

L'ONDE ÉLECTRIQUE

PUBLICATION
DE LA
SOCIÉTÉ DES AMIS
DE LA
T.S.F.



SOMMAIRE

M. GUÉRITOT

La mesure du courant de saturation dans les lampes
à trois électrodes

Ph. LE CORBEILLER et Ch. LANGE

Étude sur les lignes en T dissymétriques et application
aux filtres de bandes

R. MESNY

Rayonnement d'un cadre — Applications

P. DAVID

Radiotéléphonie avec ou sans courant porteur

Diagrammes des forces électromotrices

8 A B en Amérique

Fondation d'un Comité intersociétaire

Essais transatlantiques

Montages et tours de mains — Informations

Etienne CHIRON, Éditeur

PARIS

Gobelins 06-76

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue mensuelle publiée par les Amis de la T. S. F.

ABONNEMENT D'UN AN

France 30 fr.

Étranger 35 fr.

Étienne CHIRON

ÉDITEUR

40, RUE DE SEINE, PARIS

CHÈQUES POSTAUX: PARIS 53-35

PRIX

DU NUMÉRO : 3 francs

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Adresser la correspondance administrative et technique à

M. MESNY, secrétaire général
21, rue Jacob, Paris-6^e

Paiement des cotisations à

M. ATTHALIN, trésorier
Banque de Paris et des Pays-Bas
3, rue d'Antin, Paris-2^e

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

COMITÉ DE PATRONAGE

MM.

Georges LEMOINE, président de l'Académie des Sciences.

L.-E. BERTIN, vice-président de l'Académie des Sciences.

Alfred LACROIX, secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

Emile PICARD, secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

Henri DESLANDRES, ancien président de l'Académie des Sciences.

BLOT-GARNIER, président de l'Union des Horlogers de France.

Henri BOUSQUET, président du Conseil d'administration de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

Gabriel CORDIER, président de l'Union des Industries métallurgiques et minières.

J. DAL PIAZ, président du Conseil d'administration de la Compagnie Générale Transatlantique.

MM.

S. DERVILLÉ, président du Syndicat des Chemins de fer de Ceinture de Paris.

Charles FERRAND, président de la Chambre syndicale des Constructeurs de Navires.

Hubert GIRAUD, administrateur-délégué de la Société Générale de Transports Maritimes à Vapeur.

Société des Ingénieurs Coloniaux.

J. LE CESNE, président de l'Union Coloniale française.

Raynald LEGOUÉZ, président de l'Union des Syndicats de l'Électricité.

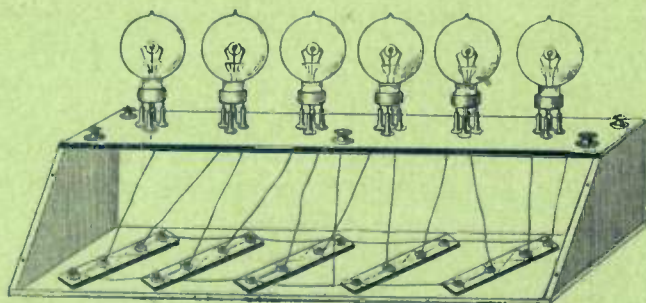
A. MESSIMY, ancien ministre.

Denis PÉROUSE, président du Syndicat des Armateurs de France.

J.-B. POMEY, ingénieur en chef des Postes et Télégraphes.

La Téléphonie sans fil en haut-parleur

CONSTRUCTION D'UN POSTE TRÈS SIMPLIFIÉ A HAUT RENDEMENT
par le D^r Paul HUSNOT



Voici l'appareil dans toute sa simplicité

Un volume avec nombreux schémas : 3 fr. Franco : 3 fr. 25

Étienne CHIRON, éditeur, 40, rue de Seine, PARIS

La rédaction décline toute responsabilité en ce qui concerne la teneur des articles publiés
:: les auteurs assumant l'entière responsabilité de ce qui paraît sous leur signature. ::

LA MESURE DU COURANT DE SATURATION DANS LES LAMPES A TROIS ÉLECTRODES

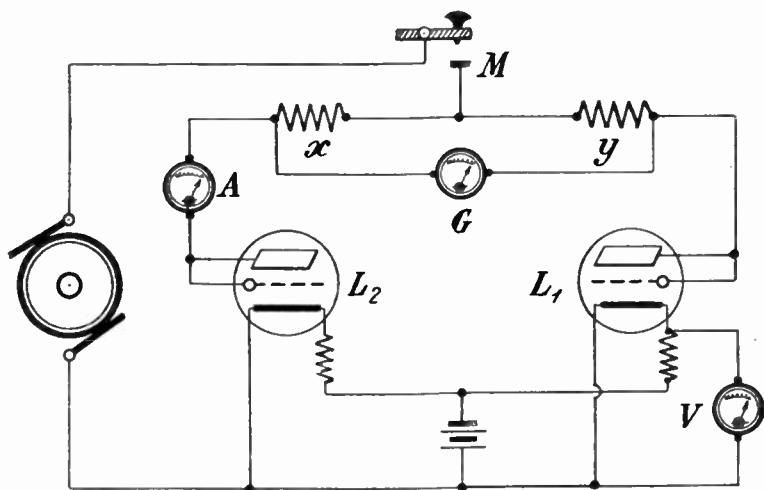
Par Maurice GUÉRITOT

La mesure du courant de saturation dans les lampes d'émission puissantes est une opération assez délicate et qui, jusqu'ici, n'avait été réalisée que par des procédés oscillographiques. Peu de temps avant sa mort, notre regretté collègue Maurice Guéritot avait imaginé une méthode fort simple, et qui, essayée au laboratoire de l'Établissement central de la Radiotélégraphie militaire, s'était montrée susceptible de fournir d'excellents résultats.

Dans ces conditions, nous avons cru que ce travail ne devait pas tomber dans l'oubli et nous avons pensé qu'en le publiant nous serions utiles à tous ceux qui s'occupent de la technique des lampes, en même temps que nous rendrions un nouvel hommage à la mémoire d'un excellent camarade. — R. JOUAUST.

Le montage réalisé est celui indiqué dans la figure.

