien à voir avec la réflexion. Pour la réflexion on considère le rapport $\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} : \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}$, tandis que l'indice de réfraction est le rapport $\sqrt{\epsilon_1 \mu_1} : \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$. Mais les deux rapports ont la même valeur $\sqrt{\epsilon_1} : \sqrt{\epsilon_2}$ dans le cas des corps non ferromagnétiques.

natif. Ces observations confirment la théorie de Maxwell et l'assimilation des ondes lumineuses et électromagnétiques, dans une mesure à peine croyable d'après ce qui précédait.

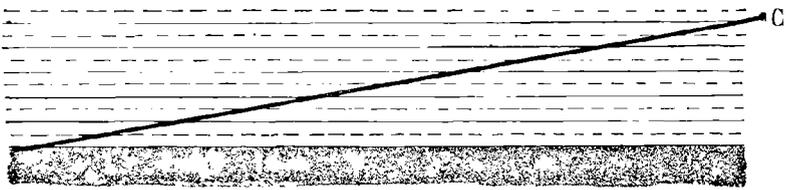
On peut encore remarquer, à propos de ces expériences, que les métaux ferromagnétiques comme le fer et le nickel se comportaient exactement comme si leur perméabilité était égale à celle de l'air. Cela est naturel. Déjà, pour des ondes électromagnétiques relativement lentes, la perméabilité du fer n'atteignait plus qu'une faible fraction de la valeur qu'elle avait pour le courant continu (268 *b*).

c. Ces expériences sont encore très importantes pour la raison suivante. La relation [462, égalité (1) ou (2)], vérifiée par ces expériences, n'était établie que sous la condition que $\pi n \varepsilon$ fût petit par rapport à σ pour les métaux. La vérification de cette relation pour les métaux les plus divers indique donc que pour les métaux, avec une fréquence de $2,5 \cdot 10^{13}$ /sec, $\pi n \varepsilon$ est encore petit par rapport à σ (363).

475. Ondes stationnaires. — Quand des ondes lumineuses sont réfléchies sur une surface métallique, on doit obtenir des ondes lumineuses stationnaires. O. Wiener (372) l'a vérifié expérimentalement; il a produit des ondes lumineuses stationnaires et les a décelées par la photographie.

a. Le schéma d'une expérience était le suivant. Les rayons lumineux tombaient normalement sur une plaque métallique (coupe teintée sur la figure 788) et étaient réfléchies par cette plaque, de manière à

Fig. 788.



former au-dessus d'elle des ondes stationnaires. Les lignes continues représenteraient à peu près les nœuds d'intensité du champ électrique et par suite les ventres d'intensité du champ magnétique, les lignes pointillées les ventres d'intensité du champ électrique. La distance entre deux nœuds consécutifs est d'une demi-longueur d'onde. Wiener introduisait dans cette onde stationnaire une feuille très mince de collodion C, sensibilisée par un sel d'argent et faisant un petit angle avec la plaque de métal.

Il est à remarquer que, si une seule des deux ondes magnétique ou électrique agit chimiquement, on recevra sur le collodion une impression de bandes alternativement claires et sombres, mais que si les deux ondes agissent, comme elles ont leurs nœuds et leurs ventres en coïncidence, il n'y aura aucune bande sur le collodion (*).

Wiener a obtenu des bandes sur le collodion; elles sont visibles à l'œil nu, à cause de la grande obliquité de la feuille sensible. Cette expérience prouve d'abord qu'il existe des ondes stationnaires, et ensuite qu'une seule des deux oscillations électrique ou magnétique a eu une action chimique.

b. Pour savoir laquelle des deux oscillations est active, Wiener faisait arriver la lumière sur la plaque métallique sous l'incidence de 45°. Si la lumière était polarisée dans le plan d'incidence, c'est-à-dire, d'après 473 *c*, si la direction de l'intensité du champ magnétique était parallèle au plan d'incidence, il obtenait encore des bandes. Il n'en obtenait pas, au contraire, si le plan de polarisation était normal au plan d'incidence, c'est-à-dire si l'intensité du champ électrique était parallèle au plan d'incidence. Comme l'intensité du champ électrique produit une onde stationnaire dans le premier cas, mais n'en produit pas dans le second (463 *b*), il résulte que l'action chimique de la lumière est uniquement déterminée par l'oscillation électrique.

476. Gril métallique. — Il est à prévoir, d'après 468, que les grils métalliques réfléchiront bien la lumière rectilignement polarisée, surtout quand la direction de l'intensité du champ électrique aura la même direction que les barreaux du gril, c'est-à-dire, d'après 473 *c*, quand son plan de polarisation sera normal à la direction des barreaux du gril. Quand au contraire l'intensité du champ électrique sera normale aux barreaux du gril, celui-ci se laissera bien traverser. Si donc on fait agir la lumière non polarisée sur un tel gril métallique, dans la lumière réfléchiée prédominera celle dont l'intensité du champ électrique est parallèle aux barreaux, dans la lumière qui traverse le gril prédominera celle dont l'intensité du champ électrique est perpendiculaire aux barreaux.

La preuve, que les grils ont réellement cette propriété, non seulement pour les ondes obtenues électriquement, mais aussi pour celles obtenues par une source lumineuse ou calorifique, est difficile à faire, étant donné le faible écartement des barreaux qui est nécessaire. Cet

(*) On pourrait obtenir des bandes peu nettes dans le cas où les deux oscillations seraient inégalement actives.

écartement doit être petit par rapport à la longueur d'onde, si l'on veut avoir une expérience analogue à celle de 468. Les recherches dans ce sens ont été dirigées par H. Rubens et F. Nichols (³⁷³), puis, d'une autre manière, par F. Braun (³⁷⁴).

a. Rubens et Nichols tournaient la difficulté en prenant des rayons infra-rouges de très grande longueur d'onde (environ $0^{\text{mm}},024$), tels que le rayon extrême du fluor. Cela permettait l'emploi d'un gril obtenu mécaniquement, en traçant sur du verre argenté des traits avec la machine à diviser. La largeur d'un trait et d'une bande de gril était de $0^{\text{mm}},005$. Le phénomène pouvait être observé sur la lumière réfléchie, et cela confirmait les hypothèses.

b. F. Braun utilisait des rayons lumineux visibles, mais il se servait de grils très fins, obtenus en réduisant en poussière des fils métalliques minces, situés entre deux plaques de verre, par la décharge d'une batterie de Leyde très forte. Le gril obtenu est extrêmement fin. On peut encore en faire d'autres avec des sections de fibres de bois imbibées de sels métalliques. Les phénomènes observés vérifient les propositions de la théorie.

477. Récapitulation. — *a.* L'intuition, que les oscillations lumineuses étaient identiques aux oscillations électromagnétiques, est venue à Maxwell (³⁷⁵) à la suite de ses recherches théoriques sur ces dernières; on ne connaissait pas encore à cette époque le moyen de produire de rapides oscillations électromagnétiques. Hertz, ayant réussi à produire expérimentalement des oscillations électromagnétiques rapides, a pu prouver qu'elles jouissaient, au moins qualitativement, des mêmes propriétés que les ondes lumineuses. On a pu depuis répéter avec les ondes lumineuses les expériences faites d'abord en électromagnétisme, et par ailleurs reproduire avec les ondes électromagnétiques les phénomènes de double réfraction, d'interférence et de diffraction, etc.

b. On se rend compte que la théorie de Maxwell n'est plus valable pour des oscillations rapides (³⁷⁶), puisqu'elle suppose les corps homogènes; or ils sont composés de molécules séparées les unes des autres et, dès que les distances et les dimensions moléculaires ne sont plus négligeables par rapport aux longueurs d'ondes, sa théorie doit être en défaut. En présence d'ondes semblables, les corps ne peuvent plus en aucun cas être considérés comme homogènes. On peut se demander si cela ne se produit pas déjà pour les ondes lumineuses visibles.

Il faut considérer encore un autre point de vue. Tout corps est susceptible d'émettre dans certaines conditions des ondes lumineuses. On peut donner une explication électromagnétique de ce fait, en suppo-

sant que ce corps contient des oscillateurs électromagnétiques d'une espèce quelconque, qui peuvent émettre de telles ondes. Il faut donc penser à la présence de ces oscillateurs, avant d'appliquer à ces corps les relations de Maxwell.

c. La théorie de Maxwell, sur ces nouvelles bases ⁽³⁷⁷⁾, a permis d'écartier bien des objections que la théorie primitive ne pouvait résoudre. Elle a conduit à des résultats (effet de Zeeman, par exemple) qui ont considérablement affermi la conception électromagnétique de la lumière.

NOTES:

(165) H. HERTZ, *Œuvres complètes*, t. 2, p. 32, 87, 102, 115 et suiv.

(166) Si l'on a deux oscillations de la forme

$$\begin{aligned} i_1 &= i_{10} e^{-\delta_1 t} \sin \nu_1 t, \\ i_2 &= i_{20} e^{-\delta_2 t} \sin \nu_2 t, \end{aligned}$$

l'effet calorifique dans un fil de résistance effective w (en supposant qu'on puisse parler d'une même résistance effective pour les deux oscillations) sera, avec b décharges par seconde,

$$\begin{aligned} &= bw \left\{ \int_0^\infty i_1^2 dt + \int_0^\infty i_2^2 dt \right. \\ &\quad \left. + (\delta_1 + \delta_2) \left[\frac{1}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + (\nu_1 - \nu_2)^2} - \frac{1}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + (\nu_1 + \nu_2)^2} \right] i_{10} i_{20} \right\}. \end{aligned}$$

Si δ_1 et δ_2 sont petits vis-à-vis de ν_1 et ν_2 , on a approximativement

$$bw \left[\frac{i_{10}^2}{4\delta_1} + \frac{i_{20}^2}{4\delta_2} + \frac{\delta_1 + \delta_2}{(\nu_1^2 - \nu_2^2)^2} 4\nu_1 \nu_2 i_{10} i_{20} \right].$$

Si en outre $\nu_1 - \nu_2$ est au moins du même ordre de grandeur que le plus petit de ν_1 ou ν_2 , le troisième terme disparaît devant les deux premiers.

(167) P. DRUDE (111), p. 334.

(168) F. KIEBITZ, *Ann. Phys.*, t. 5, 1901, p. 872.

(169) Il ressort d'une simple remarque que celles-ci seulement puissent figurer. L'intensité du champ électrique E_x , à la distance x du milieu de l'oscillateur linéaire de longueur l , peut, pendant l'oscillation la plus générale (oscillation fondamentale et toutes les oscillations supérieures réunies), être exprimée par une série de Fourier de la forme

$$(1) \quad E_x = \sum \left\{ A_m \sin \left[(2m+1) \frac{\pi x}{l} \right] \sin [(2m+1)\pi nt - \varphi_m] \right. \\ \left. + B_m \cos \left[2m \frac{\pi x}{l} \right] \sin [2m\pi nt - \psi_m] \right\} (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Les constantes A , B , φ , ψ se déterminent par les conditions initiales, où,

pour $t = 0$,

$$(1) \quad \frac{dE}{dt} = 0,$$

$$(2) \quad E_x = -E_{-x},$$

à cause de la symétrie du champ créé par la charge.

Si l'on calcule de la manière connue les coefficients de la série de Fourier, ils donnent tous $B = 0$. Toutes les oscillations supérieures impaires disparaissent donc.

Mais cela n'est exact qu'autant que l'égalité (1) représente réellement l'oscillation sur le fil. Il n'est nullement affirmé que, pendant l'oscillation, les oscillations supérieures impaires n'existent pas, par exemple par réflexion partielle de l'onde à l'éclateur, qui constitue toujours un point hétérogène de l'oscillateur ⁽²⁶⁸⁾.

⁽¹⁷⁰⁾ Cela ressort de la formule de Neumann ⁽²⁹⁾ et ⁽³¹⁾, pour le cas où le courant est concentré sur une mince couche superficielle. D'après O. Heaviside (*Electrical Papers*, Londres, 1892, t. II, p. 502), on aurait pu tirer de p en unités C. G. S. la valeur de $l \frac{\mu}{\mu_0}$ (μ étant la perméabilité du milieu dans lequel se trouve l'oscillateur), pour la porter dans le calcul de l'action magnétique du champ électrique. La formule très usitée $p = 2l \log \text{nép} \frac{l}{R}$ C.G.S. est à peu près identique à celle donnée, puisque $\log \text{nép} \frac{2l}{R} - 1 = \log \text{nép} \frac{l}{R} - 0,3$ approximativement.

⁽¹⁷¹⁾ HERTZ ⁽¹⁸⁵⁾, p. 122 et note ⁽¹⁶⁾ à la fin de son Livre.

⁽¹⁷²⁾ HERTZ ⁽¹⁶⁵⁾, p. 117 et note ⁽¹⁶⁾ à la fin de son Livre.

⁽¹⁷³⁾ Pour le cas où le conducteur à l'extrémité du fil est relativement petit, on tire de KIRCHHOFF, *Traité complet*, p. 131, 154, 182, ou de J.-J. THOMSON ⁽⁷¹⁾, p. 340,

$$\frac{\pi l}{\lambda} \text{tang} \frac{\pi l}{\lambda} = \frac{\left(\frac{l}{2}\right)^2 9 \cdot 10^{20}}{p \left(\frac{c}{2}\right)};$$

l est la longueur totale du fil en centimètres, c la capacité d'un conducteur (supposé isolé) à l'extrémité du fil en unités C.G.S., λ la longueur d'onde de l'oscillation en centimètres.

⁽¹⁷⁴⁾ J.-A. Pollock (*Journ. Roy. Soc. N.-S. Wales*, t. 37, 1903, p. 198) a trouvé que la longueur d'onde de l'oscillation fondamentale d'un fil rectiligne est environ 2,3 à 2,45 fois sa longueur (diamètre du fil 3^{mm}, 3; longueur entre 760^{cm} et 1200^{cm}). Il est probable, à cause de la grande longueur du fil, que les parois de la chambre et les conducteurs qui s'y trouvaient ont fortement influencé la fréquence.

⁽¹⁷⁵⁾ M. ABRAHAM, *Wied Ann.*, t. 66, 1898, p. 435 et suiv.

⁽¹⁷⁶⁾ HERTZ ⁽¹⁶⁵⁾, p. 184 et suiv.

(177) P. DRUDE (167), p. 331. Les oscillations des oscillateurs linéaires presque fermés ont été étudiées théoriquement par H.-M. Macdonald (*Electric Waves, Adams Prize Essay*, Cambridge, 1902).

(178) M. ABRAHAM, *Ann. Phys.*, t. 2, 1900, p. 32.

(179) Voir F. BRAUN, *Ann. Phys.*, t. 8, 1902, p. 209. E. Kleinschmidt (*Diss., Strassbourg*, 1904) a prouvé expérimentalement que cette formule fournissait des résultats pratiquement utilisables.

(180) Dans P. DRUDE (167), p. 293 et suiv., on trouve un travail systématique, mi-théorique, mi-expérimental, sur les oscillations propres des bobines, dans lequel est discutée l'influence possible de tous les facteurs; de même dans J.-A. FLEMING, *Phil. Mag.*, t. 8, 1904, p. 417.

(181) Voir M. ABRAHAM (178), p. 441.

(182) G.-H. HULL, *Physical Review*, t. 5, 1897, p. 231.

(183) A. LAMPA, *Wien. Ber.*, t. 104, 1895, (2 a), p. 1179; t. 105, 1896 (2 a), p. 1049.

(184) P. LEBEDEV, *Wied. Ann.*, t. 56, 1895, p. 1.

(185) A. RIGHI, *Die Optik der elektrischen Schwingungen*. Leipzig, 1898.

(186) O.-J. LODGE, *Nature*, t. 41, 1890, p. 462.

(187) J.-C. BOSE, *Proc. Roy. Soc.*, t. 60, 1896, p. 167.

(188) On arrive ainsi à cette formule :

1° Sur chaque élément de fil, le courant peut être considéré comme quasi stationnaire et ainsi l'effet calorifique dans un élément de longueur dx est égal à $w_1 dx i_{20}^2$, la résistance effective de l'unité de longueur du fil étant représentée par w_1 , et i étant le courant au point x .

2° On utilise le résultat d'Abraham (189); on peut prendre pour coefficient de self-induction du fil μ l'expression de la Table VIII c, 2°. Ce coefficient de self-induction peut être interprété, de sorte que l'énergie W_m du champ magnétique s'exprime, tant qu'il est important pour les oscillations dans le fil, par

$$W_m = \frac{1}{2} \mu (i^2),$$

dans laquelle

$$(i^2) = \frac{1}{l} \int_0^l i^2 dx = \bar{i}^2$$

est la valeur moyenne de i^2 sur le fil et \bar{i} le courant au ventre de courant.

(189) Voir M. ABRAHAM, *Physik. Zeitschr.*, t. 2, 1900-1901, p. 231. Il utilise la formule reposant sur les calculs de A. Sommerfeld (254)

$$\nu_j = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2}{\mu_0} \frac{\mu}{\sigma} l} \quad (10^{-7}),$$

où σ est la conductibilité en unités C. G. S. et μ la perméabilité du fil.

(190) V. BIERKNES, *Wied. Ann.*, t. 47, 1892, p. 69; t. 48, 1893, p. 592; t. 53, 1895, p. 121.

(¹⁹¹) S. LAGERGREEN, *Wied. Ann.*, t. 64, 1898, p. 290, et *Ueber elektrische Energieausstrahlung*, Stockholm, 1902.

(¹⁹²) V. BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. 44, 1891, p. 74 et 513. La valeur $\nu = 0,22$ correspond au rapport d'amplitudes 0,8 donné par Bjerknes, p. 524.

(^{192a}) M. PLANCK, *Wied. Ann.*, t. 60, 1897, p. 575, et *Rapport de la session de l'Académie de Berlin*, 20 février 1896. On arrive, pour le décrétement par rayonnement d'un oscillateur de Hertz, à la formule

$$\nu_{\Sigma} = \frac{8\pi^4 l^2 c}{3\lambda^3} 9 \cdot 10^{20},$$

l étant la longueur de l'oscillateur, c la capacité d'un des corps conducteurs aux extrémités du fil en unités C. G. S., λ la longueur d'onde de l'oscillation. A la dérivation, on suppose λ grand par rapport à l .

(¹⁹³) L'équation pour les oscillations propres d'un circuit à condensateur (¹⁰⁸)

$$i + ac \frac{di}{dt} + pc \frac{d^2 i}{dt^2} = 0$$

peut s'écrire

$$(1) \quad \frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + (\nu^2 + \delta^2)i = 0.$$

Cette équation est valable pour un oscillateur électromagnétique quelconque, dont la fréquence est $\frac{\nu}{\pi}$ et dont l'amplitude décroît proportionnellement à $e^{-\delta t}$.