On voit immédiatement que lorsqu'on ferme le manipulateur M, on applique une tension continue entre le filament d'une part, l'ensemble grille-plaque d'autre part, des deux lampes L_1 et L_2 . Si



cette tension est suffisamment élevée, le courant débité par l'une ou l'autre des lampes est le courant de saturation correspondant à la température à laquelle est porté le filament.

Mais tandis que la lampe L_1 , la lampe à essayer, est chauffée normalement, la lampe d'équilibrage L_2 est à chauffage réduit. Cette réduction est telle que le courant de saturation de la lampe L_2 n'est guère que le cinquième du courant correspondant au chauffage normal.

Dans ces conditions, la plaque de la lampe est susceptible de

dégrader sans inconvénient pendant un certain temps la puissance correspondant au produit de ce courant de saturation par la valeur de la tension appliquée.

Au contraire, si on avait laissé le manipulateur fermé un certain temps, la lampe L_1 eût été mise hors de service. Le manipulateur ne pouvait donc être fermé que pendant un temps très court.

Au moment où on ferme, le courant de saturation i_1 de la lampe L_1 traverse la résistance y , le courant i_2 de la lampe L_2 , la résistance x . Si la relation

$$xi_2 = yi_1$$

est réalisée, le galvanomètre G reste au repos, sinon il reçoit une impulsion.

Le mode opératoire est donc le suivant :

On règle les résistances x et y , de façon à ne pas observer d'élongation du galvanomètre au moment où on appuie sur le manipulateur.

On éteint la lampe L_1 et on lit sur l'ampèremètre A la valeur du courant i_2 . La possibilité de laisser la lampe L_2 un certain temps en circuit, permet d'exécuter facilement cette mesure.

La valeur cherchée est donc :

$$i_2 = \frac{x i_1}{y}.$$

Pratiquement, on a trouvé plus commode de donner aux résistances des valeurs fixes, en faisant $x = 5y$ et d'effectuer le réglage en faisant varier i_2 par modification du chauffage de la lampe L_2 .

Dans les essais, les résistances x et y étaient constituées par des rhéostats en maillechort de quelques ohms, et le galvanomètre G par un voltmètre donnant toute sa graduation pour quelques volts.

Il importe dans ces mesures de choisir le point commun au filament et au pôle négatif.

Le courant d'électrons qui va du filament à la plaque circule au moins partiellement dans le filament où il se superpose au courant de chauffage. Il peut, suivant le choix du point commun, s'ajouter à ce courant ou s'en retrancher.

Dans tous les cas, il modifie le courant de chauffage et par suite le courant de saturation.

Il convient, en général, de relier le pôle négatif de la source haute tension au positif du filament. Dans ces conditions, le courant d'électrons se retranche du courant de chauffage et on ne risque pas de surchauffer la lampe.

On a constaté par exemple, dans les essais effectués, que le fait de prendre comme point commun le positif ou le négatif du filament, faisait varier de 0,85 ampère à 0,95 le courant de saturation d'une lampe donnée.

La méthode que nous venons de décrire a été comparée au procédé oscillographique employé généralement au laboratoire de l'établissement central du matériel de la Radiotélégraphie militaire ⁽¹⁾.

Tout d'abord, on constata que ce dernier procédé donnait des valeurs plus élevées pour le courant de saturation. La cause en était la suivante :

Dans le procédé oscillographique tel qu'il était employé, les mesures duraient un certain temps et quoiqu'on opérât en courant alternatif à la fréquence de 42 cycles par seconde, que par suite, la plaque n'eût à dégrader la puissance maximum que pendant un temps très court, il se produisait un certain échauffement de la lampe, amenant un dégagement gazeux et par suite une augmentation du courant de saturation ⁽²⁾.

Le mode opératoire a été modifié de la façon suivante :

On a déterminé par le procédé ordinaire la tension qu'il convient d'appliquer entre le filament et l'ensemble plaque-grille, pour obtenir sûrement la saturation. Puis, après avoir laissé la lampe se refroidir, on a appliqué la tension pendant un temps très court, juste suffisant pour permettre de marquer sur le verre dépoli de l'oscillographe la position du maximum de l'onde enregistrée.

Dans ces conditions, les deux méthodes ont fourni identiquement les mêmes résultats.

⁽¹⁾ Jouaust. Essai des lampes d'émission de moyenne puissance au laboratoire de l'E. C. M. R. *Onde Electrique*, n° 6, juin, 1922, pp. 322-334.

⁽²⁾ Jouaust. L'influence des traces de gaz dans les lampes à trois électrodes. *Onde Electrique*, n° 14, février 1923, pp. 65-74.

ÉTUDE SUR LES LIGNES EN T DISSYMMÉTRIQUES ET APPLICATION AUX FILTRES DE BANDES

Par MM. Ph. LE CORBEILLER et Ch. LANGE

Ingénieurs des Télégraphes

1. — On appelle T l'ensemble de trois conducteurs disposés en T (ou en étoile) comme l'indique la figure 1, et on appelle π l'ensemble de trois conducteurs disposés en π (ou en triangle) comme l'indique la figure 2.

L'intérêt de ces configurations provient principalement de la propriété suivante, démontrée par M. le professeur Kennelly : un réseau composé de résistances ohmiques, de selfs, de capacités et de trans-

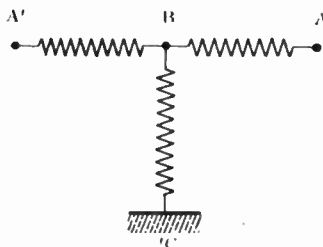


Fig. 1.

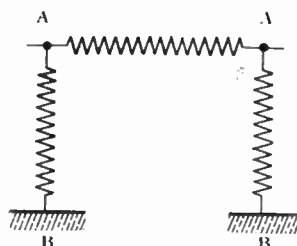


Fig. 2.

formateurs sans fer connectés entre eux d'une manière quelconque, peut être remplacé à une fréquence déterminée, mais quelconque, et en régime permanent, par un certain T bien défini (ou un certain π), pour toute opération effectuée à ses bornes et au delà.

Divers inventeurs (Campbell; K. Willy Wagner...) ont breveté des dispositifs appelés *filtres électriques*, composés d'un nombre très grand de T ou de π mis en série; ces sortes de lignes artificielles ne transmettent l'énergie que pour des fréquences comprises entre certaines limites, et cette propriété a des applications diverses, en particulier en radiotéléphonie sur fils.

Dans le présent article, nous établissons une *formule générale* (5) relative à un T quelconque, et s'appliquant notamment au cas où les branches du T contiendraient des appareils les affectant d'une *résistance négative*. Nous appliquons cette formule à l'étude d'une ligne formée d'un très grand nombre de T en série, et nous établissons la

condition de filtrage, très simple (13), (14) qui permet de déterminer les valeurs des fréquences que laisse passer le filtre en question.

Les filtres composés de π donneraient lieu à une étude calquée sur celles des filtres en T et qu'il est inutile de reproduire.

2. — Reprenons donc le T de la figure 1 et soit, à une fréquence déterminée $\frac{\omega}{2\pi}$, R et R' les impédances présentées par les branches BA, BA' et G l'admittance (inverse de l'impédance) du montant BC. Un des principaux problèmes à résoudre consiste, étant donné l'impédance quelconque z connectée à droite du T (fig. 3), à déterminer l'impédance z' que présente à gauche l'ensemble du T et de l'impédance z .

La relation entre z et z' s'obtient immédiatement à partir de la figure 3; on a :

$$z' = R' + \frac{1}{G + \frac{1}{R + z}}$$

ou bien :

$$(1) \quad z' = \frac{(R'G + 1)z + (R + R' + RR'G)}{Gz + (RG + 1)}$$

c'est une relation du type

$$(2) \quad z' = \frac{\alpha z + \beta}{\gamma z + \delta}, \quad \alpha\delta - \beta\gamma = +1$$

très complètement étudié par les mathématiciens, sous le nom de substitution homographique modulaire, à coefficients complexes.

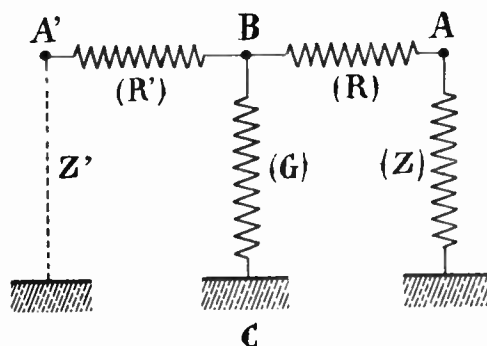


Fig. 3.

Inversement, on peut passer de la forme (2) à la forme (1) en posant :

$$(3) \quad G = \gamma \quad R = \frac{\delta - 1}{\gamma} \quad R' = \frac{\alpha - 1}{\gamma}$$

Cette identification ne serait pas toujours possible si les trois branches du T ne devaient contenir que des résistances ohmiques, des selfs et des capacités ordinaires; en effet, si

$$z = r + jx \quad j = \sqrt{-1}$$

est l'impédance d'un pareil système, la partie réelle de z est essentiellement positive ou nulle, alors que : $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ étant des quantités complexes quelconques, les parties réelles des quantités complexes R, R', G , que l'on en déduit par les formules (3) sont d'un signe quelconque.

Mais on connaît de nombreux appareils (arc électrique, dynatron de Hull; combinaisons de triodes de MM. Blondel, M. Latour, Scott Taggart, Turner, etc.) tels que la partie variable du courant qui les traverse soit déphasée de plus d'un angle droit, en valeur absolue, sur la partie variable de la tension à leurs bornes, et dont, par suite, on peut dire qu'ils présentent, soit une résistance négative, soit une impédance à partie réelle négative. La remarque ci-dessus montre que si l'on veut tirer tout le parti possible des propriétés de la relation (2) démontrées en mathématiques pures, il est nécessaire d'admettre que les branches du T peuvent contenir des appareils à résistance négative. Dans la suite de cet article, à moins de mention expresse du contraire, les impédances R et R' des branches du T, et l'admittance G du montant du T, seront donc des quantités complexes dont la partie réelle aussi bien que la partie imaginaire pourra avoir un signe quelconque. La relation (1) entre les impédances z et z' est, dans ces conditions, entièrement équivalente à la relation (2) la plus générale, et l'on passe de l'une à l'autre au moyen des formules (3).

3. — Il existe deux valeurs de z auxquelles la relation (2) fait correspondre une valeur égale de z' ; ce sont les racines p et q de l'équation du second degré que l'on obtient en faisant $z' = z$ dans cette relation :

$$(4) \quad \gamma z^2 + (\delta - \alpha)z - \beta = 0$$

Du point de vue électrique, cela signifie qu'il existe deux valeurs p et q de l'impédance z , telles qu'à chacune d'elles corresponde une valeur égale de l'impédance de l'ensemble formé par le T suivi de z . Nous donnerons à ces impédances particulières p et q le nom d'*impédances limites à gauche* que nous justifierons plus loin (parag. 5).

Si nous mettons en évidence ces impédances particulières, la relation (2) prend la forme fondamentale pour ce qui va suivre :

$$(5) \quad \frac{z' - p}{z' - q} = M \frac{z - p}{z - q}$$

M est une quantité numérique complexe que l'on appelle le *multipliqueur* de la substitution $\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}$.

Si nous identifions les relations (2) et (5), il vient pour M une équation du second degré :

$$(6) \quad M^2 - (\delta^2 + \alpha^2 + 2\beta\gamma) M + 1 = 0.$$

Il n'y a cependant pas d'ambiguïté pour M , car de la comparaison de (2) et de (5), on tire par exemple :

$$(7) \quad M = \frac{\delta + \gamma q}{\delta + \gamma p}$$

ce qui montre que le multipliqueur est univoquement déterminé dès que l'on a distingué p et q . Si on intervertit p et q dans (5), M doit évidemment se changer en $\frac{1}{M}$. La relation (7) montre qu'il en est bien ainsi et que l'on passe bien d'une racine de (6) à l'autre, qui est son inverse.