Si une force extérieure électromagnétique quelconque \mathcal{E}_a agit sur l'oscillateur, l'égalité (1) devient

$$(2) \quad \frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + (\nu^2 + \delta^2)i = \mathcal{E}_a.$$

La solution complète de cette équation différentielle est de la forme

$$i = i_1 + i_2,$$

dans laquelle i_1 satisfait à l'égalité (2), pendant que i_2 annule le premier membre de l'égalité (2). i_2 représente donc les oscillations propres du système, dont l'amplitude est déterminée par les conditions initiales.

(¹⁹⁴) L'équation différentielle de Ψ est (⁹³)

$$\Psi + ac \frac{d\Psi}{dt} + pc \frac{d^2 \Psi}{dt^2} = \mathcal{E}_a,$$

\mathcal{E}_a étant compté positivement dans la même direction que Ψ , ou

$$\frac{d^2 \Psi}{dt^2} + 2\delta \frac{d\Psi}{dt} + (\nu^2 + \delta^2)\Psi = \frac{\mathcal{E}_a}{pc}.$$

Cette équation s'intègre totalement, pour le cas $\mathcal{E}_a = \mathcal{E}_a \sin(\nu_1 t - \alpha)$ et les

conditions limites

$$\left. \begin{array}{l} \Psi = 0 \\ \frac{d\Psi}{dt} = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } t = 0.$$

La solution est de la forme

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$$

avec

$$\Psi_1 = \Psi_{10} \sin(\nu_1 t - \alpha - \varphi_1)$$

oscillation forcée,

$$\Psi_2 = \Psi_{20} e^{-\delta t} \sin(\nu_2 t - \alpha - \varphi_2)$$

oscillation propre.

Le calcul montre que, quelle que soit la valeur de α , on a pour l'oscillation forcée

$$\Psi_{10} = \frac{\mathcal{E}_{\alpha_0}}{pc \sqrt{(\nu_1^2 - \nu_2^2 - \delta^2)^2 + (2\nu_1 \delta)^2}} \quad \text{et} \quad \tan \varphi_1 = \frac{2\nu_1 \delta}{\nu_2^2 - \nu_1^2 + \delta^2}.$$

On constate facilement l'identité de cette équation avec celle de (93). Ψ_{20} et φ_2 varieront suivant la valeur de α .

$$1^\circ \quad \alpha = 0^\circ, \quad \mathcal{E}_\alpha = \mathcal{E}_{\alpha_0} \sin \nu_1 t,$$

$$\frac{\Psi_{20}}{\Psi_{10}} = \frac{\nu_1}{\nu_2}, \quad \tan \varphi_2 = \frac{2\nu_2 \delta}{\nu_2^2 - \nu_1^2 - \delta^2};$$

$$2^\circ \quad \alpha = 90^\circ, \quad \mathcal{E}_\alpha = \mathcal{E}_{\alpha_0} \cos \nu_1 t,$$

$$\frac{\Psi_{20}}{\Psi_{10}} = \frac{\sqrt{\nu_2^2 + \delta^2}}{\nu_2}, \quad \tan \varphi_2 = \frac{\delta}{\nu_2} \frac{\nu_2^2 + \nu_1^2 + \delta^2}{\nu_2^2 + \nu_1^2 - \delta^2}.$$

Pour le cas où α a une valeur quelconque, voir V. BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. 53, 1895, p. 121.

(195) Comme ici éventuellement n_1 est presque égal à n_2 , on ne peut supprimer de prime abord δ^2 dans l'expression (1) de 310

$$[(\pi n_1)^2 - (\pi n_2)^2 - \delta^2].$$

On peut donc se demander si l'on ne doit pas partir de la relation complète (1) de 310, au lieu des relations (7) et (3) de 310. On le démontrerait facilement dans ce cas.

(196) Si l'on pose $\frac{i_0}{i_r} = y$, on a, d'après l'égalité (4) de 311, au voisinage du maximum,

$$y = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{b}{2\pi}\right)^2}}},$$

et le rayon de courbure

$$\rho = \frac{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2y}{dx^2}} = \left(\frac{R}{2\pi} \right)^2.$$

(197) Si la FEM \mathcal{E}_a est de la forme (voir 94)

$$\mathcal{E}_a = \mathcal{E}_{(1)} + \mathcal{E}_{(2)} + \mathcal{E}_{(3)} + \dots,$$

les oscillations forcées sont

$$i = i_{(1)} + i_{(2)} + i_{(3)} + \dots,$$

avec

$$i_{(m)} = i_{(m)0} \sin(m\nu t - \varphi_m);$$

$i_{(m)}$ est dans le même rapport avec $\mathcal{E}_{(m)}$ que dans la note (194) (ν_1 est remplacé par $m\nu$).

Pour l'effet du courant de l'oscillation, on a

$$\int_0^1 i^2 dt = \int_0^1 i_{(1)}^2 dt + \int_0^1 i_{(2)}^2 dt + \dots + 2 \int_0^1 i_{(1)} i_{(2)} dt + 2 \int_0^1 i_{(1)} i_{(3)} dt + \dots,$$

où les intégrales, avec les produits, sont nulles. L'action des oscillations séparées s'ajoute donc simplement dans le voltmètre ou dans le thermique.

(198) Voir M. J. PUPIN, *Amer. Journ. of Science* (3), t. 43, 1893, p. 325, et t. 48, 1894, p. 379.

(199) Voir M. WIEN (56).

(200) A proprement parler, il est impossible que la FEM soit très différente de zéro dans le premier moment où commence l'oscillation. Comme elle est nulle avant cet instant, il faudrait qu'elle s'établisse instantanément avec une vitesse infinie et par suite aussi le champ électrique induit. La contradiction vient de ce qu'au premier moment le courant n'est quasi stationnaire dans aucun circuit à condensateur, et par suite les équations précédentes ne s'appliquent pas à cet instant. La justification de ces équations, pour les circuits à condensateurs considérés jusqu'ici comme quasi stationnaires, vient de ce que le courant le devient en réalité dans un temps très court par rapport à la période de l'oscillation.

(201) L'équation différentielle pour Ψ est (194)

$$\frac{d^2\Psi}{dt^2} + 2\delta \frac{d\Psi}{dt} + (\nu_2^2 + \delta_2^2)\Psi = \frac{\mathcal{E}_a}{\mu_2 \epsilon_2} = \frac{\mathcal{E}_{a_0}}{\mu_2 \epsilon_2} e^{i(\nu_1 + i\delta_1)t}$$

avec les conditions limites

$$\left. \begin{array}{l} \Psi = 0 \\ \frac{d\Psi}{dt} = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } t = 0.$$

La solution est (voir BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. 44, 1891, p. 74)

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2,$$

dans laquelle

$$\Psi_1 = \frac{C_a}{p_2 c_2 \sqrt{[v_2^2 - v_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2]^2 + 4v_1^2(\delta_1 - \delta_2)^2}} e^{t\varphi_1} = \Psi_{10} e^{t[(v_1 + \delta_1)t + \varphi_1]},$$

$$\tan \varphi_1 = \frac{2v_1(\delta_1 - \delta_2)}{v_2^2 - v_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2}$$

et

$$\Psi_2 = \Psi_{20} e^{-\delta_2 t} \cos(v_2 t + \varphi_2);$$

Ψ_{20} et φ_2 se déterminent par Ψ_1 , les conditions limites et la valeur initiale de C_a .

Pour $C_a = C_{a_0} e^{-\delta_1 t} \cos v_1 t$ (cas 305 c, 1°) on a, comme le montre un calcul simple,

$$\frac{\Psi_{20}}{\Psi_{10}} = \frac{\sqrt{v_2^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2}}{v_2} = \text{approx. } 1,$$

et, comme

$$i_1 = -c_2 \frac{d\Psi_1}{dt}, \quad i_2 = -c_2 \frac{d\Psi_2}{dt},$$

$$\frac{i_{20}}{i_{10}} = \frac{\sqrt{v_2^2 + \delta_2^2}}{\sqrt{v_1^2 + \delta_1^2}} = \text{approx. } \frac{v_2}{v_1}.$$

(202) Voir V. BJERKNES (194), p. 132, égalité (8 a).

(203) Voir V. BJERKNES (194), p. 132, égalité (9 a).

(204) Comme dans le cas présent les amplitudes sont à peu près égales et que les phases diffèrent de 180°, on a approximativement

$$i = i_0 [e^{-\delta_1 t} \sin \pi n_1 t - e^{-\delta_2 t} \sin \pi n_2 t],$$

ce qui peut être mis sous la forme

$$i = i_0 A \sin \left[\frac{\pi(n_1 + n_2)t}{2} + \varphi \right]$$

avec

$$\tan \varphi = \tan \left[\frac{\pi(n_1 - n_2)t}{2} \right] \frac{e^{-\delta_1 t} + e^{-\delta_2 t}}{e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}},$$

$$A = \sqrt{\frac{e^{-2\delta_1 t} + e^{-2\delta_2 t} - 2e^{-(\delta_1 + \delta_2)t} \cos^2 \frac{\pi(n_1 - n_2)t}{2}}{2}}.$$

Si les amplitudes ne sont pas égales et si la différence de phase n'est pas de 180°, on a une relation semblable, mais plus compliquée.

(205) Cela se déduit de V. BJERKNES (194), p. 137 et 138. Dans 323, on sup-

pose δ_2 constant. Comme la résistance effective du système secondaire dépend de la fréquence, δ_2 change aussi avec celle-ci. Mais la discussion montre que dans la pratique la courbe de résonance n'est pas sensiblement modifiée par ce fait.

(206) D'après P. DRUDE, *Ann. Phys.*, t. 13, 1904, p. 528, égalité (70).

(207) On peut voir dans l'Ouvrage de V. BJERKNES (194), les modifications que subissent de ce fait les relations données. Voir aussi J. VON GEITLER, *Wied. Ann.*, t. 57, 1896, p. 428.

(208) Les propositions de α se vérifient facilement. On obtient en b , pour l'effet du courant, une formule relativement plus compliquée, dont il ne ressort rien de plus que ce qui a été dit.

(209) O. LODGE, *Nature*, t. 41, 1890, p. 368.

(210) P. DRUDE a proposé une autre méthode (*Ann. Phys.*, t. 9, 1902, p. 611).

(210a) Voir G. REMPP (122); P. DRUDE, *Ann. Phys.*, t. 5, 1904, p. 709. Les deux fils de liaison représentent un oscillateur linéaire en couplage magnétique et galvanique avec le circuit à condensateur. Pour relâcher le plus possible le couplage, il faut réduire cette partie commune, en la limitant à l'éclateur.

(211) Rigoureusement parlant, les points d'isochronisme et de résonance ne coïncident pas, même dans la courbe de résonance de l'effet du courant, puisque

$\delta_2 = \frac{w_2}{2p_2}$ dépend de la fréquence (205). Mais, dans tous les cas pratiques (336),

la différence est d'un ordre inférieur à l'exactitude des mesures correspondantes.

(212) On voit dans V. BJERKNES (194), p. 144 et suiv., comment on doit opérer pour déduire de la courbe de résonance la valeur pour la fréquence.

(213) Voir J. DÖNITZ, *Elektrot. Zeitschr.*, 1903, p. 920 et 1024. Pour une autre espèce d'ondemètre (et aussi de circuit à condensateur variable), voir J.-E. IVES, *Electrician*, t. 53, 1904, p. 705.

(214) Déterminée par la méthode du diapason.

(215) On le vérifie aisément, en négligeant l'amortissement des oscillations, avec l'équation du télégraphe (255) appliquée à l'oscillateur, en tenant compte des conditions limites; à l'extrémité de l'oscillateur $i = 0$ et le courant dans le condensateur $i = -c \frac{d}{dt} (\varphi_1 - \varphi_2)$, formule dans laquelle c est la capacité du condensateur et φ_1, φ_2 les tensions aux deux armatures.

(216) Voir A. KÖPSEL, *Dinglers polyt. Journal*, t. 319, 14^e livraison, 1904.

(217) Dispositif employé par J. HOPKINSON et E. WILSON (153), p. 119.

(218) Voir G. REMPP (122).

(218a) D'un autre côté, on doit déterminer (336 c) $\mathfrak{d}^{(1)}$ et $\mathfrak{d}^{(2)}$ de 323, égalité (2 a) :

$$\frac{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}^{(1)} (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}^{(1)})}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}^{(2)} (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}^{(2)})} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1};$$

\mathfrak{d}_1 = décrément du circuit primaire.

(219) E. NESPER, *Diss. Rostock.*, 1904, s'est occupé du rayonnement des bobines.

(220) Des recherches semblables ont été faites par OUDIN (230) et G. SEIBT, *Elektrot. Zeitschr.*, 1903, p. 1017.

(221) A. SLABY, *Elektrot. Zeitschr.*, 1903, p. 1007.

(222) Mesures semblables par le Comte ARCO, *Elektrot. Zeitschr.*, 1903, p. 6.

(223) A. SLABY, *Elektrot. Zeitschr.*, 1904, p. 714.

(224) Les équations différentielles, pour le courant i_1 dans l'oscillateur et le courant i_2 dans le circuit fermé, sont :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{w_1}{p_1} \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{c_1 p_1} + \frac{p_{12}}{p_1} \frac{d^2 i_2}{dt^2} &= 0, \\ \frac{di_2}{dt} + \frac{w_2}{p_2} i_2 + \frac{p_{21}}{p_2} \frac{d^2 i_1}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Si l'on pose $i_1 = A_1 e^{\lambda t}$, $i_2 = A_2 e^{\lambda t}$, on obtient pour λ l'équation

$$\left(\lambda^2 + \frac{w_1}{p_1} \lambda + \frac{1}{c_1 p_1} \right) \left(\lambda + \frac{w_2}{p_2} \right) - \frac{p_{12}^2}{p_1 p_2} \lambda^3 = 0,$$

ou quand

$$\frac{w_1}{p_1} = a = 2\delta, \quad \frac{1}{c_1 p_1} = b = \pi^2 n^2 + \delta^2, \quad \frac{w_2}{p_2} = c, \quad \frac{p_{12}^2}{p_1 p_2} = K^2,$$

on a

$$(\lambda^2 + a\lambda + b)(\lambda + c) - K^2 \lambda^3 = 0.$$

Pour $K = 0$, on aurait

$$(1) \quad (\lambda^2 + a\lambda + b)(\lambda + c) = 0 = \lambda^3 + (a+c)\lambda^2 + (b+ac)\lambda + bc,$$

et, pour $K \neq 0$,

$$(2) \quad \lambda^3 + \frac{a+c}{1-K^2} \lambda^2 + \frac{b+ac}{1-K^2} \lambda + \frac{bc}{1-K^2} = 0.$$

Ce qui peut être mis sous la forme

$$(3) \quad (\lambda^2 + a'\lambda + b')(\lambda + c') = 0 = \lambda^3 + (a'+c')\lambda^2 + (b'+a'c')\lambda + b'c'.$$

Tant que la forme de la solution est la même que celle de l'équation (1), c'est-à-dire que deux des valeurs λ sont complexes et conjuguées, on a

$$\begin{aligned} a' &= 2\delta', \\ b' &= \pi^2 n'^2 + \delta'^2, \end{aligned}$$

δ et n' étant le facteur d'amortissement et la fréquence de l'oscillation actuellement existante.

On pose

$$a' = a + \alpha K^2,$$

$$b' = b + \beta K^2,$$

$$c' = c + \gamma K^2;$$

on déduit des égalités (1) et (2)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{2\delta + \frac{w_2}{p_2}}{N} \\ \beta &= \frac{\pi^2 n^2 \left(1 - 2 \frac{\delta}{\pi n} \frac{w_2}{\pi n p_2} \right)}{N} \\ \gamma &= \frac{\left(\frac{w_2}{p_2} \right)^3}{\pi^2 n^2 N} \end{aligned} \right\} N = \left[1 + \left(\frac{w_2}{\pi n p_2} \right)^2 - \frac{2\delta}{\pi n} \frac{w_2}{\pi n p_2} \right] [1 - K^2].$$

Dans le cas où l'oscillation n'est pas très fortement amortie (δ petit par rapport à πn) et que l'inductance du circuit fermé est grande par rapport à la résistance, on a

$$\alpha = 2\delta + \frac{w_2}{p_2},$$

$$\beta = \pi^2 n^2.$$

Ces relations, qui entraînent un accroissement de la fréquence et du facteur d'amortissement, ne sont valables que si K^2 est petit vis-à-vis de 1.

Pour une théorie plus développée se reporter à R. Lindemann ⁽¹²⁰⁾.