L'ensemble des trois données complexes (p, q, M) définit le T et équivaut exactement à la donnée de (R, R', G). On passe en effet de (p, q, M) à (R, R', G) par la suite d'équations (5), (2) et (3). L'opération inverse se fait plus commodément en introduisant un paramètre (v). Posons :

$$(8) \quad \frac{(R + R')G}{4} = Sh^2 v$$

ce qui détermine en fonction des données une quantité complexe v de module bien défini, mais dont l'argument n'est connu qu'au signe et à la période π près. Nous trouvons pour les impédances p et q l'expression :

$$(9) \quad \left. \begin{matrix} p \\ q \end{matrix} \right\} = \frac{R' - R}{2} \pm \frac{Sh 2v}{G}$$

La quantité $Z_0 = \frac{Sh 2v}{G}$ est susceptible d'après l'équation (8), de deux déterminations opposées. Convenons de choisir v de telle manière que la partie réelle de $\frac{Sh 2v}{G}$ soit positive. Pour distinguer p et q , nous ferons alors correspondre arbitrairement le signe $-$ à p , le signe $+$ à q . Avec ces conventions, on trouve pour M la valeur bien définie :

$$(10) \quad M = e^{+4v}$$

Le sens physique du multipliqueur M apparaît si l'on met bout à bout un nombre fini de T identiques, et que l'on étudie la *ligne* ainsi formée; c'est ce que nous allons faire dans le paragraphe suivant.

*

4. — Connectons deux T identiques comme l'indique la figure 4. Nous savons qu'il existe un T unique équivalent, à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$, à cette ligne.

La formule (5) nous permet d'obtenir très facilement les éléments de ce T unique, en passant par l'intermédiaire de l'impédance z' . On a en effet :

$$\frac{z' - p}{z' - q} = M \frac{z - p}{z - q}$$

$$\frac{z'' - p}{z'' - q} = M \frac{z' - p}{z' - q}$$

d'où :

$$\frac{z'' - p}{z'' - q} = M^2 \frac{z - p}{z - q}$$

Si nous mettons n T bout à bout, constituant ainsi une *ligne en T de n cellules* ⁽¹⁾, on aurait entre l'impédance z connectée à son

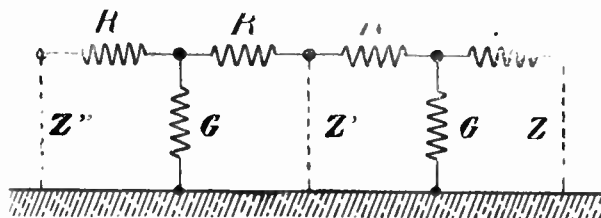


Fig. 4.

extrémité droite et l'impédance z_n de l'ensemble mesurée à gauche, la relation :

$$(11) \quad \frac{z_n - p}{z_n - q} = M^n \frac{z - p}{z - q}$$

Ainsi la ligne formée de n T identiques (ou de n cellules) mis bout à bout a mêmes impédances limites p et q que chacune des cellules et pour multiplicateur la $n^{\text{ième}}$ puissance du multiplicateur M d'une cellule. Cette ligne établit entre les impédances z_n et z à ses extrémités une relation homographique (11) de même forme et jouissant des mêmes propriétés que la relation (1) ou (5) relative à un T unique. Mais cela n'est plus nécessairement vrai si le nombre n est infini. La relation (11) prend alors en général une forme singulière, comme nous allons le montrer.

5. — On déduit de la relation (11) :

$$(12) \quad \text{mod} \left(\frac{z_n - p}{z_n - q} \right) = \text{mod} (M^n) \times \text{mod} \left(\frac{z - p}{z - q} \right)$$

⁽¹⁾ Ceci correspond à l'opération mathématique de l'itération de la substitution (5).

Supposons que le nombre n augmente indéfiniment. Deux circonstances bien différentes vont se présenter suivant que le multiplicateur M relatif à une cellule a un module différent de 1 ou égal à 1.

Soit d'abord $\text{mod } M = m \neq 1$ et $m > 1$, pour fixer les idées. Si n est extrêmement grand, $\text{mod } (M)^n = m^n$ est aussi extrêmement grand. La relation (12) montre alors qu'à une valeur de z_n quelconque correspond une valeur de z sensiblement égale à p et qu'à une valeur de z quelconque correspond une valeur de z_n sensiblement égale à q .

Physiquement, la formule (12) signifie que si on mesure l'impédance z_n de la ligne à son extrémité *gauche* on trouve $z_n = q$ quelle que soit l'impédance connectée à l'autre extrémité, et que si on mesure l'impédance z de la ligne à son extrémité *droite*, on trouve $z = -p$ quelle que soit l'impédance connectée à l'autre extrémité (1).

Le cas où $\text{mod } M < 1$ se ramènerait au cas précédent en permutant p et q .

Supposons à présent que le module de M soit égal à 1. On rencontre alors cette circonstance que, si grand que soit n , la substitution (11) ne devient jamais singulière. Le multiplicateur M^n de la ligne à n cellules a en effet toujours pour module l'unité, alors que dans les cas précédents ce module devenait ou infiniment grand, ou infiniment petit.

Dans le cas où $\text{mod } M \neq 1$, les deux extrémités de la ligne infinie sont donc sans action l'une sur l'autre, et l'on vérifierait que les courants et tensions appliqués à l'une des extrémités n'atteignent pas l'autre. Au contraire, lorsque $\text{mod } M = 1$, les deux extrémités réagissent l'une sur l'autre, autrement dit, bien que n soit infini, la ligne transmet d'une extrémité à l'autre tensions ou courants (2).

La condition pour qu'une ligne composée d'une infinité de T identiques transmette les courants ou les tensions, autrement dit la

(1) On voit en effet aisément, à l'aide des formules du paragraphe 2, que les trois opérations suivantes sont équivalentes : 1° permuter les rôles des extrémités gauche et droite du T de la figure 1; 2° permuter R et R' ; 3° changer p en $-q$, et q en $-p$, sans changer le multiplicateur M . Les *impédances limites à droite* sont dès lors $-q$ et $-p$.