⁽²²⁵⁾ α . Dans un circuit à condensateur, on a

φ_2 = tension entre les plaques du condensateur,

e_2 = charge de la plaque positive = $\epsilon_2 \varphi_2$,

$$i_2 = - \frac{de_2}{dt} = - \epsilon_2 \frac{d\varphi_2}{dt},$$

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon_2 \varphi_2^2,$$

$$W_m = \frac{1}{2} p_2 i_2^2,$$

$$L_w = w_2 i_2^2.$$

Dans un oscillateur linéaire de longueur l , on représente par V_2 la tension d'un point d'une moitié de l'oscillateur par rapport au point symétrique de l'autre moitié; $\epsilon_2^{(1)}$ est défini par la condition que la charge $e_2^{(1)}$ par unité de longueur

sur l'une des moitiés de l'oscillateur soit égale à $c_2^{(1)} \bar{V}_2$. On a

$$\begin{aligned} e_2 &= \text{charge de la moitié chargée positivement} \\ &= c_2^{(1)} \int_0^{\frac{l}{2}} \bar{V}_2 dx = \frac{2}{\pi} c_2^{(1)} \frac{l}{2} \bar{V}_2 = \frac{2}{\pi} c_2 \bar{V}_2, \\ \bar{i}_2 &= - \frac{de_2}{dt} = - \frac{2}{\pi} c_2 \frac{d\bar{V}_2}{dt}, \\ W_e &= \frac{1}{2} c_2^{(1)} \int_0^{\frac{l}{2}} \bar{V}_2^2 dx = \frac{1}{2} \frac{c_2}{2} \bar{V}_2^2, \\ W_m &= \frac{1}{2} p_2^{(1)} \int_0^{\frac{l}{2}} \bar{i}_2^2 dx = \frac{1}{2} \frac{p_2}{2} \bar{i}_2^2, \\ L_w &= w_2 \int_0^{\frac{l}{2}} \bar{i}_2^2 dx = \frac{w_2}{2} \bar{i}_2^2. \end{aligned}$$

Dans un oscillateur dont un côté est mis à la terre et dont la longueur est l , soit $\bar{\Psi}_2$ la tension d'un point par rapport à la terre, on a

$$\begin{aligned} e_2 &= \text{charge de l'oscillateur} = c_2^{(1)} \int_0^l \bar{\Psi}_2 dx = \frac{2}{\pi} c_2 \bar{\Psi}_2, \\ \bar{i}_2 &= - \frac{de_2}{dt} = - \frac{2}{\pi} c_2 \frac{d\bar{\Psi}_2}{dt}, \\ W_e &= \frac{1}{2} c_2^{(1)} \int_0^l \bar{\Psi}_2^2 dx = \frac{1}{2} \frac{c_2}{2} \bar{\Psi}_2^2, \\ W_m &= \frac{1}{2} p_2^{(1)} \int_0^l \bar{i}_2^2 dx = \frac{1}{2} \frac{p_2}{2} \bar{i}_2^2, \\ L_w &= w_2 \int_0^l \bar{i}_2^2 dx = \frac{w_2}{2} \bar{i}_2^2. \end{aligned}$$

b. Si ces systèmes secondaires sont couplés avec un circuit à condensateur primaire, les équations différentielles sont les suivantes :

Le système secondaire est un circuit à condensateur :

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_1 + p_1 c_1 \frac{d^2 \bar{\Psi}_1}{dt^2} + w_1 c_1 \frac{d\bar{\Psi}_1}{dt} - p_{12} c_2 \frac{d^2 \bar{\Psi}_2}{dt^2} &= 0, \\ \bar{\Psi}_2 + p_2 c_2 \frac{d^2 \bar{\Psi}_2}{dt^2} + w_2 c_2 \frac{d\bar{\Psi}_2}{dt} - p_{21} c_1 \frac{d^2 \bar{\Psi}_1}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Le système secondaire est un oscillateur linéaire, sur lequel le système primaire induit à une distance x de l'extrémité de l'oscillateur linéaire :

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_1 + p_1 c_1 \frac{d^2 \bar{\Psi}_1}{dt^2} + w_1 c_1 \frac{d\bar{\Psi}_1}{dt} - p_{12} \sin \frac{\pi x}{l} \frac{2c_2}{\pi} \frac{d^2 \bar{V}_2}{dt^2} &= 0, \\ \bar{V}_2 + \frac{4p_2 c_2}{\pi^2} \frac{d^2 \bar{V}_2}{dt^2} + \frac{4w_2 c_2}{\pi^2} \frac{d\bar{V}_2}{dt} - \frac{4}{\pi} p_{21} \sin \frac{\pi x}{l} c_1 \frac{d^2 \bar{\Psi}_1}{dt^2} &= 0, \end{aligned}$$

Le système secondaire est un oscillateur dont un côté est mis à la terre :

$$\begin{aligned} \Psi_1 + p_1 c_1 \frac{d^2 \Psi_1}{dt^2} + w_1 c_1 \frac{d\Psi_1}{dt} - p_{12} \sin \frac{\pi x}{l} \frac{2c_2}{\pi} \frac{d^2 \overline{\Psi}_2}{dt^2} = 0, \\ \overline{\Psi}_2 + \frac{4p_2 c_2}{\pi^2} \frac{d^2 \overline{\Psi}_2}{dt^2} + \frac{4w_2 c_2}{\pi^2} \frac{d\overline{\Psi}_2}{dt} - \frac{4}{\pi} p_{21} \sin \frac{\pi x}{l} c_1 \frac{d^2 \Psi_1}{dt^2} = 0. \end{aligned}$$

Les correspondances sont donc les suivantes :

Circuit à condensateur.....	Ψ_2	i_2	w_2	p_2	c_2	p_{12}	p_{21}
Oscillateur symétrique.....	\overline{V}_2	\overline{i}_2	$\frac{2w_2}{\pi}$	$\frac{2p_2}{\pi}$	$\frac{2c_2}{\pi}$	$p_{12} \sin \frac{\pi x}{l}$	$\frac{4p_{21}}{\pi} \sin \frac{\pi x}{l}$
Oscillateur à la terre.....	$\overline{\Psi}_2$	\overline{i}_2	$\frac{2w_2}{\pi}$	$\frac{2p_2}{\pi}$	$\frac{2c_2}{\pi}$	$p_{12} \sin \frac{\pi x}{l}$	$\frac{4p_{21}}{\pi} \sin \frac{\pi x}{l}$

Dans ces expressions, c_2 pour l'oscillateur à la terre, p_2 pour les deux oscillateurs sont donnés par les Tables II *i* ou VIII *e*. Dans les expressions pour l'oscillateur symétrique, c_2 est défini par la condition que $e_2 = c_2^{(1)} \int_0^{\frac{l}{2}} V_2 dx$ représente la charge de l'une des moitiés de l'oscillateur; $c_2^{(1)}$ de la Table II *h* est défini par la condition que $e_2 = c_2^{(1)} \int_0^{\frac{l}{2}} \Psi_2 dx$, lorsque Ψ_2 est la tension par rapport à un nœud de tension. Donc $V_2 = 2\Psi_2$ et par suite $c_2 = \frac{c_2}{2}$. En tenant compte de ce qui précède, on obtient les relations de 344 *a*.

(²²⁶) M. WIEN, *Ann. Phys.*, t. 8, 1902, p. 696.

(²²⁷) P. DRUDE (²⁰⁶), p. 524, égalité (60).

(²²⁸) On détermine de cette manière l'effet du courant aux différents points pendant l'oscillation complète. Ce qu'on veut déterminer, c'est l'effet du courant de l'onde stationnaire (383 *a*), pour laquelle la répartition de l'amplitude du courant se déduit immédiatement de celle de l'effet du courant. Mais, dans le cas présent, l'onde stationnaire doit s'établir très rapidement, et l'oscillation qui existe avant l'établissement de l'onde stationnaire ne peut jouer qu'un rôle tout à fait secondaire dans l'effet total.

Il en est de même si l'on emploie des instruments qui réagissent sur l'amplitude maxima. C. Chant [*Phil. Mag.* (6), t. 7, 1904, p. 124] a montré que les instruments de mesure, pour lesquels l'onde qui se propage précédant les ondes stationnaires peut jouer un rôle appréciable, sont impropres à ces mesures.

(²²⁹) J. ZENNECK, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1903, p. 656 et suiv.

(²³⁰) Les premières expériences de résonance avec des bobines sont dues à N. Tesla (Rapport en février 1893, reproduit par A. SLABY, *E. T. Z.*, 1903, p. 1007) et à d'Arsonval. Les oscillations des bobines ont été très employées par Oudin dans un but médical (voir *L'Électricien* du 5 août 1893, et *Comptes rendus*, t. 126, 1898, p. 1632). Des expériences démonstratives avec des oscilla-

tions de bobines ont été faites par F. Braun et A. Slaby dans leurs Leçons; une série de ces expériences de démonstration est due à G. Seibt (*Elektrot. Zeitschr.*, 1902, p. 409, et 1903, p. 105).

(231) P. DRUDE (205), p. 545.

(232) Ceci est la relation de M. Wien (225), p. 695.

(233) Ceci résulte de l'égalité 119 de P. Drude (205), en posant pour le décrément

$$D_1 = \alpha_2 \pi$$

[égalités 118 et 32 de Drude].

(234) M. WIEN (81), 1897, p. 174 et suiv.

(235) P. DRUDE (205), p. 544 et suiv.

(236) La fréquence de l'oscillateur varie naturellement quand on introduit les spires. Les nombres ne sont pas strictement exacts. Ils donnent une idée approximative.

(237) Voir J. ZENNECK, *Phys. Zeitschr.*, t. 6, 1905, p. 198.

(238) N. TESLA, *Untersuchungen über Mehrphasenströme*, Chap. II, Halle, 1895.

(239) W. NERNST avait déjà remarqué [*Wied. Ann.*, t. 60, 1897, p. 615] qu'il était impossible d'admettre que les inégalités de répartition du courant pour les fils métalliques et le corps humain fussent comparables.

(240) Des expériences plus détaillées et des études théoriques sur les phénomènes traités dans ce Chapitre ont été faites par : A. OBERBECK, *Habilitations-schrift*, Halle, 1878; A. OBERBECK, *Wied. Ann.*, t. 21, 1884, p. 672; A. OBERBECK, *Wied. Ann.*, t. 22, 1884, p. 73-84; E.-T. TROUTON, *Nature*, t. 45, 1891, p. 42; J.-A. FLEMING (58), t. 1, p. 325 et suiv.; J.-J. THOMSON (71), p. 303 et suiv.; J. ZENNECK, *Ann. Phys.*, t. 10, 1903, p. 845, et t. 11, 1903, p. 867.

(241) Voir E. COHN (1), p. 407 et suiv.

(242) Voir J. ZENNECK (240), et J.-J. THOMSON (240).

(243) F. BRAUN, *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. 19, 1898, p. 204.

(244) J.-A. FLEMING (58), t. 1, p. 326 et suiv.

(245) Dans tout ce Chapitre il a été sous-entendu :

1° Que les fils se trouvent dans un milieu isolant homogène;

2° Que les oscillations ne sont pas très amorties. Pour la propagation des ondes dans un milieu non isolant, voir P. DRUDE, *Wied. Ann.*, t. 60, 1897, p. 1. Pour l'influence de l'amortissement sur la propagation, voir E.-H. BARTON (129).

(246) W. v. BEZOLD, *Pogg. Ann.*, t. 140, 1870, p. 541; *Berichte d. bayr. Akad. d. Wissenschaften*, 1870, et dans HERTZ, *OEuvres complètes*, t. 2, p. 59.

(247) O. LODGE, *Journ. of the Society of Arts*, mai 1888; *Phil. Mag.* (5), t. 26, 1888, p. 217.

(248) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 31, 1887, p. 421 (*OEuvres complètes*, t. 2, p. 32), et *Wied. Ann.*, t. 37, 1889, p. 395 (*OEuvres complètes*, t. 2, p. 171).

(249) R. BLONDLOT, *Comptes rendus*, t. 114, 1892, p. 280.

(250) E. COHN (1), p. 467 et suiv.

(251) E. COHN (1), p. 72 et suiv.

(252) Se déduit clairement de ce qui précède.

(253) Ce qui suit s'obtient plus facilement par le calcul différentiel. Soit \mathfrak{A} une

onde qui se propage dans la direction positive x , c'est-à-dire

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 \sin \left(\pi n t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right)$$

et

$$\mathfrak{B} = \pm f \operatorname{tang} \psi,$$

ce qui signifie

$$= \pm f \frac{d\mathfrak{A}}{dx},$$

d'où il résulte immédiatement

$$\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \mp \frac{2\pi}{\lambda} \mathfrak{A}_0 \cos \left(\pi n t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right), \\ &= \mp \frac{\pi n}{\omega} \mathfrak{A}_0 \cos \left(\pi n t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right). \end{aligned}$$

(254) La propagation des ondes électromagnétiques le long des fils a été l'objet d'un grand nombre de travaux théoriques, par exemple : O. HEAVISIDE, *Electrical papers*, t. 1, p. 429; t. 2, p. 39 et suiv.; A. SOMMERFIELD, *Wied. Ann.*, t. 67, 1899, p. 233; G. MIE, *Ann. Phys.*, t. 2, 1900, p. 201; M. BRILLOUIN, *Propagation de l'électricité : histoire et théorie*, Paris, 1904. Les points les plus importants se trouvent dans E. COHN (1), p. 449.

(255) Les hypothèses de 374 α conduisent aux relations analytiques suivantes. Pour un élément de fil dx , dans lequel on considère le courant comme quasi stationnaire, on a

$$(1) \quad i\omega = - \frac{d\psi}{dx} - p \frac{di}{dt},$$

ω et p étant la résistance et le coefficient de self-induction par unité de longueur. En outre,

$$(2) \quad \frac{di}{dx} = -c \frac{d\psi}{dt},$$

c étant la capacité par unité de longueur. Ces deux relations donnent l'équation suivante, appelée *équation du télégraphe* :

$$(3) \quad c p \frac{d^2 i}{dt^2} + c \omega \frac{di}{dt} = \frac{d^2 i}{dx^2}.$$

Pour les ondes qui se propagent dans la direction x , c'est-à-dire pour le cas où

$$i = i_0 e^{-ax} \left(\sin vt - \frac{v}{v_0} x \right),$$

on déduit de l'équation (3) la relation générale

$$\omega^2 = \frac{1}{pc} \left[-2 \left(\frac{vp}{\omega} \right)^2 + 2 \left(\frac{vp}{\omega} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{vp} \right)^2} \right].$$

Cas limite I. — $v p$ est grand par rapport à w ,

$$\omega^2 = \frac{1}{\mu c} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{w}{v p} \right)^2 \dots \right],$$

ou, approximativement,

$$\omega^2 = \frac{1}{\mu c}.$$

De cette dernière valeur on déduit

$$\alpha = \frac{w}{2 p} \frac{1}{\omega}.$$

Cas limite II. — $v p$ est très petit par rapport à w ,

$$\omega^2 = \frac{2v}{c w} \left[1 - \frac{v p}{w} + \frac{1}{2} \left(\frac{v p}{w} \right)^2 \dots \right],$$

ou, approximativement,

$$\omega = \sqrt{\frac{2v}{c w}},$$

et de cette valeur on déduit

$$\alpha = \frac{c w}{2} \omega = \sqrt{\frac{v c w}{2}}.$$

Ce calcul, qui est dû en principe à G. KIRCHHOFF, *Traité complet*, 1882, p. 131 et suiv., n'est à l'abri d'objections que dans des cas déterminés.

(256) Classification des valeurs d'après J.-A. Fleming (58), p. 359.

(257) Pour savoir jusqu'à quel point ceci est valable, voir A. SOMMERFELD (254).

(258) E. COHN (1), p. 478 et suiv. L'expression de la page 484 de E. Cohn,

$$\eta = \frac{\frac{\mu}{\mu_0}}{\log n \epsilon p \frac{d}{r} \cdot 2 r \sqrt{2 \alpha}},$$

peut, dans le cas limite où $w = \alpha \omega$ est réalisé, être mise sous la forme

$$\eta = \frac{w}{2 v p_0}.$$

(259) E. COHN (1), p. 480 et 484.

(260) M.-J. PUPIN, *Science (N. S.)*, t. 13, 1901, p. 101; F. DOLEZALEK et A. EBELING, *Elektrot. Zeitschr.*, 1902, brochure 49; voir aussi L. REISSNER, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1903, p. 217.

(261) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 37, 1889, p. 395, et *Œuvres complètes*, t. 2, p. 171.

(262) E. LECHER, *Wied. Ann.*, t. 41, 1890, p. 850.

(263) O. LODGE, *Electrician*, t. 21, 1888, p. 608.

(264) W.-D. COOLIDGE, *Wied. Ann.*, t. 67, 1899, p. 578.

(265) L. ARONS, *Wied. Ann.*, t. 43, 1892, p. 553.

(266) Les oscillations des bobines ont été traitées théoriquement, en se basant sur l'équation du télégraphe, par G. SEIBT, *Elektr. Zeitschr.*, 1902, p. 315, 341, 365, 386, 409, et par J.-A. FLEMING (180).

(267) Voir A. GEISSEN, *Diss. Strasbourg*, 1905.

(268) Consulter à ce sujet, et principalement sur la réflexion des ondes sur les fils par l'effet d'inhomogénéité : J. v. GEITLER, *Wied. Ann.*, t. 49, 1893, p. 184; E.-H. BARTON, *Wied. Ann.*, t. 53, 1894, p. 513.

(269) E. COHN, *Wied. Ann.*, t. 43, 1892, p. 370; E. COHN et P. ZEEMAN, *Wied. Ann.*, t. 57, 1896, p. 15.

(270) Voir, par exemple, E. COHN (1), p. 245.

(271) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 36, 1888, p. 1, et *Traité complet*, t. 2, p. 145. Une discussion un peu plus détaillée du résultat se trouve dans M. Brillouin (254), p. 274 et suiv.

(272) Les figures 613 à 618 sont simplement la partie intérieure des figures de Hertz. Elles représentent le champ d'un oscillateur non amorti, après que l'oscillation a pris son régime normal; elles ne sont pas applicables au début de l'oscillation. Il ne faut donc pas se représenter que les figures 613 à 618 donnent exactement la manière dont l'onde s'est formée graduellement au début.

(273) Une simple discussion des équations de Hertz montre qu'il a été exact de décomposer et d'interpréter l'onde électromagnétique de cette manière.

(274) K. PEARSON et A. LEE, *Phil. Transactions*, t. 193 A, 1900, p. 159.

(275) A.-E.-H. LOVE, *Proc. Roy. Soc.*, t. 74, 1904, p. 73.

(276) F. HACK, *Ann. Phys.*, t. 14, 1904, p. 539.

(277) Voir M. ABRAHAM (189). Les champs électrique et magnétique d'un élément de courant dl , en un point P, qui est à une distance r de dl très grande par rapport à dl , se détermine par les relations

$$E = -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{4\pi v} \frac{d}{dr} \left(\frac{i_t - \frac{r}{\omega}}{r} \right) dl \sin \vartheta,$$

$$M = -\frac{1}{4\pi v} \frac{d}{dr} \left(\frac{i_t - \frac{r}{\omega}}{r} \right) dl \sin \vartheta,$$

μ et ε étant la perméabilité et la constante diélectrique du milieu dans lequel se trouve l'élément du courant, ϑ l'angle que fait avec la direction de l'élément de courant une droite tracée du milieu de l'élément vers P. E et M sont perpendiculaires à r , mais E se trouve dans le plan (r, dl) et M lui est perpendiculaire.

(278) Des représentations saisissantes et accompagnées d'explications se trouvent par exemple dans : FAHIE, *History of wireless Telegraphy*, Londres, 1899; J.-A. FLEMING, *Cantor lectures on Hertzian Wave Telegraphy*, Londres, 1903; A. PRASCH, *Die Telegraphie ohne Draht*, 1902; *Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie*, t. 1, 1903; *Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie*, t. 2, 1903 (les deux dernières leçons d'élec-

trotechnique du recueil de E. Voit); A. RIGHI et B. DESSAU, *Die Telegraphie ohne Draht*, 1902; A. TURPAIN, *Les applications pratiques des ondes électriques*, 1902; A. ZAMMARCHI, *La telegraphia senza fili di Guglielmo Marconi*, Bergamo, 1904.

Dans plusieurs de ces Ouvrages, on a représenté un grand nombre de systèmes de T. S. F., bien que le plus souvent ces systèmes soient semblables, aux dispositions extérieures près. Je ne me suis pas conformé à cette manière habituelle de faire.

(²⁷⁹) TISSOT, *Journal de Physique* (4), t. 3, 1904, p. 524, et *Comptes rendus*, t. 137, 1903, p. 846.

(²⁸⁰) Voir PRASCH, t. 1, p. 46.

(²⁸¹) A. KÖRPEL, *Dinglers polytechnisches Journal*, 1903, t. 318, 13^e livraison.

(²⁸²) J. KLEMENCIC, *Wied. Ann.*, t. 42, 1891, p. 417.

(²⁸³) G. MARCONI, *Lecture on the progress of electric space telegraphy*, 1902; *Proc. Roy. Soc.*, t. 70, 1902, p. 341; *Electrician*, t. 51, 1903, p. 330; J.-A. FLEMING, *Proc. Roy. Soc.*, t. 71, 1903, p. 398.

(²⁸⁴) Le dispositif décrit est en principe identique à celui employé par MM. Brandes et D^r Mandelstam à l'Institut de Strasbourg.

(²⁸⁵) J.-A. EWING et L.-H. WALTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. 73, 1904, p. 120. Le détecteur de R. ARNO, *Electrician*, t. 53, 1904, p. 269, repose sur un principe analogue.

(²⁸⁶) Voir P. DRUDE (²¹⁰).

(²⁸⁷) Voir E. MARX, *Inauguraldissertation*, Göttingen, 1898.

(²⁸⁸) L. ZEHNDER, *Wied. Ann.*, t. 47, 1892, p. 77.

(²⁸⁹) A. RIGHI, *Rendic. R. Accad. dei Lincei*, 1897. Voir aussi TUMA, *Zeitschrift für Elektrotechnik*, 23 janvier 1898.

(²⁹⁰) L. BOLTZMANN, *Wied. Ann.*, t. 40, 1890, p. 399; P. DRUDE, *Wien. Ann.*, t. 52, p. 499; t. 53, 1894, p. 753.

(^{290a}) Si la tension est assez élevée, l'arc ne disparaît pas de lui-même après la cessation des oscillations; les oscillations ne peuvent être employées qu'à l'allumage de l'arc. Voir J. HÄRDEN, *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 626.

(²⁹¹) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 34, 1888, p. 155, ou *Oeuvres complètes*, t. 2, p. 87.

(²⁹²) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 36, 1889, p. 769, ou *Oeuvres complètes*, t. 2, p. 184.

(²⁹³) Voir A. Righi (¹⁸⁵), pour la construction, l'emploi et le mode d'action du résonateur de Righi.

(²⁹⁴) Voir A. SLABY, *Die Funkentelegraphie*, 2^e édition, 1901, p. 59.

(²⁹⁵) Voir Righi-Dessau (²⁷⁸), p. 199 et suiv., au sujet de l'historique du cohéreur et des expériences sur son action; G. SCHLABACH, *Phys. Zeitschr.*, t. 2, 1901, p. 382; K.-E. GUTHE, *Electrician*, t. 54, 1904, p. 92. Une série de travaux se trouvent réunis dans *Fortschritte der Physik*, t. 55^u, 56^u et 57^u.

(^{295a}) Il résulte de beaucoup d'expériences que de telles soudures peuvent avoir lieu sous l'influence de fortes oscillations; mais il n'est pas démontré qu'elles se produisent dans les cohéreurs techniques sous l'influence des faibles excitations de la T. S. F.

(²⁹⁶) D'après les données de Righi-Dessau (²⁷⁸), p. 329, et Fleming (²⁷⁸), p. 45. Par contre, d'après Zammarchi (²⁷⁸), p. 47, les électrodes des cohéreurs Marconi ont des surfaces terminales parallèles.

(²⁹⁷) Brevet allemand de A. Kœpssel, année 1902. O. LODGE et A. MUIRHEAD, *Electrician*, t. 30, 1903, p. 930.

(²⁹⁸) TH. TOMMASINA, *Comptes rendus*, t. 128, 1899, p. 666.

(²⁹⁹) DE FOREST, *Electrician*, t. 32, 1903, p. 171.

(³⁰⁰) W. SCHLÖMILCH, *Elektrotechn. Zeitschr.*, 1903, 47^e livraison. Sur l'action de ce détecteur, voir M. REICH, *Phys. Zeitschr.*, t. 3, 1904, p. 388; M. DIECKMANN, *Phys. Zeitschr.*, t. 3, 1904, p. 529; pour les détecteurs électrolytiques, se reporter à LEE DE FOREST, *Electrician*, t. 34, 1904, p. 94.

(³⁰¹) R. FESSENDEN, *Electrical World*, 1903, n^o 12; *Electrician*, t. 31, 1903, p. 1042; PRASCH (²⁷⁸), t. 3, p. 79.

(³⁰²) Pour ces questions, en outre de (²⁷⁸), se reporter à : F. BRAUN, *Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft*, Leipzig, 1901; G. EICHHORN, *Die drahtlose Telegraphie*, Leipzig, 1904; A. Slaby (²⁸⁴).

(³⁰³) Pour la théorie de cet émetteur, voir M. Abraham (¹⁷⁸).

(³⁰⁴) Voir M. Abraham (¹⁸⁹).

(³⁰⁵) Elles reposent sur les équations d'Abraham (¹⁷⁸) pour la disparition de l'amortissement.

(³⁰⁶) Voir plus récemment les expériences de Prasch (²⁷⁸), t. 1, p. 17 et suiv., Righi-Dessau (²⁸⁷), p. 235 et suiv., et principalement O. LODGE, *Electrician*, t. 42, 1898, p. 269, 305. Lodge a maintes fois employé dans ses recherches des systèmes accordés.

(³⁰⁷) Si la terre est considérée comme homogène.

(³⁰⁸) Si l'on prend comme conducteur un cercle ou un rectangle, on peut toujours le décomposer en groupes de deux éléments parallèles et de même longueur. L'action magnétique de chaque groupe de deux éléments est à grande distance $\sim \frac{1}{r^3}$ d'après la loi de Biot et Savart (31 d).

(³⁰⁹) Pour la question de la propagation des ondes le long de la surface de la terre, voir K. ULLER, *Beiträge zur Theorie der elektromagnetischen Strahlung. Diss. Rostock*, 1904; H.-M. MACDONALD, *Proc. Roy. Soc.*, t. 71, 1903, p. 251 (les résultats de Macdonald sont en partie inexacts, voir Lord RAYLEIGH, *Proc. Roy. Soc.*, t. 72, 1903, p. 40, et POINCARÉ, *Proc. Roy. Soc.*, t. 72, 1903, p. 42); E. LECHER, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1902-1903, p. 320, 664, 722; A. VOLLER, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1902-1903, p. 410, 664; A. KÖPSEL, *Dingler's polyt. Journal*, 1903, p. 318, 25^e livraison.

(³¹⁰) Voir K. Uller (³⁰⁹).

(³¹¹) H.-B. JACKSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 70, 1902, p. 254 et suiv.

(³¹²) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1904, p. 1117.

(³¹³) Lagrange (*Comptes rendus*, t. 132, 1901, p. 203) a enterré dans le sol, à une profondeur de 30^{cm}, un cohéreur. Le cohéreur ne réagissait pas sous l'influence des ondes d'un émetteur, tandis qu'il réagissait lorsqu'il était placé sur le sol, toutes choses égales d'ailleurs.

Fessenden (³⁰¹) a trouvé que des courants se propageaient partout dans la

terre aux points où la surface changeait de direction, par exemple au pied et au sommet d'une colline.

(314) G. MARCONI, *Proc. Roy. Soc.*, t. 70, 1902, p. 344, et *Electrician*, t. 49, 1902, p. 520.

(315) Se reporter à Prash (278), t. 1, p. 109 et suiv.

(316) V. BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. 44, 1891, p. 90.

(317) J.-A. Fleming (278), p. 14; G. FERRIÉ, *Comptes rendus*, t. 136, 1903, p. 1249.

(318) Sur la théorie des oscillations propres d'émetteurs semblables, consulter P. DRUDE, *Ann. Phys.*, t. 11, 1903, p. 957; A. SLABY, *Elekt. Zeitschr.*, 1904, p. 714.

(319) J. Zenneck (327), p. 197.

(319a) Des émetteurs de Hertz, dont la capacité dépend de la forme des écrans, ont été employés par O. LODGE et A. MUIRHEAD, *Electrician*, t. 51, 1903, p. 1036, et, paraît-il, dernièrement par Marconi.

(320) G. MARCONI, *Rapport à l'Institution of electrical Engineers*, 1899, p. 10; *Journal of the Society of Arts*, t. 49, 1901, p. 512.

(321) Par exemple, J.-A. Fleming (278), p. 13 et suiv.

(322) G. FERRIÉ, *Comptes rendus*, t. 136, 1903, p. 312.

(323) D. R. P. n° 111587, 14 octobre 1898.

(324) Le montage direct a été étudié théoriquement par M. ABRAHAM, *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 174, et L. MANDELSTAM, *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 245. D'après 326 b, il n'existe aucune différence essentielle entre le montage direct et le montage par induction. Les relations du Chapitre XV sont applicables sans changement dans les deux cas.

(325) L. Mandelstam (324) a le premier attiré l'attention sur ce point.

(326) Les conséquences des couplages serrés et des couplages lâches ont été mises en évidence par M. Wien (226).

(326a) Il est nécessaire que cela dépende directement de l'effet, c'est-à-dire de $\int_0^{\infty} i^2 dt$. L'action sur le récepteur peut être une fonction complexe de l'amplitude et de l'amortissement. Il est seulement essentiel que, indépendamment de l'amplitude, l'amortissement ait de l'importance.

(327) J. ZENNECK, *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 590.

(327a) *Electrician*, t. 50, 1903, p. 930 et suiv.; t. 51, 1903, p. 1036. Ils employaient comme système secondaire, dans le dispositif de Braun, des oscillateurs linéaires, avec amortissement par rayonnement atténué, F. Braun a fait des motions analogues (*Elektrot. Zeitsch.*, 1901, 23^e livraison).

(328) G. MARCONI, *Journal of the Society of Arts*, t. 49, 1901, p. 515.

(328a) Récemment, H. Wommeldsdorf (*Ann. Phys.*, t. 16, 1905, p. 334) a construit des machines à influence pouvant produire beaucoup d'énergie. Elles pourront peut-être jouer un rôle en T. S. F.

(329) F. KLINGELFUSS, *Ann. Phys.*, t. 5, 1901, p. 871, et t. 9, 1902, p. 1198.

(330) Voir G.-W. PIERCE, *On the Cooper Hewitt Mercury interrupter*: *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences*, t. 39, 1904, p. 389-412; *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 426.

- (331) *Electrician*, t. 50, 1902-1903, p. 140.
- (332) *Electrician*, t. 52, 1903-1904, p. 85.
- (333) Sur les bobines d'induction à résonance, voir G. SEIBT, *Elektrot. Zeitschr.*, 1904, p. 277; R. RENDAHL, *Elektrot. Zeitschr.*, 1904, p. 394.
- (333a) Dans ce cas, on n'a qu'une courte expression pour une condition qui n'est pas toute simple. Ici, la réaction du circuit secondaire ne pouvant être négligée, on ne peut utiliser ni la condition (voir 195) que le conducteur ABCDE soit en résonance avec la fréquence, ni la condition du Chapitre XIII, d'après laquelle le circuit tout entier II ABCDE II serait lui-même en résonance avec la fréquence. La meilleure action ne dépend pas seulement principalement des constantes du circuit II ABCDE II et de la fréquence, mais encore des constantes du circuit primaire.
- On doit donc expérimenter, dans chacun de ces cas particuliers, la fréquence la plus favorable ou, pour une fréquence donnée, la forme la plus convenable du circuit primaire (addition de bobines ou procédés analogues).
- (334) Une transformation multiple d'une autre espèce est due à STONE, *Electrician*, t. 52, 1903, p. 332.
- (334a) D. R. P. n° 109378, 26 janvier 1899. Brevet anglais n° 1862 du 26 janvier 1899. Plus tard J.-A. Fleming et la Société Marconi ont fait breveter un dispositif semblable.
- (335) *Electrician*, t. 52, 1904, p. 19; *Physik. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 193.
- (335a) C'est-à-dire l'intégrale linéaire de l'intensité du champ électrique le long du cercle total.
- (336) W. DUDDELL, *Rapport à la Royal Institution*, février 1902 (voir *Electrician*, t. 48, 1902, p. 722, et *Electrician*, t. 51, 1903, p. 84). Voir aussi M. WIEN (56), 1901, p. 425.
- (337) H.-Th. SIMON et M. REICH, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1903, p. 364; H.-Th. SIMON, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1903, p. 737. Relativement aux phénomènes physiques, voir S. MAJSEL, *Phys. Zeitschr.*, t. 5, 1904, p. 550.
- (338) J. WERTHEIM-SALOMONSON, *Electrician*, t. 52, 1904, p. 126.
- (339) Brochure de C. Hewitt de 1903. Après les expériences de Simon et Reich (337), on peut se demander s'il s'agissait réellement d'oscillations non amorties.
- (340) Voir F. BRAUN, *Phys. Zeitschr.*, t. 4, 1903, p. 363.
- (341) D. R. P. notifié le 13 juillet 1901. Une motion analogue a été faite par A. Blondel.
- (342) Expériences de Cuxhaven, 1899-1900.
- (343) C. TISSOT, *Journal de Physique* (4), t. 3, 1904, p. 209.
- (344) F. KIEBITZ, *Ann. Phys.*, t. 6, 1901, p. 741; Ph.-E. ROBINSON, *Ann. Phys.*, t. 11, 1903, p. 754. Voir aussi F. HODSON, *Ann. Phys.*, t. 11, 1904, p. 973.
- (345) *Electrician*, t. 50, 1903, p. 930.
- (346) Turpain (278), p. 334.
- (347) Voir principalement G. Marconi (328).
- (348) F. Braun, Brevet allemand du 31 janvier 1901. Voir aussi la brochure de la Compagnie de T. S. F., 1904.

(349) C'est aussi le cas du dispositif de Marconi (voir *Electrician*, t. 50, 1902, p. 185).

(350) A Slaby (294), p. 110 et suiv. Voir aussi la brochure de la Compagnie de T. S. F., 1904. D'après les données de Ferrié [*Journal de Physique* (4), t. 3, p. 782], Rochefort employait le montage de la figure 763 et Ferrié un montage mixte déduit des figures 764 et 759.

(351) Pour la théorie, voir M. Wien (226) et P. Drude (227).

(351a) On peut obtenir, par cette voie, un aperçu au moins qualitativement exact sur les relations. La discussion exacte de la question repose sur ce qu'on sait de quoi cela dépend dans le détecteur considéré.

(351b) Une autre déduction est due à M. Wien (226).

(351c) *Electrician*, t. 53, 1904, p. 511.

(352) R. RENDALH, *Elektrot. Zeitschr.*, 1905, p. 87.

(353) *Electrician*, t. 50, 1902, p. 105.

(354) *Electrician*, t. 51, 1903, p. 482, 766, 878.

(355) *Electrician*, t. 51, 1903, p. 357.

(356) J.-A. Fleming (278), p. 60.

(357) A. Slaby (294), p. 84.

(358) G. Eichhorn (302), p. 148.

(359) Une autre déduction est due à M. Wien (226). Voir aussi M. Wien (56).

(360) A. BLONDEL, *Comptes rendus*, t. 130, 1900, p. 1383.

(361) F. Braun (340), p. 361.

(362) Pour la théorie de ce qui suit, voir E. Cohn (1), p. 426 et suiv., et P. DRUDE, *Lehrbuch der Optik*, Leipzig, 1900, p. 239 et suiv. L'exposition dans le Chapitre XXII se rattache en beaucoup de points à celle de E. Cohn (1).

(363) Voir E. COHN, *Berl. Sitzungsber.*, 1903, p. 538.

(364) Consulter principalement sur ce paragraphe A. Righi (185).

(365) H. HERTZ, *Berl. Sitzungsber.*, 1888, p. 13; *Wied. Ann.*, t. 36, 1889, p. 769; *Oeuvres complètes*, t. 2, p. 184.

(366) H. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. 34, 1888, p. 610; *Oeuvres complètes*, t. 2, p. 133.

(367) Des expériences de cette sorte ne sont pas impossibles avec le cohéreur. Voir par exemple R.-H. WEBER, *Ann. Phys.*, t. 9, 1902, p. 899. Il n'est pas exact que les ondes soient très fortement amorties, si l'on renferme l'oscillateur dans une caisse métallique ouverte d'un seul côté. Si l'on prend la caisse métallique suffisamment longue, on obtient des ondes relativement peu amorties.

(368) SARASIN et DE LA RIVE, *Archives de Genève* (3), t. 29, p. 358, 441, et H. HERTZ, Préface des *Oeuvres complètes*; t. 2.

(369) Se reporter à J.-A. Fleming (58), t. 1, p. 359.

(370) Les Tableaux suivants sont en grande partie empruntés à J.-A. Fleming (58), t. 1, p. 351 et suiv. Le travail de L. Boltzmann se trouve dans *Wien. Ber.* (2), t. 69, 1874, p. 795, et celui de Klemencic dans *Wien. Ber.* (2 a), t. 91, 1885, p. 712.

(371) E. HAGEN et H. RUBENS, *Ann. Phys.*, t. 11, 1903, p. 873.

(372) O. WIENER, *Wied. Ann.*, t. 40, 1890, p. 203.

(373) H. RUBENS et E.-F. NICHOLS, *Wied. Ann.*, t. 60, 1897, p. 456.

(³⁷⁴) F. BRAUN, *Berl. Sitzungsber*, 1904, p. 154, et *Ann. Phys.*, t. 16, 1905, p. 1.

(³⁷⁵) C. MAXWELL, *Transact. Roy. Soc.*, t. 133, 1864, p. 499.

(³⁷⁶) Se reporter à E. Cohn (¹), p. 504 et suiv.

(³⁷⁷) Pour plus de détails, *consulter* principalement P. Drude (³⁶²).



TABLES.

TABLE I.
Constantes diélectriques.