(2) Pour les lecteurs au courant de propriétés de la substitution $\begin{pmatrix} x & y \\ y & x \end{pmatrix}$ qu'il serait trop long d'exposer ici, nous ajouterons que le fait pour la ligne en T d'une infinité de cellules de laisser passer ou non les tensions ou courants d'une fréquence déterminée, correspond à la propriété des *trajectoires* de $\begin{pmatrix} x & y \\ y & x \end{pmatrix}$ de ne pas passer, ou de passer, par les points p et q . C'est pourquoi nous sommes amenés à opposer les substitutions pour lesquelles $\text{mod } M \neq 1$ (M complexe quelconque, substitutions loxodromiques; M réel, substitutions hyperboliques) à celles pour lesquelles $\text{mod } M = 1$ (substitutions elliptiques).

condition de filtrage, comme nous l'appellerons désormais, est donc :

$$(13) \quad \text{mod } M = 1.$$

6. — La condition de filtrage s'exprime explicitement en fonction des données (R, R', G) comme il suit. On a :

$$(10) \quad M = e^{4r}$$

avec

$$(8) \quad \frac{(R + R') G}{4} = Sh^2 r$$

Pour que $\text{mod } M = 1$, il faut et il suffit, d'après (10), que r soit purement imaginaire, ce qui entraîne, d'après (8),

$$(14) \quad (R + R') G \text{ réel, et } -4 \leq (R + R') G \leq 0$$

Cette forme convient mieux que la forme (13) à la discussion pratique de la condition de filtrage en fonction de la fréquence. Soit donc un T dont les trois branches sont des réseaux quelconques, pouvant comprendre, comme nous l'avons dit en commençant, des appareils à résistance négative. A une fréquence particulière $\frac{\omega}{2\pi}$, les impédances et admittances des bras et du montant du T sont R, R' et G; nous connaissons, par la composition des trois branches du T et les caractéristiques des appareils qui y figurent, les variations des vecteurs R, R' et G en fonction de ω . Il s'agit de déterminer quelles sont les fréquences que laissera passer un filtre composé d'un très grand nombre de T semblables.

Considérons l'extrémité du vecteur :

$$(R + R') G = X(\omega) + j Y(\omega).$$

Lorsque ω varie de 0 à $+\infty$, ce point décrit dans le plan des coordonnées un certain arc de courbe Γ . Cet arc pourra avoir un certain nombre de points communs avec le segment $(-4, \dots, 0)$ de l'axe des X. Dès lors, les fréquences correspondant à ces points seront transmises d'une extrémité à l'autre du filtre considéré.

Pour que le filtre se laisse traverser non plus pour des fréquences distinctes $\left(\frac{\omega_1}{2\pi}, \frac{\omega_2}{2\pi}, \frac{\omega_3}{2\pi}, \dots\right)$, mais pour une *bande de fréquences* (par exemple pour toutes les fréquences comprises entre $\frac{\omega_1}{2\pi}$ et $\frac{\omega_2}{2\pi}$), il faut et il suffit que la courbe Γ que nous venons de considérer coïncide avec tout ou partie du segment rectiligne $(-4, \dots, 0)$ de l'axe des X. Dans ce cas, les limites de la bande de fréquences seront données par les valeurs du paramètre ω qui correspondent aux points -4 et 0 de cet axe. Notons qu'il pourra y avoir plusieurs de ces bandes, attendu que la courbe Γ pourra se composer de l'axe des X décrit plusieurs fois.

7. — On peut déduire de là une conséquence d'un certain intérêt pratique. Désignons par $R_m = \frac{1}{G}$ l'impédance du montant du T, la condition de filtrage s'écrit :

$$\frac{R+R'}{R_m} \text{ réel, et } -4 \leq \frac{R+R'}{R_m} \leq 0$$

c'est à-dire qu'une condition *nécessaire* de filtrage est que les vecteurs $(R+R')$ et R_m soient en opposition de phase : la quantité $\frac{R+R'}{R_m}$ étant alors réelle et négative ou nulle.

Supposons maintenant que l'on ne dispose pas de résistances négatives, mais seulement de résistances ohmiques, de selfs, de mutuelles et de capacités. Les impédances R , R' et R_m ont alors leur partie réelle positive ou nulle. Il est impossible dans ces conditions que les vecteurs $(R+R')$ et R_m soient en opposition de phase, à moins qu'ils ne soient tous deux dirigés suivant l'axe oy , ce qui implique que R , R' et R_m soient, individuellement, des inductances pures. Or, ces conditions sont indépendantes de la fréquence, c'est-à-dire qu'elles sont réalisées pour toutes les valeurs de ω , ou pour aucune. Il en résulte qu'une condition *nécessaire pour qu'une ligne en T d'un très grand nombre de cellules ne contenant pas de résistances négatives puisse servir à constituer un filtre de fréquences est que ces cellules ne contiennent pas non plus de résistances positives*, en d'autres termes qu'elles soient constituées uniquement par des selfs et des capacités.

La condition de filtrage d'une ligne composée de pareils T sera très facile à discuter. Les impédances $(R+R')$ et R_m seront des imaginaires pures, fonctions de ω . Si nous posons :

$$R+R' = j A(\omega)$$

$$\frac{1}{G} = R_m = j B(\omega)$$

A et B étant, séparément, des fractions rationnelles en ω , la condition nécessaire et suffisante pour que la ligne puisse être traversée par des courants à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ s'écrit :

$$-4 \leq \frac{A(\omega)}{B(\omega)} \leq 0$$

En discutant les inégalités ci-dessus, on trouvera, *en général*, un certain nombre de valeurs (positives) de ω ($\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_k$) qui partageront l'intervalle $(0, \dots, \infty)$ en $(K+1)$ intervalles,

$$(0 \dots \omega_1), (\omega_1 \dots \omega_2), \dots, (\omega_k \dots \infty)$$

pour lesquels, alternativement, la ligne se laissera ou ne se laissera pas traverser. On sera donc en présence d'un *filtre de bandes*.

Les filtres que l'on construit dans la pratique ont un nombre de cellules relativement petit et leurs conducteurs présentent une plus ou moins grande résistance ohmique. Les zones de filtrage réel auront alors des frontières moins nettement définies que les zones de filtrage théorique que nous avons uniquement envisagées jusqu'à présent, mais elles s'en rapprocheront d'autant plus que le nombre de cellules sera plus grand et surtout que les résistances des conducteurs seront négligeables vis-à-vis des diverses réactances.