Matières.	$\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$.	ϵ en unités C.G.S.
Verre.....	4 - 10	$3,5-8,8 \cdot 10^{-22}$
Mica et micanite.....	4 - 8	$3,5-7,1 \cdot 10^{-22}$
Ébonite.....	2 - 3	$1,8-2,7 \cdot 10^{-22}$
Paraffine.....	1,7- 2,3	$1,5-2 \cdot 10^{-22}$
Porcelaine.....	4,4	.
Soufre.....	2 - 4	$1,8-3,5 \cdot 10^{-22}$
Eau.....	81	$72 \cdot 10^{-22}$
Alcool éthylique.....	25	$22 \cdot 10^{-22}$
Alcool méthylique.....	33	$29 \cdot 10^{-22}$
Pétrole.....	2,2	$1,9 \cdot 10^{-22}$
Air et autres gaz analogues (472)...	1	$0,88 \cdot 10^{-22}$

TABLE II.
Formules pour les capacités.

a. Condensateurs à plateaux plans (en négligeant la dispersion sur les bords).

$$c = \frac{\epsilon S}{a} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{S}{a} \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{S}{a} 0,88 \cdot 10^{-22} \text{ C.G.S.}$$

S = surface des plateaux, *a* leur écartement, ϵ la constante diélectrique entre les plateaux. Hypothèse : *a* petit vis-à-vis des dimensions de S.

b. Condensateurs à plateaux circulaires (en tenant compte de la dispersion sur les bords).

$$c = \epsilon \left\{ \frac{\pi r^2}{a} + r \left[\log \text{ nép } \frac{16\pi r(a+d)}{a^2} - 1 + \frac{d}{a} \log \text{ nép } \frac{a+d}{d} \right] \right\}$$

$$= \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left\{ \frac{r^2}{a} + \frac{r}{\pi} \left[\log \text{ nép } \frac{16\pi r(a+d)}{a^2} - 1 + \frac{d}{a} \log \text{ nép } \frac{a+d}{d} \right] \right\} \frac{1}{36} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

r = rayon, d l'épaisseur, a l'écartement des plateaux, ϵ la constante diélectrique entre les plateaux. Hypothèse : a et d petits vis-à-vis de r .

c. Sphère. — Pour une sphère de rayon r , qui se trouve seule dans un milieu homogène de constante diélectrique ϵ , on a

$$c = 4 \pi \epsilon r \\ = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{r}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.};$$

dans l'air,

$$c = \frac{r}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

d. Disque circulaire. — Pour un disque circulaire, placé seul dans un milieu homogène de constante diélectrique ϵ , on a

$$c = 4 \pi \epsilon \frac{2R}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\pi} \frac{d}{R} \right) \\ = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{2R}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\pi} \frac{d}{R} \right) \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.};$$

dans l'air,

$$c = \frac{2R}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\pi} \frac{d}{R} \right) \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

Hypothèse : l'épaisseur d du disque est petite vis-à-vis de son rayon R .

e. Câbles concentriques. — Soient r_1 le rayon du câble intérieur et r_2 celui du câble extérieur, ϵ la constante diélectrique de la matière qui les sépare. On a pour un tronçon de longueur l

$$c = \frac{l 2 \pi \epsilon}{\log \text{ nép } \frac{r_2}{r_1}} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{l}{\log \text{ nép } \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{18} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

f. Câble double. — Le rayon des deux câbles = r , l'écartement de leurs axes = d , la constante diélectrique du milieu supposé infini dans lequel ils se trouvent = ϵ . Pour un tronçon de longueur l ,

$$c = \frac{l 2 \pi \epsilon}{\log \text{ nép } \frac{d + \sqrt{d^2 - 4r^2}}{d - \sqrt{d^2 - 4r^2}}} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{l}{\log \text{ nép } \frac{d + \sqrt{d^2 - 4r^2}}{d - \sqrt{d^2 - 4r^2}}} \frac{1}{18} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

g. Deux fils parallèles. — Hypothèse : l'écartement a des fils est grand par rapport à leur rayon r . Pour un tronçon l des fils supposés prolongés indéfiniment

$$c = \frac{\pi \epsilon l}{\log \text{ nép } \frac{a}{r}},$$

ϵ étant la constante diélectrique du milieu.

Par suite, on a par unité de longueur

$$c^{(1)} = \frac{\pi \varepsilon}{\log \text{nép} \frac{a}{r}} = \frac{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}{36 \log \text{nép} \frac{a}{r}} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.}$$

h. Fil rectiligne supposé seul dans un milieu homogène (ε). — S'il s'agit d'oscillations, la relation suivante pour la capacité par unité de longueur peut être employée (189) :

$$c^{(1)} = \frac{2 \pi \varepsilon}{\log \text{nép} \frac{l}{r}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{1}{2 \log \text{nép} \frac{l}{r}} \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S.},$$

$$c^{(1)} = \frac{1}{2 \log \text{nép} \frac{l}{r}} \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S. dans l'air};$$

ε constante diélectrique du milieu, *l* longueur, *r* rayon du fil.

i. Fil vertical dont l'extrémité inférieure est à la Terre. — Capacité par unité de longueur pour les oscillations (189) :

$$c^{(1)} = \frac{2 \pi \varepsilon}{\log \text{nép} \frac{2l}{r}} = \frac{1}{2 \log \text{nép} \frac{2l}{r}} \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \text{ C.G.S. dans l'air.}$$

TABLE III.

Conductibilité.

Matières.	$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Hg}}}$.	σ en unités C.G.S.
Cuivre.....	55	59 · 10 ⁻⁵
Zinc.....	15	16 · 10 ⁻⁵
Platine.....	6,7	7,1 · 10 ⁻⁵
Fer.....	6,3-10	7-11 · 10 ⁻⁵
Mercure.....	1	1,063 · 10 ⁻⁵
Constantan.....	1,9	2 · 10 ⁻⁵
Manganèse.....	2,2	2,4 · 10 ⁻⁵
Maillechort.....	2,1-5,9	2,3-6,2 · 10 ⁻⁵
Nickeline.....	2,2	2,4 · 10 ⁻⁵
Laiton.....	10-13	11-14 · 10 ⁻⁵
Charbon de cornue.....	environ 0,019	environ 0,02 · 10 ⁻⁵
Solution aqueuse à 18°.	{ Na Cl concentré.....	2 · 10 ⁻⁵
	{ ZnSO ₄ à la teneur maxima...	4,5 · 10 ⁻⁵
	{ CuSO ₄ concentré.....	4,3 · 10 ⁻⁵
	{ H ₂ SO ₄ à la teneur maxima...	7 · 10 ⁻⁵
Eau de mer.....	environ 10 ⁻⁶	environ 10 ⁻¹¹
Eau distillée.....	1-4 · 10 ⁻¹⁰	1-4 · 10 ⁻¹⁵
Alcool éthylique absolu du commerce.....	4 · 10 ⁻⁶	4 · 10 ⁻¹¹

TABLE IV.

Valeur de la grandeur ϵ (124 et 230).

Matières.	$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Hg}}}$	$\frac{\mu}{\mu_0}$	ϵ en unités C.G.S.
Fer	8	3000	1,12
Fer	8	1000	0,648
Fer	8	300	0,355
Fer	8	100	0,214
Fer	8	10	0,065
Fer	10	3000	1,39
Fer	10	1000	0,805
Fer	10	300	0,441
Fer	10	100	0,266
Fer	10	10	0,0805
Cuivre	55	1	0,0537
Laiton	12 environ	1	0,0251
Platine	6,5	1	0,0185
Maillechort	4	1	0,0145
Nickeline	2,3	1	0,0110
Manganèse	2,2	1	0,0107
Constantan	1,9	1	0,0100
Mercure	1	1	0,00724
Solutions aqueuses	{ NaCl concentré	1	3,2 . 10 ⁻⁵
à 18°.	{ ZnSO ₄ à la teneur maxima.	1	1,5 . 10 ⁻⁵
	{ CuSO ₄ concentré	1	1,5 . 10 ⁻⁵
	{ H ₂ SO ₄ à la teneur maxima.	1	6,0 . 10 ⁻⁵

TABLE V.

Les ordonnées des courbes A donnent le rapport $\frac{w}{w'} (233)$ et $\frac{w^m}{w'^m} (127)$; les ordonnées des courbes B, le rapport $\frac{\pi n P_i}{w} (239)$ ou $\frac{\pi n P_m}{w^m} (127)$. La courbe en traits de la figure 2 correspond à 127, égalité (3 a), ou 239, égalité (4); la droite en traits et points des figures 3 et 4 correspond à 127, égalité (2), ou à 233, égalité (3), et 239, égalité (3).

Fig. 1.

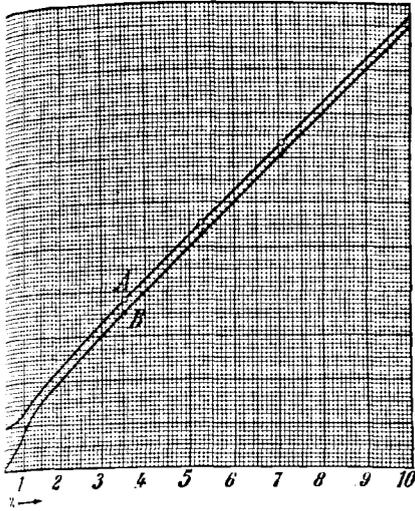


Fig. 2.

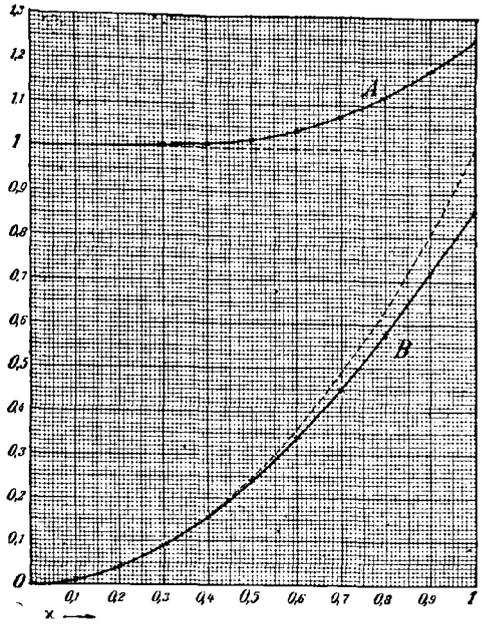


Fig. 3.

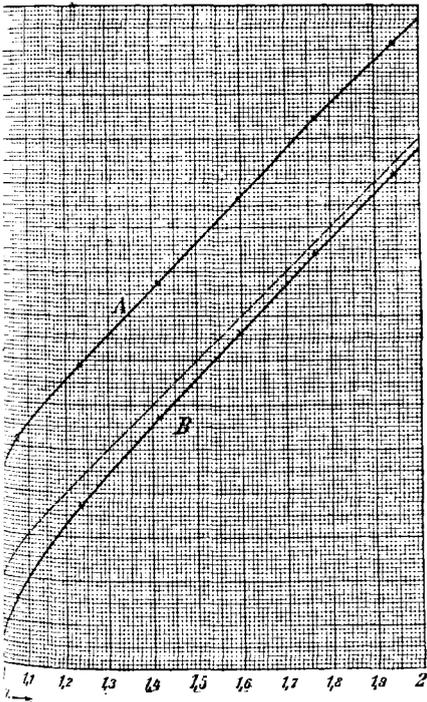


Fig. 4.

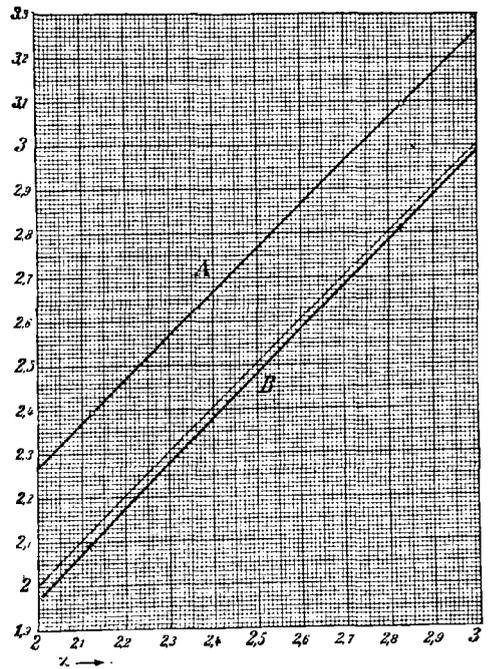


TABLE VI.

Résistance des fils de cuivre.

Les nombres donnent la résistance en ohms de 1^m, en admettant une conductibilité $\sigma = 57,5 \cdot 10^{-8}$ C.G.S.

Les nombres sont exacts à 1 ou 2 pour 100 près.

Rayon en mm.	Courant stationnaire.	$\frac{r}{8 \cdot 10^5}$	$\frac{r}{9 \cdot 10^5}$	$\frac{r}{10^6}$	$\frac{r}{2 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{3 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{4 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{5 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{6 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{7 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{8 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{9 \cdot 10^6}$	$\frac{r}{10^7}$
0,1	0,554	0,56	0,56 ₅	0,57	0,61	0,66	0,73	0,80	0,86 ₅	0,92	0,98	1,03	1,08
0,2	0,138	0,168	0,175	0,183	0,245	0,293	0,328	0,367	0,399	0,428	0,452	0,477	0,50
0,3	0,0615	0,104	0,110	0,115	0,156	0,187	0,213	0,236	0,257	0,277	0,295	0,311	0,327
0,4	0,0346	0,076	0,079	0,083	0,110	0,136	0,157	0,174	0,190	0,205	0,218	0,231	0,248
0,5	0,0221	0,039	0,062	0,065	0,089	0,108	0,124	0,138	0,151	0,162	0,173	0,183	0,193
0,6	0,0154	0,0489	0,051	0,053	0,074	0,089	0,103	0,114	0,125	0,134	0,143	0,151	0,159
0,7	0,0113	0,0405	0,0452	0,062	0,076	0,087	0,097	0,097	0,106	0,114	0,122	0,129	0,136
0,8	0,00865	0,0353	0,0372	0,0394	0,054	0,066	0,076	0,085	0,093	0,100	0,107	0,114	0,120
0,9	0,00683	0,0314	0,0331	0,0345	0,0480	0,058	0,067	0,075	0,083	0,089	0,095	0,101	0,107
1	0,00554	0,0278	0,0295	0,0310	0,0432	0,053	0,061	0,068	0,074	0,080	0,086	0,091	0,096
1,1	0,00457	0,0254	0,0267	0,0280	0,0392	0,0479	0,0551	0,062	0,067	0,073	0,078	0,083	0,087
1,2	0,00384	0,0231	0,0243	0,0257	0,0357	0,0438	0,0506	0,056	0,062	0,067	0,072	0,076	0,080
1,3	0,00328	0,0212	0,0224	0,0236	0,0329	0,0400	0,0469	0,052	0,057	0,062	0,066	0,070	0,074
1,4	0,00282	0,0196	0,0207	0,0223	0,0307	0,0379	0,0433	0,0486	0,053	0,057	0,060	0,064	0,068
1,5	0,00246	0,0183	0,0193	0,0204	0,0287	0,0350	0,0405	0,0452	0,0497	0,053	0,056	0,060	0,062
1,6	0,00216	0,0171	0,0180	0,0190	0,0267	0,0328	0,0381	0,0425	0,0459	0,0495	0,053	0,056	0,059
1,7	0,00192	0,0160	0,0170	0,0178	0,0252	0,0309	0,0357	0,0394	0,0431	0,0462	0,0498	0,053	0,055
1,8	0,00171	0,0154	0,0160	0,0168	0,0239	0,0293	0,0337	0,0372	0,0407	0,0439	0,0470	0,0499	0,052
1,9	0,00153	0,0143	0,0151	0,0159	0,0225	0,0277	0,0314	0,0352	0,0386	0,0417	0,0453	0,0471	0,0496
2	0,00138	0,0136	0,0140	0,0151	0,0214	0,0263	0,0300	0,0335	0,0366	0,0394	0,0421	0,0446	0,0471

TABLE VI (suite).

* Résistance des fils de cuivre.

Les nombres donnent la résistance en ohms de r^m , en admettant une conductibilité $\sigma = 57,5 \cdot 10^{-5}$ C.G.S.
 Les nombres sont exacts à 1 ou 2 pour 100 près.

Rayon en mm.	Courant sulfonnaire.	10^5 .	10^6 .	$2 \cdot 10^6$.	$3 \cdot 10^6$.	$4 \cdot 10^6$.	$5 \cdot 10^6$.	$6 \cdot 10^6$.	$7 \cdot 10^6$.	$8 \cdot 10^6$.	$9 \cdot 10^6$.	10^7 .	
2,1	0,00125	0,0128	0,0136	0,0145	0,0205	0,0246	0,0285	0,0319	0,0349	0,0375	0,0401	0,0425	0,0448
2,2	0,00114	0,0123	0,0130	0,0138	0,0196	0,0237	0,0272	0,0304	0,0331	0,0359	0,0383	0,0406	0,0428
2,3	0,00105	0,0118	0,0125	0,0131	0,0187	0,0225	0,0260	0,0291	0,0317	0,0342	0,0367	0,0389	0,0409
2,4	0,000961	0,0113	0,0120	0,0127	0,0177	0,0216	0,0250	0,0278	0,0304	0,0328	0,0351	0,0373	0,0393
2,5	0,000886	0,0108	0,0115	0,0124	0,0169	0,0207	0,0240	0,0267	0,0292	0,0315	0,0337	0,0358	0,0377
2,6	0,000819	0,0104	0,0111	0,0116	0,0162	0,0199	0,0229	0,0257	0,0281	0,0303	0,0324	0,0343	0,0363
2,7	0,000759	0,0100	0,0106	0,0112	0,0156	0,0192	0,0220	0,0246	0,0271	0,0292	0,0312	0,0331	0,0348
2,8	0,000706	0,0097	0,0102	0,0108	0,0152	0,0185	0,0213	0,0237	0,0261	0,0282	0,0301	0,0319	0,0336
2,9	0,000658	0,0093	0,0099	0,0104	0,0146	0,0176	0,0203	0,0227	0,0249	0,0270	0,0288	0,0305	0,0322
3	0,000615	0,0090	0,0095	0,0101	0,0141	0,0172	0,0199	0,0222	0,0243	0,0263	0,0281	0,0298	0,0314
3,1	0,000576	0,0087	0,0092	0,0098	0,0136	0,0167	0,0192	0,0215	0,0235	0,0255	0,0272	0,0288	0,0304
3,2	0,000541	0,0084	0,0089	0,0095	0,0132	0,0162	0,0186	0,0208	0,0228	0,0246	0,0264	0,0279	0,0294
3,3	0,000508	0,0081	0,0086	0,0092	0,0128	0,0157	0,0181	0,0202	0,0221	0,0238	0,0256	0,0271	0,0286
3,4	0,000479	0,0078	0,0083	0,0088	0,0123	0,0151	0,0175	0,0196	0,0214	0,0231	0,0246	0,0262	0,0276
3,5	0,000452	0,0076	0,0081	0,0085	0,0120	0,0148	0,0172	0,0190	0,0208	0,0225	0,0239	0,0254	0,0267
3,6	0,000427	0,0074	0,0079	0,0083	0,0117	0,0143	0,0166	0,0185	0,0203	0,0219	0,0233	0,0247	0,0260
3,7	0,000404	0,0072	0,0077	0,0081	0,0114	0,0139	0,0160	0,0179	0,0196	0,0212	0,0226	0,0240	0,0252
3,8	0,000383	0,0071	0,0075	0,0079	0,0111	0,0135	0,0156	0,0174	0,0192	0,0206	0,0221	0,0234	0,0246
3,9	0,000364	0,0069	0,0073	0,0077	0,0108	0,0132	0,0152	0,0170	0,0186	0,0201	0,0215	0,0228	0,0240
4	0,000346	0,0067	0,0071	0,0075	0,0105	0,0129	0,0148	0,0166	0,0182	0,0196	0,0210	0,0222	0,0234

TABLES.