Appendice

Supposons que le T que nous étudions soit formé de résistances et de réactances ordinaires, autrement dit, que les parties réelles des impédances R, R' et de l'admittance G soient positives ou nulles. On peut démontrer que, comme conséquence de cette hypothèse, les coefficients de la relation fondamentale :

$$(5) \quad \frac{z' - p}{z' - q} = M \frac{z - p}{z - q}$$

sont soumis aux restrictions suivantes :

1^{re} La partie réelle de

$$p = \frac{R' - R}{2} - \frac{Sh \, 2r}{G}$$

est essentiellement négative ;

2^o La partie réelle de :

$$q = \frac{R' - R}{2} + \frac{Sh \, 2r}{G}$$

est essentiellement positive ;

3^o La partie réelle de r est essentiellement positive, ou ce qui est équivalent, le module de M est supérieur à l'unité.

La relation entre z et z' peut alors s'écrire, en posant : $p' = -p$.

$$\frac{z' + p'}{z' - q} = M \frac{z + p'}{z - q}$$

et le T est défini au moyen de trois éléments, les deux impédances limites à droite et à gauche p' et q à partie réelle essentiellement positive, et une quantité numérique complexe M de module supérieur à l'unité.

M. le professeur Kennelly a fait connaître dernièrement ⁽¹⁾ des formules d'un grand intérêt pour le calcul des T dissymétriques. Il définit le T équivalent à un réseau (composé de résistances ohmiques, de selfs, de mutuelles et de capacités) au moyen de trois éléments qui sont une impédance et deux quantités numériques complexes. Nous allons reprendre très brièvement ses calculs, afin d'obtenir la corres-

(1) Proc. A. I. E. E., février 1923.

pondance entre les éléments qu'il a introduits et ceux que nous venons de définir.

Soit le T de la figure 3, terminé à droite par une impédance z ; l'impédance z' de l'ensemble, mesurée à gauche, est donnée par

$$\frac{z' + p'}{z' - q} = M \frac{z + p'}{z - q}$$

Connectons l'impédance z à gauche de ce même T; l'impédance z'' de l'ensemble, mesurée à droite, sera (note du par. 5) donnée par :

$$\frac{z'' + q}{z'' - p'} = M \frac{z + q}{z - p'}$$

Cela posé, M. le professeur Kennelly mesure l'impédance à gauche lorsqu'on a à droite soit le circuit ouvert ($z = \infty$), soit le court-circuit ($z = 0$). Il appelle ces impédances R_{af} et R_{ag} ⁽¹⁾. Avec nos notations, on a :

$$R_{af} = \frac{p' + Mq}{M - 1}$$

$$R_{ag} = \frac{p'q(M - 1)}{Mp' + q}$$

Il mesure ensuite l'impédance à droite lorsqu'à l'extrémité gauche, on a, soit le circuit ouvert (R_{bf} , $z = \infty$), soit le court-circuit (R_{bg} , $z = 0$). Cela donne :

$$R_{bf} = \frac{Mp' + q}{M - 1}$$

$$R_{bg} = \frac{p'q(M - 1)}{p' + Mq}$$

Si le T était symétrique, son impédance caractéristique z_0 serait égale, d'après un théorème connu, soit à $\sqrt{R_{af} \cdot R_{ag}}$ soit à $\sqrt{R_{bf} \cdot R_{bg}}$. Le T étant dissymétrique, ces quantités ne sont pas égales entre elles. M. le professeur Kennelly démontre que l'on peut définir le T dissymétrique au moyen des trois quantités complexes z_{ab} , q (que pour éviter une confusion, nous appellerons ici h), et θ , définies comme il suit :

$$(z_{ab})^2 = \sqrt{R_{af} \cdot R_{bg}} \times \sqrt{R_{bf} \cdot R_{ag}}$$

$$h = \sqrt{\frac{R_{ag}}{R_{bg}}} = \sqrt{\frac{R_{af}}{R_{bf}}}$$

$$\theta h = \sqrt{\frac{R_{ag}}{R_{af}}} = \sqrt{\frac{R_{bg}}{R_{bf}}}$$

z_{ab} est la *geomean surge impedance*, ou *impédance caractéristique moyenne géométrique*, h est l'*inequality ratio* ou *facteur de dissymétrie*; θ est l'*angle hyperbolique* du T (il est le même mesuré à gauche ou à droite).

(1) f = free (libre), g = grounded (mis à la terre).

Les formules précédentes permettent d'écrire sans difficulté :

$$\begin{aligned} z_{ab} &= \sqrt{p'q} \\ h &= \sqrt{\frac{p' + Mq}{Mp' + q}} \\ th \eta &= (M - 1) \sqrt{\frac{p'q}{(p' + Mq)(Mp' + q)}} \end{aligned}$$

ce qui donne la correspondance entre les notations de M. le professeur Kennelly et celles du présent article.

Toutes ces formules se simplifient beaucoup si l'on se trouve en présence d'un *T symétrique*, c'est-à-dire si les impédances R et R' des deux branches sont égales. On a, dans ce cas, $h = 1$ et $p' = q$. Les formules de correspondance ci-dessus deviennent :

$$\begin{aligned} z_{ab} &= p' = q \\ th \eta &= \frac{M - 1}{M + 1} = \frac{e^{ir} - 1}{e^{ir} + 1} = th 2r \end{aligned}$$

D'ailleurs, la quantité r définie à l'occasion du T dissymétrique par la formule :

$$\frac{(R + R') G}{4} = Sh^2 r$$

ne dépend que de l'admittance G du montant et de la somme $R + R'$ des impédances des branches et est par conséquent la même pour le T symétrique dont les branches ont pour impédance $\frac{R + R'}{2}$. La quantité r est donc la moitié de l'angle hyperbolique η de ce T symétrique. Remarquons en outre que l'impédance caractéristique de ce T symétrique est égale à :

$$z_a = \frac{Sh 2r}{G}$$

Les quantités r, M, p', q que nous avons définies à partir du T dissymétrique (R, R', G) sont donc liées aux éléments z_a et η du T symétrique $\frac{(R + R')}{2}, \frac{(R + R')}{2}, G$) par les formules :

$$\begin{aligned} v &= \frac{\eta}{2} \\ M &= \frac{1 + th \eta}{1 - th \eta} = e^{2\eta} \\ p' &= z_a + \frac{R - R'}{2} \\ q &= z_a + \frac{R' - R}{2} \end{aligned}$$

dont l'interprétation physique est aisée.

Ph. LE CORBEILLER.
Ch. LANGE.

RAYONNEMENT D'UN CADRE. — APPLICATIONS

Par M. R. MESNY

Professeur d'hydrographie de la Marine

1. **Calcul du champ.** — Il arrive parfois qu'il y a intérêt à grouper plusieurs cadres dans un espace restreint, il est alors utile de connaître les réactions qu'ils peuvent avoir l'un sur l'autre. Pour traiter cette question, on ne peut plus utiliser les formules de rayonnement à grande distance; d'autre part, les formules d'induction mutuelle risquent de sortir de leurs limites d'application; on se trouve donc amené à calculer l'expression complète du champ à toute distance. Ce calcul est assez long; mais, en dehors de l'intérêt des formules auxquelles il conduit, il présente l'avantage de montrer la continuité qui existe entre les actions par induction mutuelle proprement dite et par rayonnement.

Soit d'abord un cadre carré A B C D de dimensions infiniment

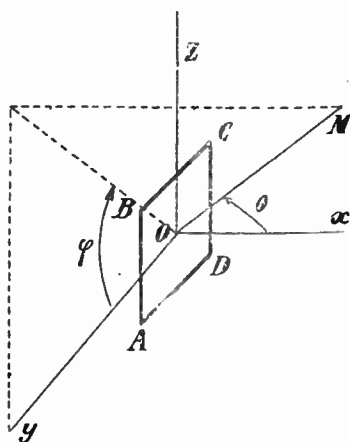


Fig. 1.

petites dy et dz (fig. 1). Désignons par φ , θ et r_0 les coordonnées du point M où nous désirons connaître le champ, par ω la pulsation, par α la quantité $\frac{2\pi}{\lambda}$ et enfin par ds l'élément de contour du cadre.

Le potentiel vecteur est, pour une intensité $I \sin(\omega t - \alpha r)$:

$$\vec{P} = \int I \frac{\sin(\omega t - \alpha r)}{r} ds$$

en appelant r la distance de M à un point quelconque du contour.

**

sera le même que si le contour extérieur seul était le siège de ce courant et la composante P_z s'obtiendra par l'intégrale

$$(1) \quad P_z = -I \iint \sin \theta \cos \varphi \frac{\partial f}{\partial r} d\tau$$

étendue à toute la surface. Dans le second membre de cette intégrale θ, φ et r représentent maintenant les coordonnées polaires du point M par rapport à trois axes parallèles à $Gxyz$ mais passant par le centre N de l'élément d'intégration.

θ, φ et r sont des fonctions des coordonnées y et z du point N et l'on peut écrire :

$$\sin \theta \cos \varphi \frac{\partial f}{\partial r} = F(y, z, t).$$

Appelons R la distance GM , et développons $F(y, z, t)$ en mettant en évidence les rapports $\frac{y}{R}, \frac{z}{R}$:

$$F(y, z, t) = F(o, o, t) + A \frac{y}{R} + B \frac{z}{R} + C \left(\frac{y}{R} \right)^2 + \dots$$

Dans l'intégrale (1) les termes en $\frac{y}{R}$ et $\frac{z}{R}$ disparaîtront si l'on prend pour origine le centre de gravité de la surface; P_z sera donc, au second ordre près en $\frac{y}{R}$ et $\frac{z}{R}$.

$$P_z = -\frac{1}{2} S F(o, o, t)$$

(S étant la surface totale du circuit) à condition de prendre pour origine des coordonnées le centre de gravité de la surface de ce dernier.

En représentant maintenant par θ, φ et R les coordonnées de M par rapport à $Gxyz$ on a donc :

$$P_z = -I S \sin \theta \cos \varphi \frac{\partial f}{\partial R}$$

ou encore, en posant pour simplifier l'écriture :

$$(\omega t - \alpha R) = u$$

et en remarquant que :

$$f = \frac{\sin u}{R}$$

$$P_z = \frac{IS \sin \theta \cos \varphi}{R^2} \left[\sin u + \alpha R \cos u \right]$$

De même :

$$P_y = - \frac{IS \sin \theta \sin \varphi}{R^2} \left[\sin u + \alpha R \cos u \right]$$

et $P_x = 0$.

Les charges électriques n'existant que dans le condensateur du cadre (on néglige les charges du fil) le potentiel scalaire sera nul et les composantes du champ électrique seront dans les mêmes conditions

$$(2) \quad \begin{cases} \eta_c = 0 \\ \eta_y = - \frac{\partial P_y}{\partial t} = - \frac{IS \omega \sin \theta \sin \varphi}{R^2} \left[\cos u - \alpha R \sin u \right] \\ \eta_z = - \frac{\partial P_z}{\partial t} = - \frac{IS \omega \sin \theta \cos \varphi}{R^2} \left[\cos u - \alpha R \sin u \right] \end{cases}$$

Ces formules montrent que le champ électrique η est parallèle au plan du contour et perpendiculaire au plan xGM : il est indépendant de φ et son amplitude est :

$$\eta_{max} = \frac{IS \omega \sin \theta}{R^2} \sqrt{1 + \alpha^2 R^2}$$

D'autre part le champ magnétique sera donné par les relations :

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{\partial P_y}{\partial z} - \frac{\partial P_z}{\partial y} \\ H_y &= \frac{\partial P_z}{\partial x} \\ H_z &= \frac{\partial P_y}{\partial x} \end{aligned}$$

d'où :

$$(3) \quad \begin{cases} H_x = - \frac{IS}{2R^3} \left[(3 \cos 2\theta + 1) (\sin u + \alpha R \cos u) + 2 \alpha^2 R^2 \sin^2 \theta \sin u \right] \\ H_y = - \frac{IS}{2R^3} \sin 2\theta \left[3 (\sin u + \alpha R \cos u) - \alpha^2 R^2 \sin u \right] \cos \varphi \\ H_z = - \frac{IS}{2R^3} \sin 2\theta \left[3 (\sin u + \alpha R \cos u) - \alpha^2 R^2 \sin u \right] \sin \varphi \end{cases}$$

formules supposent seulement que le carré du rapport des dimensions du cadre à la distance est négligeable. Elles sont à rapprocher de celles qui donnent le champ d'un doublet et qui sont établies dans les mêmes conditions d'approximation ⁽¹⁾.