TABLE VII.

Influence de l'amortissement sur la résistance effective des fils (237).

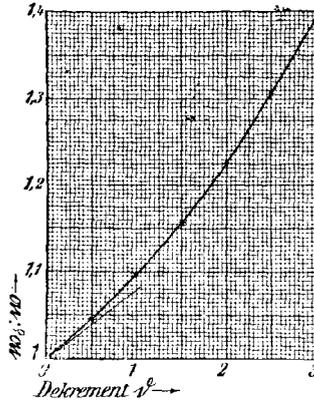


TABLE VIII.

Formules pour le coefficient de self-induction.

a. Cercle (voir Table IX).

$$\begin{aligned} p_0 (*) &= \frac{\mu}{4\pi v^2} 4\pi R \left[\log \text{nép} \left(\frac{8R}{r} \right) - 2 \right] \\ &= 4\pi R \left[\log \text{nép} \left(\frac{8R}{r} \right) - 2 \right] \text{ C.G.S. dans l'air;} \end{aligned}$$

R = rayon du cercle, r = rayon du fil, μ = perméabilité du milieu.

b. Rectangle (**) (voir Table XI).

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{\mu}{4\pi v^2} 4 \left[a \log \text{nép} \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} \right. \\ &\quad \left. + b \log \text{nép} \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right] \\ &= 4 \left[a \log \text{nép} \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} \right. \\ &\quad \left. + b \log \text{nép} \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right] \text{ C.G.S. dans l'air;} \end{aligned}$$

 a et b sont les longueurs des deux côtés, μ et r comme dans a.

(*) Pour le courant stationnaire on a (34 a) $p = p_0 + p_i$ et $p_i = \frac{\mu}{4\pi v^2} \frac{l}{2}$ ou pour une matière non ferromagnétique du fil $p_i = \frac{l}{2}$ C.G.S.

(**) Voir M. WIEN, *Wied. Ann.*, t. 53, 1894, p. 935, et P. DRUDE (11), p. 597.

Lorsque le côté b est beaucoup plus court que le côté a , on peut remplacer sensiblement l'expression précédente par

$$p_0 = 4(a + b) \left[\log \text{nép} \frac{b}{r} - 1,31 \frac{b}{a} + 1,06 \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right] \text{C.G.S. dans l'air.}$$

c. *Carré* (voir Table X). — De b il résulte que, pour un carré de longueur de côté a , on a dans l'air

$$p_0 = 8a \left(\log \text{nép} \frac{a}{r} - 0,7740 \right) \text{C.G.S.}$$

d. *Deux fils parallèles*. — Écartement a grand par rapport au rayon r des fils; μ comme dans a.

Coefficient de self-induction par unité de longueur :

$$p_0 = \frac{\mu}{4\pi v^2} 4 \log \text{nép} \frac{a-r}{r} = \text{approx.} \frac{\mu}{4\pi v^2} 4 \log \text{nép} \frac{a}{r};$$

dans l'air,

$$p_0 = 4 \log \text{nép} \frac{a-r}{r} = \text{approx.} 4 \log \text{nép} \frac{a}{r} \text{C.G.S.}$$

e. *Fil rectiligne*. — 1° On déduit de la formule de Neumann ⁽³¹⁾

$$p_0 = \frac{\mu}{4\pi v^2} 2l \left(\log \text{nép} \frac{2l}{r} - 1 \right).$$

2° Pour les oscillations (*), on peut prendre comme valeur du coefficient de self-induction d'un fil rectiligne isolé par unité de longueur

$$p^{(1)} = \frac{\mu}{4\pi v^2} 2 \log \text{nép} \frac{l}{r} = 2 \log \text{nép} \frac{l}{r} \text{C.G.S. dans l'air.}$$

3° Pour un fil vertical dont une extrémité est à la terre (**),

$$p^{(1)} = \frac{\mu}{4\pi v^2} 2 \log \text{nép} \frac{2l}{r} = 2 \log \text{nép} \frac{2l}{r} \text{C.G.S. dans l'air.}$$

f. *Bobines*. — Soient h la hauteur de la bobine, c'est-à-dire la longueur de son axe, g le pas, N le nombre de spires, r le rayon d'une spire, δ le diamètre du fil, l la longueur du fil. Il résulte de ⁽¹⁶⁷⁾ pour des bobines d'au plus 10 spires et

(*) Voir M. ABRAHAM, *Ann. Phys.*, t. 66, 1898, p. 447; *Physik Ztschr.*, t. 5, 1904, p. 178.

(**) Les formules pour le courant stationnaire sont données en même temps dans G. WIEDMANN ⁽¹⁶³⁾, t. IV, p. 81 et suiv.

des oscillations rapides

$$\mu = 2Nl \left[\left(1 + \frac{h^2}{32r^2} \right) \log \operatorname{nép} \frac{8r}{\sqrt{h^2 + \delta^2}} - \gamma_1 + \frac{h^2}{16r^2} \gamma_2 \right] + \log \operatorname{nép} \frac{g}{\delta} - \Delta \text{ C. G. S.}$$

On tirera des Tables suivantes les valeurs de γ_1 et γ_2 pour les différentes valeurs de $\frac{\delta}{h}$ et celles de Δ pour les diverses valeurs de N et de $\frac{g}{\delta}$:

$\frac{\delta}{h}$	γ_1	γ_2	$\frac{\delta}{h}$	γ_1	γ_2
0,00	0,500	0,13	0,55	0,808	0,34
0,05	0,549	0,13	0,60	0,818	0,38
0,10	0,592	0,13	0,65	0,826	0,43
0,15	0,631	0,14	0,70	0,833	0,47
0,20	0,665	0,15	0,75	0,838	0,52
0,25	0,695	0,17	0,80	0,842	0,58
0,30	0,722	0,19	0,85	0,845	0,63
0,35	0,745	0,22	0,90	0,847	0,69
0,40	0,765	0,24	0,95	0,848	0,75
0,45	0,782	0,27	1,00	0,848	0,82
0,50	0,796	0,31			

Valeurs de Δ .

N.	$\frac{g}{\delta}$			
	1,2.	2.	3,5 5.	11.
2.....	1,30	1,54	1,80	1,96
3.....	1,29	1,50	1,78	
4.....		1,43	1,74	
5.....		1,38	1,61	
6.....		1,32	1,50	
7.....		1,29	1,40	
8.....		1,28	1,35	
9.....		1,27	1,32	
10.....		1,26	1,30	

TABLE IX.

Coefficient de self-induction p_0 (239) d'un anneau de fil.

$$\text{Formule } p_0 = 4\pi R \left[\log \text{nép} \left(\frac{8R}{r} \right) - 2 \right] \text{ C.G.S. (Table VIII a).}$$

(R = rayon de l'anneau circulaire, r = rayon du fil en cm.)

r en cm.	R.									
	2,5.	5.	7,5.	10.	12,5.	15.	17,5.	20.	22,5.	25.
0,05	125,4	294,3	479,7	675,8	879,8	1090	1305	1526	1750	1977
0,1	103,6	250,8	414,8	588,7	770,9	959,5	1153	1352	1554	1760
0,15	90,9	225,3	376,2	537,7	707,2	883,0	1064	1250	1439	1632
0,2	81,8	207,2	349,1	502,6	662	828,8	1001	1177	1358	1542
0,25	74,8	193,2	328	473,5	627	786,7	951,8	1121	1295	1472
0,3	69,1	181,8	310,9	450,6	598,3	752,4	911,7	1075	1243	1414
0,35	64,3	172,1	296,3	431,3	574,1	723,3	877,8	1037	1200	1366
0,4	60,1	163,7	283,7	414,5	553,2	698,1	848,4	1003	1162	1324
0,45	56,4	156,3	272,6	399,7	534,6	675,9	822,5	973,6	1128	1287
0,5	53,1	149,7	262,7	386,4	518,1	656,1	799,3	947,1	1099	1254

TABLE X.

Coefficient de self-induction p_0 (239) d'un carré.

$$\text{Formule } p_0 = 8a \left(\log \text{nép} \frac{a}{r} - 0,7740 \right) \text{ C.G.S.}$$

(a = côté du carré, r = rayon du fil, les deux en cm.)

r.	a.									
	10.	15.	20.	25.	30.	35.	40.	45.	50.	
0,05	361,9	591,6	834,8	1088	1349	1618	1891	2170	2454	
0,1	306,5	508,4	723,9	949,5	1183	1423	1670	1921	2176	
0,15	274,1	459,7	659,0	868,4	1086	1310	1540	1775	2014	
0,2	251	425,2	613,0	810,9	1017	1229	1448	1671	1899	
0,25	233,2	398,4	577,3	764,2	963,3	1167	1376	1591	1810	
0,3	218,6	376,5	548,1	729,8	919,4	1116	1318	1525	1737	
0,35	206,3	358,1	523,4	698,9	882,5	1071	1269	1470	1675	
0,4	195,6	342	502,1	672,2	850,4	1035	1226	1422	1622	
0,45	186,5	327,9	483,2	648,7	822,2	1002	1188	1379	1575	
0,5	177,7	315,2	466,4	627,6	796,9	972,8	1155	1341	1528	

TABLE XI (*).

Coefficient de self-induction p_0 d'un rectangle de 40^{cm} de largeur et 25^{cm} de rayon du fil pour différentes longueurs (**).

$$\text{Formule } p_0 = 4 \left[a \log \text{nép} \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \log \text{nép} \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right] \text{C. G. S. (Table VIII b).}$$

(a = largeur, b = longueur, r = rayon du fil en cm.)

dm.	0 ^{cm} .	1 ^{cm} .	2 ^{cm} .	3 ^{cm} .	4 ^{cm} .	5 ^{cm} .	6 ^{cm} .	7 ^{cm} .	8 ^{cm} .	9 ^{cm} .
0						531,4 [×]	566,0	600,6	635,1	669,7
1	704,3 [×]	731,4	758,5	785,7	812,8	839,9 [×]	864,4	889,0	913,5	938,1
2	962,6 [×]	985,9	1009,2	1032	1056	1079 [×]	1101	1124	1146	1169
3	1191 [×]	1203	1235	1257	1279	1301 [×]	1323	1345	1366	1388
4	1410 [×]	1432	1453	1475	1496	1518	1539	1561	1582	1604
5	1625 [×]	1646	1667	1689	1710	1731	1752	1773	1795	1816
6	1837 [×]	1858	1879	1900	1921	1942	1963	1984	2005	2026
7	2048	2069	2090	2111	2132	2153	2174	2195	2216	2237
8	2258 [×]	2279	2300	2321	2342	2363	2383	2404	2425	2446
9	2467	2488	2509	2530	2551	2572	2592	2613	2634	2655
10	2676 [×]	2697	2718	2739	2759	2780	2801	2822	2843	2864
11	2885	2905	2926	2947	2968	2989	3010	3030	3051	3072
12	3093 [×]	3114	3135	3156	3176	3197	3218	3239	3260	3281
13	3302	3322	3343	3364	3385	3406	3427	3447	3468	3489
14	3510 [×]	3531	3552	3572	3593	3614	3635	3655	3676	3697
15	3718	3738	3759	3780	3801	3821	3842	3863	3884	3904
16	3925 [×]	3946	3967	3987	4008	4029	4050	4071	4091	4112
17	4133	4154	4175	4195	4216	4237	4258	4279	4299	4320
18	4341 [×]	4362	4383	4403	4424	4445	4466	4486	4507	4528
19	4549	4569	4590	4611	4632	4652	4673	4694	4715	4735
20	4756 [×]									

Nota. — Les nombres marqués d'une croix (×) sont calculés, les autres interpolés.

(*) Exemple : 1453 est le coefficient de self-induction pour une longueur de 4^{dm} + 2^{cm} = 42^{cm}.

(**) Par le dispositif décrit à 328 α.

TABLE XII.

Fréquence d'un circuit à condensateur pour diverses capacités et coefficients de self-induction; d'après la formule $n = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}$.

Les nombres de la Table sont à multiplier par $10^6/\text{sec}$.

Coefficient de self-induction p en unités C.G.S.

	100.	200.	400.	600.	800.	1000.	1500.	2000.	2500.	3000.	3500.	4000.
0,1.....	100,7	71,2	50,3	41,1	35,6	31,8	26,0	22,6	20,1	18,4	17,0	15,9
0,2.....	71,2	50,3	35,6	29,1	25,2	22,6	18,4	15,9	14,2	13,0	12,0	11,2
0,4.....	50,3	35,6	25,2	20,5	17,8	15,9	13,0	11,2	10,1	9,19	8,51	7,96
0,6.....	41,1	29,1	20,5	16,8	14,5	13,0	10,6	9,19	8,22	7,50	6,94	6,50
0,8.....	35,6	25,2	17,8	14,5	12,6	11,2	9,19	7,96	7,12	6,50	6,02	5,63
1.....	31,8	22,6	15,9	13,0	11,2	10,1	8,22	7,12	6,37	5,81	5,38	5,03
1,5.....	26,0	18,4	13,0	10,6	9,19	8,22	6,71	5,81	5,20	4,75	4,39	4,11
2.....	22,6	15,9	11,2	9,19	7,96	7,12	5,81	5,03	4,50	4,11	3,80	3,56
2,5.....	20,1	14,2	10,1	8,22	7,12	6,37	5,20	4,50	4,03	3,68	3,40	3,18
3.....	18,4	13,0	9,19	7,50	6,50	5,81	4,75	4,11	3,68	3,36	3,11	2,91
3,5.....	17,0	12,0	8,51	6,94	6,02	5,38	4,39	3,80	3,40	3,11	2,88	2,69
4.....	15,9	11,2	7,96	6,50	5,63	5,03	4,11	3,56	3,18	2,91	2,69	2,52
4,5.....	15,0	10,6	7,50	6,13	5,30	4,75	3,87	3,36	3,00	2,74	2,54	2,37
5.....	14,2	10,1	7,12	5,81	5,03	4,50	3,67	3,18	2,85	2,60	2,41	2,25
5,5.....	13,6	9,60	6,79	5,54	4,80	4,29	3,50	3,03	2,71	2,48	2,29	2,15
6.....	13,0	9,19	6,50	5,30	4,59	4,11	3,35	2,91	2,60	2,37	2,20	2,05
6,5.....	12,5	8,83	6,24	5,10	4,41	3,95	3,22	2,79	2,50	2,28	2,11	1,97
7.....	12,0	8,51	6,02	4,91	4,25	3,80	3,11	2,69	2,41	2,20	2,03	1,90
7,5.....	11,6	8,22	5,81	4,74	4,11	3,67	3,00	2,60	2,32	2,12	1,96	1,84
8.....	11,2	7,96	5,63	4,58	3,98	3,56	2,91	2,52	2,25	2,05	1,90	1,78
8,5.....	10,9	7,72	5,46	4,46	3,86	3,45	2,82	2,44	2,18	1,99	1,84	1,73
9.....	10,6	7,50	5,30	4,33	3,75	3,36	2,74	2,37	2,12	1,94	1,79	1,68
9,5.....	10,3	7,30	5,16	4,22	3,65	3,27	2,67	2,31	2,07	1,89	1,75	1,63
10.....	10,1	7,12	5,03	4,11	3,56	3,18	2,60	2,25	2,01	1,84	1,70	1,59

Capacité c en 10^{-18} microfarad = 10^{-18} C.G.S.

TABLES.

TABLE XII (suite).

Fréquence d'un circuit à condensateur pour diverses capacités et coefficients de self-induction; d'après la formule $n = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}$.

Les nombres de la Table sont à multiplier par $10^6/\text{sec}$.

Coefficient de self induction p en unités C. G. S.

	3800.	3900.	4000.	4500.	5000.	5500.	6000.	7000.	7500.	8000.	8500.	9000.	9500.	10000.
0,1.....	15,0	14,2	13,6	12,5	12,0	11,6	11,2	10,9	10,6	10,3	10,1	10,0	10,0	10,0
0,2.....	10,6	10,1	9,60	8,83	8,51	8,22	7,96	7,72	7,50	7,30	7,12	7,00	7,00	7,00
0,4.....	7,50	7,12	6,79	6,50	6,24	6,02	5,81	5,63	5,46	5,30	5,03	5,00	5,00	5,00
0,6.....	6,13	5,81	5,54	5,30	5,10	4,91	4,74	4,58	4,46	4,33	4,22	4,11	4,11	4,11
0,8.....	5,30	5,03	4,80	4,59	4,41	4,25	4,11	3,98	3,86	3,75	3,65	3,56	3,56	3,56
1.....	4,75	4,50	4,29	4,11	3,95	3,80	3,67	3,56	3,45	3,36	3,27	3,18	3,18	3,18
1,5.....	3,87	3,67	3,50	3,35	3,22	3,11	3,00	2,91	2,82	2,74	2,67	2,60	2,60	2,60
2.....	3,36	3,18	3,03	2,91	2,79	2,69	2,60	2,52	2,44	2,37	2,31	2,25	2,25	2,25
2,5.....	3,00	2,85	2,71	2,60	2,50	2,41	2,32	2,25	2,18	2,12	2,07	2,01	2,01	2,01
3.....	2,74	2,60	2,48	2,37	2,28	2,20	2,12	2,05	1,99	1,94	1,89	1,84	1,84	1,84
3,5.....	2,54	2,41	2,29	2,20	2,11	2,03	1,96	1,90	1,84	1,79	1,75	1,70	1,70	1,70
4.....	2,37	2,25	2,12	2,05	1,97	1,90	1,84	1,78	1,73	1,68	1,63	1,59	1,59	1,59
4,5.....	2,24	2,12	2,02	1,94	1,86	1,79	1,73	1,68	1,63	1,58	1,54	1,50	1,50	1,50
5.....	2,12	2,01	1,92	1,84	1,77	1,70	1,64	1,59	1,54	1,50	1,46	1,42	1,42	1,42
5,5.....	2,02	1,92	1,83	1,75	1,68	1,66	1,57	1,52	1,47	1,43	1,39	1,36	1,36	1,36
6.....	1,91	1,84	1,75	1,68	1,61	1,55	1,50	1,45	1,41	1,37	1,33	1,30	1,30	1,30
6,5.....	1,86	1,77	1,68	1,61	1,55	1,49	1,44	1,40	1,35	1,32	1,28	1,25	1,25	1,25
7.....	1,79	1,70	1,62	1,55	1,49	1,44	1,39	1,34	1,30	1,27	1,23	1,20	1,20	1,20
7,5.....	1,73	1,64	1,57	1,50	1,44	1,39	1,34	1,30	1,26	1,22	1,19	1,16	1,16	1,16
8.....	1,68	1,59	1,52	1,45	1,40	1,34	1,30	1,26	1,22	1,19	1,15	1,12	1,12	1,12
8,5.....	1,63	1,54	1,47	1,41	1,35	1,30	1,26	1,22	1,18	1,15	1,12	1,09	1,09	1,09
9.....	1,58	1,50	1,43	1,37	1,32	1,27	1,22	1,19	1,15	1,12	1,09	1,06	1,06	1,06
9,5.....	1,54	1,46	1,39	1,33	1,28	1,23	1,19	1,15	1,12	1,09	1,06	1,03	1,03	1,03
10.....	1,50	1,42	1,36	1,30	1,25	1,20	1,16	1,12	1,09	1,06	1,03	1,00	1,00	1,00

Capacité c en 10^{-2} microfarad = 10^{-18} C. G. S.

TABLES.

TABLE XIII.

Influence de l'amortissement sur la fréquence des circuits à condensateur (222).

Soient n la fréquence exacte calculée par la relation

$$n = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{pc} - \left(\frac{w}{2p}\right)^2},$$

n^0 la fréquence approchée donnée par l'égalité

$$n^0 = \frac{1}{\pi \sqrt{pc}}.$$

On tire de 222, égalité (3),

$$n = \frac{n^0}{\sqrt{1 + \left(\frac{d}{2\pi}\right)^2}} = n^0(1 - \Delta).$$

Les valeurs de Δ pour les différents décréments d sont données dans la Table suivante :

d .	Δ .	d .	Δ .	d .	Δ .
0,1.....	0,0001	0,6.....	0,005	1,5.....	0,027
0,2.....	0,0005	0,7.....	0,006	2.....	0,047
0,3.....	0,001	0,8.....	0,008	2,5.....	0,071
0,4.....	0,002	0,9.....	0,010	3.....	0,098
0,5.....	0,003	1.....	0,012		

TABLE XIV.

Fréquence n par seconde et longueur d'onde λ (dans l'air).

$$\text{Formule } \lambda = \frac{6 \cdot 10^{10}}{n} \text{ cm} \quad (227 d).$$

n.	λ.	Remarques.	n.	λ.	Remarques.
10 ⁵	6000 ^m		10 ⁸	6 ^m	
2. »	3000		2. »	3	
3. »	2000		3. »	2	
4. »	1500		4. »	1,5	
5. »	1200		5. »	1,2	
6. »	1000		6. »	1	
7. »	857		7. »	0,86	
8. »	750	Oscillation non amortie la plus rapide obtenue jusqu'alors (436).	8. »	0,75	
9. »	667	Oscillation employée en T. S. F.	9. »	0,67	
10 ⁶	600	} Oscillations employées en T. S. F.	10 ⁹	60 ^{cm}	Oscillation la plus rapide employée par Hertz.
2. »	300		2. »	30	
3. »	200		3. »	20	
4. »	150		4. »	15	
5. »	120		5. »	12	
6. »	100		6. »	10	
7. »	85,7		7. »	8,6	
8. »	75		8. »	7,5	
9. »	66,7		9. »	6,7	
10 ⁷	60		10 ¹⁰	6	
2. »	30		2. »	3	
3. »	20		3. »	2	
4. »	15		4. »	1,5	
5. »	12		5. »	1,2	
6. »	10		6. »	1	
7. »	8,6		7. »	0,86	
8. »	7,5		8. »	0,75	
9. »	6,7		9. »	0,67	

<i>n.</i>	λ .	Remarques.	<i>n.</i>	λ .	Remarques.	
10^{11}	6^{mm}	Oscillation électrique la plus rapide connue jusqu'à maintenant.	10^{14}	$6^{\text{mm}} \cdot 10^{-3}$		
2. »	3		2. »	3	»	
3. »	2		3. »	2	»	
4. »	1,5		4. »	1,5	»	
5. »	1,2		5. »	1,2	»	
6. »	1		6. »	1	»	
7. »	0,86		7. »	0,86	»	Commencement de la lumière visible.
8. »	0,75		8. »	0,75	»	
9. »	0,67		9. »	0,67	»	
10^{12}	0,6		10^{15}	0,6 $\cdot 10^{-3}$	Lumière du sodium.	
2. »	0,3		2. »	0,3	»	Fin de la lumière visible.
3. »	0,2		3. »	0,2	»	} Rayons ultraviolets.
4. »	0,15		4. »	0,15	»	
5. »	0,12		5. »	0,12	»	
6. »	0,1		6. »	0,1	»	
7. »	0,086					
8. »	0,075					
9. »	0,067					
10^{13}	60 $\cdot 10^{-3}$	Le plus long rayon calorifique connu jusqu'ici ($\lambda = 61^{\text{mm}}, 1 \cdot 10^{-3}$) (*).				
2. »	30	»				
3. »	20	»				
4. »	15	»				
5. »	12	»				
6. »	10	»				
7. »	8,6	»				
8. »	7,5	»				
9. »	6,7	»				

(*) H. RUBENS et A. ASCHKINASS, *Wied. Ann.*, t. 67, 1899, p. 459.

TABLE XV.

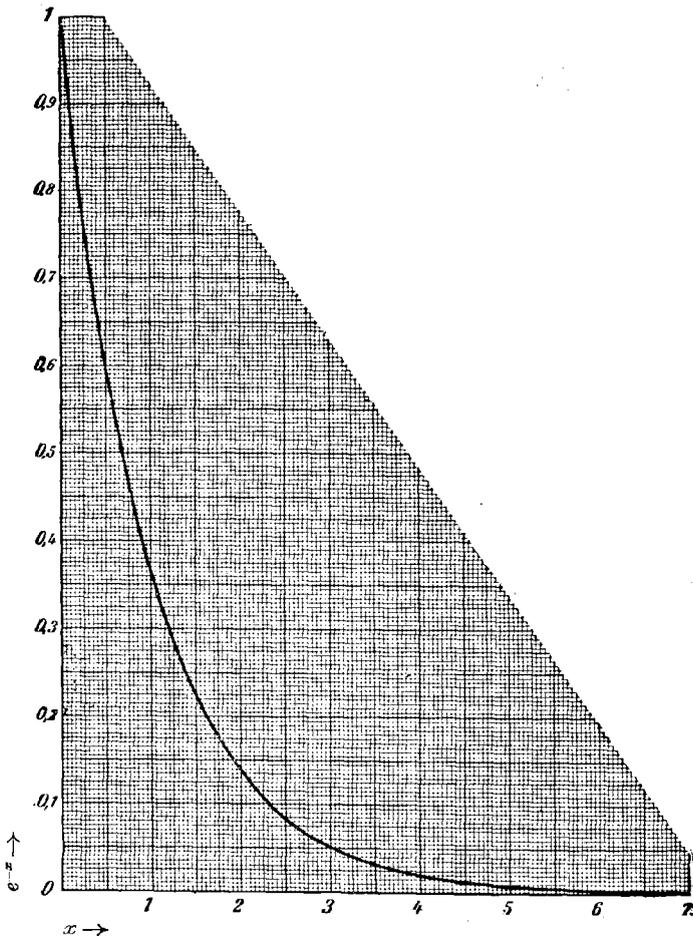
Valeurs de e^{-x} .

TABLE XVI.

Rapport d'amplitudes et décrement.

D'après 217 c, le rapport des amplitudes = $e^{-\delta}$, δ étant le décrement.

δ .	Rapport d'amplitudes.	δ .	Rapport d'amplitudes.
0,001	100 : 99,9 = 1,002	0,09	100 : 91,4 = 1,094
0,002	» 99,8 = 1,002	0,095	» 90,9 = 1,10
0,003	» 99,7 = 1,003	0,1	» 90,5 = 1,105
0,004	» 99,6 = 1,004	0,15	» 86,1 = 1,16
0,005	» 99,5 = 1,005	0,2	» 81,9 = 1,22
0,006	100 : 99,4 = 1,006	0,25	100 : 77,9 = 1,28
0,007	» 99,3 = 1,007	0,3	» 74,1 = 1,35
0,008	» 99,2 = 1,008	0,35	» 70,5 = 1,42
0,009	» 99,1 = 1,009	0,4	» 67,0 = 1,49
0,01	» 99,0 = 1,01	0,45	» 63,8 = 1,57
0,015	100 : 98,5 = 1,015	0,5	100 : 60,7 = 1,65
0,02	» 98 = 1,02	0,55	» 57,7 = 1,73
0,025	» 97,5 = 1,025	0,6	» 54,9 = 1,82
0,03	» 97 = 1,03	0,65	» 52,2 = 1,92
0,035	» 96,6 = 1,036	0,7	» 49,7 = 2,01
0,04	100 : 96,1 = 1,041	0,75	100 : 47,2 = 2,12
0,045	» 95,6 = 1,046	0,8	» 44,9 = 2,23
0,05	» 95,1 = 1,051	0,85	» 42,7 = 2,34
0,055	» 94,6 = 1,057	0,9	» 40,7 = 2,46
0,06	» 94,2 = 1,062	0,95	» 38,7 = 2,59
0,065	100 : 93,7 = 1,067	1	100 : 36,8 = 2,72
0,07	» 93,2 = 1,073	1,5	» 22,3 = 4,48
0,075	» 92,8 = 1,078	2	» 13,5 = 7,39
0,08	» 92,3 = 1,083	2,5	» 8,2 = 12,2
0,085	» 91,9 = 1,089	3	» 5 = 20,1

TABLE XVII.

Amortissement et résistance d'étincelle dans les circuits à condensateur avec étincelles;

D'après G. REMPP (*) (voir 219).

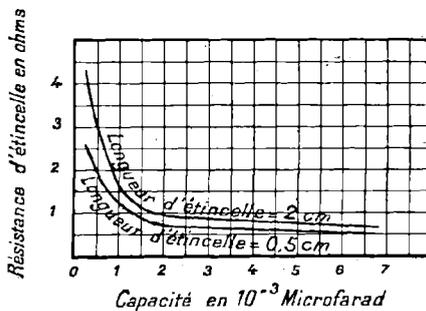
Dans cette Table

- c = capacité agissante (197 α), dans le circuit à condensateur,
- p = coefficient de self-induction du conducteur,
- r = rayon des boules de l'éclateur,
- ν = décrétement de l'oscillation.

Les nombres se rapportent à des sphères d'éclateur en zinc et à des condensateurs en flint anglais.

a. Résistance d'étincelle en fonction de la capacité.

Fig. I (**).



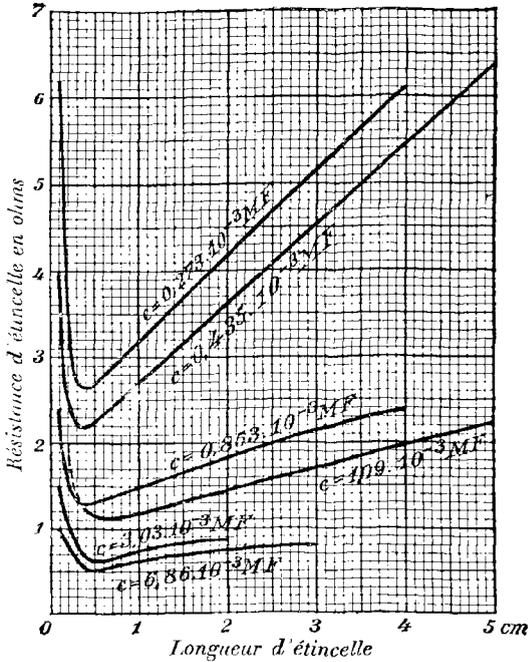
(*) Les décrétements des circuits à condensateur de très petite capacité ou de très grande capacité avec très petite longueur d'étincelle ont été déterminés par P. Drude (210^a).

(**) Pour les circuits à condensateur considérés, on avait

$$p = \text{environ } 2800 \text{ C.G.S.}, \quad 2r = 1^{\text{cm}}, 5.$$

b. Résistance d'étincelle en fonction de la longueur d'étincelle.

Fig. II (*).



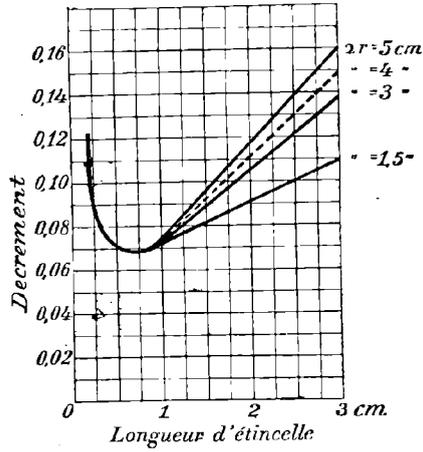
c. Décrément en fonction de la longueur d'étincelle. — Les décréments, qui ont servi à calculer les nombres de la figure II, sont les suivants :

Longueur d'étincelle en cm.	c en 10^{-3} microfarad.					
	0,273.	0,435.	0,858.	1,093.	3,035.	6,86.
0,1	0,19 ₅	0,15 ₈	0,13 ₃		0,15 ₇	0,14 ₆
0,2	0,11 ₇	0,12 ₄	0,09 ₀	0,12 ₅	0,10 ₇	0,11 ₉
0,3	0,07 ₇	0,08 ₉	0,07 ₅	0,09 ₀	0,09 ₁	0,09 ₂
0,5	0,08 ₆	0,09 ₃		0,07 ₄	0,06 ₀	0,07 ₇
1	0,11 ₀	0,11 ₁	0,08 ₄	0,07 ₇	0,08 ₃	0,09 ₀
1,5	0,11 ₆	0,12 ₉		0,07 ₈		
2	0,13 ₇	0,14 ₀	0,10 ₁	0,09 ₂	0,08 ₅	0,10 ₅
2,5	0,13 ₂		0,11 ₄	0,09 ₄		
3	0,15 ₈	0,20 ₂	0,12 ₂	0,10 ₈		0,11 ₆
3,5	0,17 ₆		0,12 ₄	0,11 ₅		
4	0,18 ₇	0,20 ₃	0,12 ₄	0,12 ₃		
4,5		0,23 ₇		0,13 ₆		
5		0,25 ₃		0,14 ₄		

(*) { Pour les circuits à condensateur considérés, on avait
 $p =$ environ 2800 C.G.S., $2r = 1^{cm}, 5.$

d. Décrément en fonction de la grosseur des boules de l'éclateur. — Dans le

Fig. III.



circuit à condensateur on avait

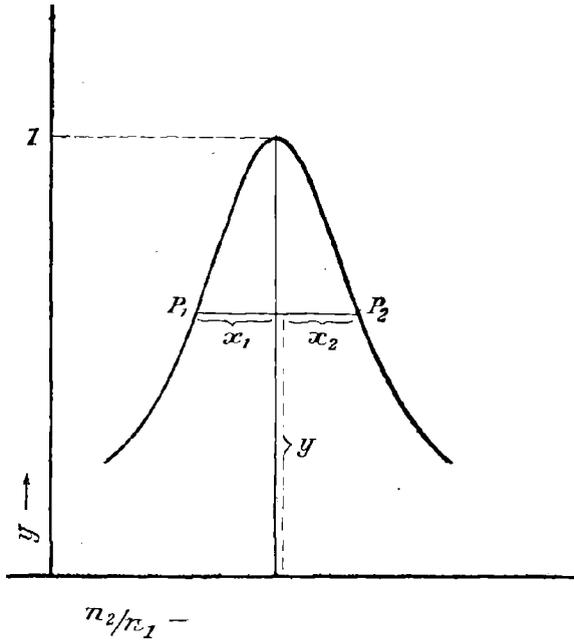
$$c = 1,01 \cdot 10^{-3} \text{ microfarad,}$$

$$p = 2430 \text{ C.G.S.}$$

TABLE XVIII.

Courbe de résonance de l'effet du courant (323).

Soient ν_1 et ν_2 les décréments des systèmes primaire et secondaire, i_{eff}^2 l'effet du courant dans le système secondaire, i_{eff}^2 le même effet dans le cas de la réso-



nance entre les deux systèmes. La courbe de résonance a pour ordonnées y les valeurs de $\frac{i_{\text{eff}}^2}{I^2}$ et comme abscisses x le rapport $\frac{n_2}{n_1}$ des deux fréquences. Soit $x = \frac{x_1 + x_2}{2}$, x_1 et x_2 ayant les significations indiquées par la figure ci-dessus. On a donc

$$\nu_1 + \nu_2 = x 2 \pi \sqrt{\frac{1}{1 - y}} = x A.$$

On a supposé :

- 1° x petit vis-à-vis de 1 ;
- 2° $\nu_1 + \nu_2$ petit vis-à-vis de 2π .

Z. — II.

Dans la Table suivante, on donne les valeurs de A et de log A pour les différentes valeurs de y :

y .	log A.	A.	y .	log A.	A.
0,998	2,1472	140	0,84	1,1583	14,4
0,996	1,9963	99,2	0,83	1,1425	13,9
0,994	1,9078	80,9	0,82	1,1274	13,4
0,992	1,8449	70,0	0,81	1,1130	13,0
0,990	1,7960	62,5	0,80	1,0993	12,6
0,988	1,7560	57,0	0,79	1,0859	12,2
0,986	1,7221	52,7	0,78	1,0730	11,8
0,984	1,6926	49,3	0,77	1,0606	11,5
0,982	1,6666	46,4	0,76	1,0485	11,2
0,980	1,6433	44,0	0,75	1,0367	10,9
0,978	1,6221	41,9	0,74	1,0253	10,6
0,976	1,6028	40,1	0,73	1,0141	10,3
0,974	1,5850	38,5	0,72	1,0032	10,1
0,972	1,5684	37,0	0,71	0,9931	9,84
0,970	1,5530	35,7	0,70	0,9822	9,60
0,968	1,5386	34,5	0,69	0,9719	9,37
0,966	1,5249	33,5	0,68	0,9619	9,16
0,964	1,5121	32,5	0,67	0,9518	8,95
0,962	1,4994	31,6	0,66	0,9422	8,75
0,960	1,4883	30,8	0,65	0,9326	8,56
0,958	1,4773	30,0	0,64	0,9230	8,38
0,956	1,4667	29,3	0,63	0,9137	8,20
0,954	1,4565	28,6	0,62	0,9045	8,03
0,952	1,4469	28,0	0,61	0,8953	7,86
0,950	1,4376	27,4	0,60	0,8862	7,69
0,945	1,4157	26,0	0,59	0,8772	7,54
0,940	1,3956	24,9	0,58	0,8683	7,38
0,935	1,3771	23,8	0,57	0,8594	7,23
0,930	1,3599	22,9	0,56	0,8505	7,09
0,925	1,3437	22,1	0,55	0,8418	6,95
0,920	1,3285	21,3	0,54	0,8330	6,81
0,915	1,3142	20,6	0,53	0,8243	6,67
0,910	1,3006	20,0	0,52	0,8156	6,54
0,905	1,2876	19,4	0,51	0,8069	6,41
0,900	1,2753	18,8 ₅	0,50	0,7982	6,28
0,89	1,2522	17,9	0,49	0,7895	6,16
0,88	1,2308	17,0	0,48	0,7808	6,04
0,87	1,2110	16,3	0,47	0,7721	5,92
0,86	1,1924	15,6	0,46	0,7634	5,80
0,85	1,1748	15,0	0,45	0,7546	5,68

TABLES.

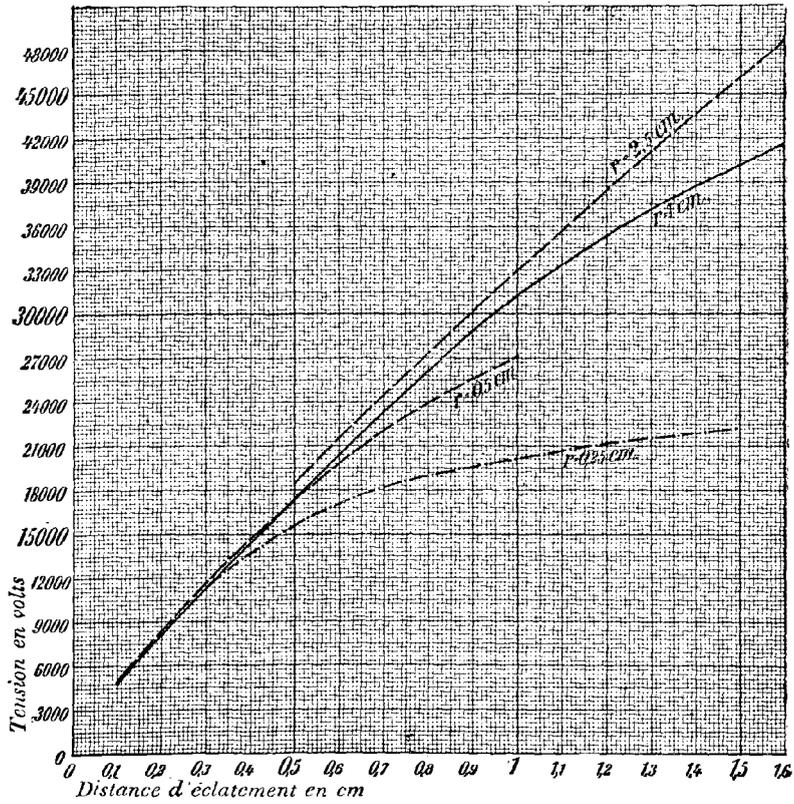
483

γ .	log A.	A.	γ .	log A.	A.
0,44	0,7459	5,57	0,19	0,4834	3,04
0,43	0,7370	5,46	0,18	0,4690	2,94
0,42	0,7281	5,35	0,17	0,4539	2,84
0,41	0,7192	5,24	0,16	0,4381	2,74
0,40	0,7102	5,13	0,15	0,4216	2,64
0,39	0,7011	5,02	0,14	0,4040	2,54
0,38	0,6919	4,92	0,13	0,3854	2,43
0,37	0,6827	4,82	0,12	0,3656	2,32
0,36	0,6734	4,71	0,11	0,3442	2,21
0,35	0,6638	4,61	0,10	0,3211	2,09
0,34	0,6542	4,51	0,09	0,2958	1,98
0,33	0,6444	4,41	0,08	0,2679	1,85
0,32	0,6345	4,31	0,07	0,2365	1,72
0,31	0,6245	4,21	0,06	0,2008	1,59
0,30	0,6142	4,11	0,05	0,1588	1,44
0,29	0,6033	4,01	0,04	0,1081	1,28
0,28	0,5932	3,92	0,03	0,0434	1,10
0,27	0,5823	3,82	0,02	0,9531—1	0,90
0,26	0,5711	3,72	0,01	0,8004—1	0,63
0,25	0,5597	3,63			
0,24	0,5479	3,53			
0,23	0,5358	3,43			
0,22	0,5234	3,34			
0,21	0,5105	3,24			
0,20	0,4971	3,14			

TABLE XIX.

Distance d'éclatement et tension.

Les nombres, dont on s'est servi pour construire les courbes, sont empruntés à A. Heydweiller (*Wied. Ann.*, t. 48, 1893, p. 235) et supposent des charges statiques. r représente le rayon des boules de l'éclateur.



Avec un rayon des boules de r^{cm} et des distances d'éclatement plus grandes, on obtient les relations suivantes (*) entre la distance d'éclatement et la tension (mesures de J. Algermissen).

Distance d'éclatement en cm.	Tension en volts.		Distance d'éclatement en cm.	Tension en volts.	
	$r = 1^{\text{cm}}$.	$r = 2^{\text{cm}}, 5.$		$r = 1^{\text{cm}}$.	$r = 2^{\text{cm}}, 5.$
1,5	40,3. 10^3 (*)	46,2. 10^3	4,0	64,2. 10^3	94,2. 10^3
1,6	41,8. »	48,6. »	4,1	64,8. »	95,7. »
1,7	43,2. »	51,0. »	4,2	65,4. »	97,2. »
1,8	44,7. »	53,4. »	4,3	66,0. »	»
1,9	46,1. »	55,8. »	4,4	66,6. »	»
2,0	47,4. »	58,2. »	4,5	67,2. »	»
2,1	48,6. »	60,6. »	4,6	67,8. »	»
2,2	49,8. »	62,8. »	4,7	68,3. »	»
2,3	51,0. »	65,0. »	4,8	68,8. »	»
2,4	52,0. »	67,0. »	4,9	69,3. »	»
2,5	53,0. »	69,0. »	5,0	69,8. »	»
2,6	54,0. »	70,8. »	5,1	70,3. »	»
2,7	54,9. »	72,6. »	5,2	70,8. »	»
2,8	55,8. »	74,4. »	5,3	71,2. »	»
2,9	56,7. »	76,2. »	5,4	71,6. »	»
3,0	57,5. »	78,0. »	5,5	72,0. »	»
3,1	58,3. »	79,7. »	5,6	72,3. »	»
3,2	59,0. »	81,3. »	5,7	72,6. »	»
3,3	59,7. »	83,0. »	5,8	72,9. »	»
3,4	60,4. »	84,7. »	5,9	73,2. »	»
3,5	61,1. »	86,4. »	6,0	73,5. »	»
3,6	61,8. »	88,0. »			
3,7	62,4. »	88,6. »			
3,8	63,0. »	91,2. »			
3,9	63,6. »	92,7. »			

(*) Les nombres sont les valeurs moyennes des mesures faites à des jours différents avec des pressions barométriques différentes et des états hygrométriques différents.

TABLE XX.

*Fréquence et coefficient de couplage (332).*Si K est le coefficient de couplage

$$K_1 = \sqrt{K^2 - \left(\frac{d_1 - d_2}{2\pi}\right)^2},$$

et l'on a

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{1 + K_1}{1 - K_1}}.$$

$\frac{n_1}{n_2}$.	K_1 .	$\frac{n_1}{n_2}$.	K_1 .
1,01	0,0099	1,36	0,298
1,02	0,0198	1,37	0,305
1,03	0,0297	1,38	0,311
1,04	0,0392	1,39	0,318
1,05	0,0487	1,40	0,324
1,06	0,0582	1,41	0,330
1,07	0,0676	1,42	0,337
1,08	0,0768	1,43	0,343
1,09	0,0860	1,44	0,349
1,10	0,0950	1,45	0,355
1,11	0,104	1,46	0,361
1,12	0,113	1,47	0,367
1,13	0,122	1,48	0,373
1,14	0,130	1,49	0,379
1,15	0,139	1,50	0,385
1,16	0,147	1,55	0,412
1,17	0,156	1,60	0,438
1,18	0,164	1,65	0,463
1,19	0,172	1,70	0,486
1,20	0,180	1,75	0,507
1,21	0,188	1,80	0,528
1,22	0,196	1,85	0,548
1,23	0,204	1,90	0,566
1,24	0,212	1,95	0,584
1,25	0,220	2,0	0,600
1,26	0,227	2,5	0,724
1,27	0,235	3,0	0,800
1,28	0,242		
1,29	0,249		
1,30	0,256		
1,31	0,264		
1,32	0,271		
1,33	0,278		
1,34	0,285		
1,35	0,291		

FIN DU TOME II.

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
NOTATIONS	V
ERRATA.....	VI

CHAPITRE XII.

Oscillations propres des oscillateurs ouverts.

I. Le courant.....	4
II. Le champ électrique à la surface des oscillateurs.....	12
III. Fréquence des oscillations propres des oscillateurs ouverts.....	21
IV. Amortissement des oscillateurs ouverts.....	35

CHAPITRE XIII.

Action d'une oscillation non amortie sur un oscillateur.

I. Influence des oscillations propres. Cas général.....	50
II. Influence des oscillations propres. Résonance.....	55
III. Courbes de résonance.....	64

CHAPITRE XIV.

Système couplé. — Couplage très lâche.

I. Influence d'un oscillateur sur un circuit fermé.....	78
II. Influence d'un oscillateur sur un autre pour un couplage très lâche..	82
III. Courbes de résonance dans l'action d'un oscillateur sur un autre....	89
IV. Démonstration et emploi expérimental de la résonance.....	100

CHAPITRE XV.

Système couplé. — Cas général.

I. Couplage d'un oscillateur et d'un circuit fermé.....	130
II. Influence d'un oscillateur sur un autre dans le cas d'un couplage lâche.	135
III. Deux oscillateurs en couplage serré.....	155

CHAPITRE XVI.

Propagation des ondes magnétiques dans les cylindres de fer.

	Pages.
I. Généralités sur la propagation des ondes.....	176
II. Relations des ondes magnétiques dans les cylindres de fer.....	182
III. Application pratique.....	189

CHAPITRE XVII.

Ondes électromagnétiques le long des fils.

I. Propagation des ondes.....	194
II. Ondes stationnaires.....	221

CHAPITRE XVIII.

Production d'ondes électromagnétiques dans l'air.

I. Les ondes de l'oscillateur de Hertz.....	245
II. L'oscillateur linéaire.....	262
III. Oscillateurs rayonnants et non rayonnants.....	268

CHAPITRE XIX.

Détecteurs d'ondes électromagnétiques.

I. Détecteurs thermiques.....	273
II. Détecteurs magnétiques.....	276
III. Décharge dans les gaz.....	281
IV. Contacts imparfaits. Cohéreurs.....	290
V. Détecteurs électrolytiques.....	297
VI. Détecteurs par effet Edison.....	299

CHAPITRE XX.

Les émetteurs en télégraphie sans fil.

I. L'émetteur de Marconi.....	301
II. Le dispositif de Braun.....	319
III. Appareils auxiliaires.....	335
IV. Dispositifs particuliers.....	346

CHAPITRE XXI.

Les récepteurs en télégraphie sans fil.

	Pages.
I. Le système récepteur simple.....	357
II. Appareils auxiliaires.....	360
III. Système couplé.....	375
IV. Considérations générales.....	389

CHAPITRE XXII.

Propriétés des ondes électromagnétiques.

I. Ondes planes dans un milieu homogène.....	400
II. Ondes planes à la surface de séparation de deux milieux homogènes... ..	406
III. Représentation expérimentale des propriétés des ondes électromagnétiques	417
IV. Les ondes lumineuses considérées comme ondes électromagnétiques..	425
NOTES	437
TABLES.....	459

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.
42050 Quai des Grands-Augustins.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS,
QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS (6^e).

Envoi franco dans toute l'Union postale contre mandat de poste ou valeur sur Paris.

BIBLIOTHÈQUE GÉNÉRALE DES SCIENCES

TRACTION ÉLECTRIQUE

CONSTRUCTION ET PROJETS

Par **G. SATTLER**,
Ingénieur.

OUVRAGE TRADUIT DE L'ALLEMAND

Par **Pierre GIROT**,
Ingénieur des Arts et Manufactures.

VOL. IN-8 (23-14) de VI-195 PAGES, AVEC 123 FIG. ET 2 PL.; 1908.. 5 FR.

La traction électrique est à l'ordre du jour. Des tramways électriques sillonnent les grandes villes; de nombreux essais sur les chemins de fer ont montré que leur « électrification » ne présente aucune difficulté et, dans un avenir rapproché, leur exploitation sera réalisable au moyen de la houille blanche, son énergie pouvant se transmettre à des centaines de kilomètres sans difficulté. Déjà dans certains pays de montagnes, pauvres en charbon mais riches en chutes d'eau, la grande majorité des transports se font électriquement, notamment ceux qui concernent l'exploitation des mines. La traction électrique est donc à peine à son début, le champ qui s'ouvre devant elle est immense.

L'Ouvrage dont nous présentons la traduction au public français est un livre pratique mettant de côté les calculs et spéculations théoriques; il permet de résoudre toutes les questions relatives aux installations des tramways et des petites lignes industrielles. De nombreux dessins donnent des détails de construction intéressants. On y trouvera les calculs de la puissance nécessaire pour l'installation de la voie et du réseau d'amenée de courant, avec des modèles de projets et de devis. Aussi sommes-nous convaincu que cette traduction pourra rendre service à tous ceux qui s'occupent de cette question si vivante de la traction électrique ou qui s'y intéressent.

Table des Matières.

CHAP. I. Résistances au mouvement des véhicules à traction électrique. Généralités. Résistance au roulement. Résistance de l'air. Résistance des courbes. Coefficient de traction. Effort de traction sur voie horizontale. Résistance et effort de traction en rampe. Dépenses d'énergie du moteur. Intensité du courant et vitesse en rampe. Consommation en watts d'une motrice. Résistance due à l'inertie. Adhérence. — CHAP. II. Les moteurs de traction élec-

triques. Généralités, *Moteurs à courant continu.* Moteur série. Démarrage. Régulation de la vitesse. Méthode du rhéostat. Méthode série parallèle. Méthode shunt. Variation de la tension de la source. Moteur shunt. *Moteurs à courants alternatifs.* Régulation de la vitesse des moteurs à courants alternatifs. Freinage des véhicules électriques. Espace parcouru au lancé. Freinage artificiel. Frein électrique. Frein magnétique. Frein à air comprimé. — CHAP. III. **Calcul de la consommation d'énergie d'un véhicule électrique sur rails.** Consommation d'énergie maximum. Consommation moyenne d'énergie. — CHAP. IV. **Calcul des canalisations des chemins de fer électriques.** Ligne de contact aérienne des tramways et des petites lignes de chemins de fer. Retour du courant pour les tramways et les petites lignes de chemins de fer. Alimentation des chemins de fer électriques. — CHAP. V. **Construction des feeders.** Mesures sur les lignes. — CHAP. VI. **Superstructure des chemins de fer électriques.** Plans nécessaires. Etude de l'emplacement de la voie. Rails. Différentes espèces de rails. Liaisons mécaniques entre les rails. Aiguilles et croisements. Plans de la voie. Plate-forme de la voie. Ecoulement des eaux. — CHAP. VII. **Amenée du courant aux véhicules à traction électrique.** *Amenée du courant par ligne de contact aérienne.* Fil de contact et organe de prise de courant. Suspension de fil de contact. Pose du fil de ligne en alignement droit. Pose du fil de ligne en courbe. Pose des aiguilles aériennes. Ancrages. Pose des isolateurs de section. Mâts. Dispositifs de sécurité pour chemins de fer électriques. Parafoudres. Protection des lignes à bonne tension. Matériel pour ligne aérienne. Arrivée du courant par troisième rail. *Amenée du courant par ligne de contact souterraine.* — CHAP. VIII. **Les automobiles électriques.** Equipement d'automobiles électriques avec accumulateurs. Lignes sans rails. — CHAP. IX. **Devis et contrats.** Devis pour la construction d'une ligne de tramways. Prescriptions spéciales pour l'exécution de chaussées empierrées ou pavées lors de la pose des voies de tramways. Devis de pose d'une voie de tramway. — INDEX ALPHABETIQUE. — PLANCHES I et II.

A LA MEME LIBRAIRIE.

GERARD (Eric), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, annexé à l'Université de Liège. — **Leçons sur l'Electricité,** professées à l'Institut électrotechnique. 7^e édition, refondue et complétée. 2 volumes in-8 (25-16), se vendant séparément :

TOME I. — *Théorie de l'Électricité et du Magnétisme, Électrométrie. Théorie et construction des générateurs électriques,* avec 400 figures; 1905..... 12 fr.

TOME II. — *Transformateurs. Canalisation et distribution de l'énergie électrique. Application de l'électricité à la télégraphie, à la téléphonie, à l'éclairage, à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à la métallurgie et à la Chimie industrielle,* avec 432 figures; 1905..... 12 fr.