(1) Breit en étudiant des cadres circulaires est arrivé à des formules contenant les fonctions J de Bessel; mais outre que ces formules ne sont établies que pour le cercle, elles n'ont pas une approximation supérieure: il néglige comme nous les termes en $\frac{y}{R}$ et $\frac{z}{R}$. Breit. *Scient. Pap. of Bureau des Standards*. Circ. n° 431. 10 mars 1922.

On voit que H est situé dans le plan xGM , il est donc perpendiculaire au champ électrique η .

Il est intéressant d'écrire les valeurs des composantes de H quand R est très grand ou très petit par rapport à la longueur d'onde.

A très courte distance :

$$(4) \quad \begin{cases} H_x = -\frac{1S}{2R^3} (3 \cos 2\theta + 1) \sin \omega t \\ H_y = -\frac{3IS}{2R^3} \sin 2\theta \cos \varphi \sin \omega t \\ H_z = -\frac{3IS}{2R^3} \sin 2\theta \sin \varphi \sin \omega t \end{cases}$$

En laissant de côté le facteur $\sin \omega t$, ce sont les formules que l'on trouve en courant continu.

A grande distance :

$$(5) \quad \begin{cases} H_x = -\frac{4\pi^2 IS}{\Lambda^2 R} \sin^2 \theta \sin (\omega t - \alpha R) \\ H_y = \frac{4\pi^2 IS}{\Lambda^2 R} \sin \theta \cos \theta \sin (\omega t - \alpha R) \cos \varphi \\ H_z = \frac{4\pi^2 IS}{\Lambda^2 R} \sin \theta \cos \theta \sin (\omega t - \alpha R) \sin \varphi \end{cases}$$

Dans ce cas, le champ magnétique, qui est naturellement encore dans le plan xGM , est perpendiculaire au rayon vecteur GM , son amplitude est ⁽¹⁾ :

$$(6) \quad H = \frac{4\pi^2 IS}{\Lambda^2 R} \sin \theta$$

formule dans laquelle nous rappelons que S est la surface du cadre, R sa distance au point où le champ est H et θ l'angle que forme avec la normale au cadre la ligne qui le joint à ce point. Cette formule, comme les précédentes, est établie dans le système électromagnétique c. g. s.

2. Réaction de deux cadres l'un sur l'autre. — Proposons-nous maintenant d'examiner les réactions que peuvent produire l'un sur l'autre deux cadres voisins travaillant sur la même onde, et considérons en particulier le cas où l'un de ces cadres est employé comme radiogoniomètre. Nous rechercherons l'erreur d'azimut à laquelle on peut être conduit.

⁽¹⁾ Cette formule ne tient pas compte de l'image du circuit dans le sol ; pour en tenir compte, il faudrait multiplier par 2 la valeur de H .

Imaginons deux cadres verticaux projetés sur le plan horizontal (fig. 3); et pouvant tourner autour de deux axes verticaux passant par leurs centres G_1 et G_2 .

Soit η_0 l'amplitude du champ électrique produit dans la région de ces cadres par une émission située dans la direction $G_1 E$ faisant un angle ζ avec $G_2 G_1$. Le cadre (1) sera orienté à l'extinction, et le cadre (2), dont la position est définie par l'angle θ , sera parcouru par un courant d'amplitude

$$i_2^{max} = \frac{2\pi S_2}{\Lambda r_2} \eta_0 \sin(\theta - \zeta)$$

S_2 et r_2 étant la surface et la résistance de ce cadre. Ce courant

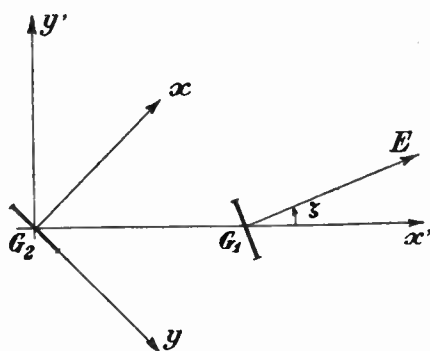


Fig. 3.

donnera lieu dans le cadre (1) à un flux Φ et le cadre (1) sera parcouru par un courant

$$i = -\frac{1}{r_1} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

dont nous désignerons l'amplitude par i^{max} .

D'autre part, le courant que l'émission induirait dans le cadre (1) s'il était orienté à son maximum de réception aurait une amplitude

$$i_1^{max} = \frac{2\pi S_1}{\Lambda r_1} \eta_0.$$

Le rapport

$$p = \frac{i^{max}}{i_1^{max}}$$

fixera sur l'importance des perturbations apportées par le cadre (2) dans le cadre (1).

Pour obtenir l'expression de ce rapport, il faut calculer Φ . Comme nous ne cherchons que des valeurs approchées, nous admettrons

que la distance $G_1 G_2$ soit telle que l'on puisse négliger, vis-à-vis de l'unité, les carrés des rapports $\alpha R = \frac{2\pi R}{\lambda}$ d'une part et $\frac{\text{rayon des cadres}}{G_1 G_2}$ d'autre part; nous verrons que cela correspond bien aux conditions de la pratique.

Les formules (3) du numéro précédent sont alors applicables et l'on montrerait, par une méthode identique à celle employée pour les établir, qu'en conservant le même ordre d'approximation, on peut calculer Φ en multipliant la surface S_1 du cadre (1) par le champ du cadre (2) au point G_1 . L'angle φ des formules (3) sera égal à 0.

Soient H'_x et H'_y les composantes du champ magnétique du cadre (2) en G_1 dans le système de coordonnées $x'oy'$.

L'angle $\alpha G_2 x'$ étant égal à θ on aura :

$$H'_x = H_x \cos \theta + H_y \sin \theta$$

$$H'_y = H_x \sin \theta - H_y \cos \theta$$

$$\Phi = S_1 (H'_x \cos \zeta + H'_y \sin \zeta) = S_1 [H_x \cos (\theta - \zeta) + H_y \sin (\theta - \zeta)].$$

En négligeant les termes en $\alpha^2 R^2$, il vient :

$$\begin{aligned} \alpha = -\frac{i_2 S_1 S_2}{2 R^3} & \left[(3 \cos 2\theta + 1) \cos (\theta - \zeta) \right. \\ & \left. + 3 \sin 2\theta \sin (\theta - \zeta) \right] (\sin u + \alpha R \cos u) \end{aligned}$$

et l'amplitude de $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)$ sera ⁽¹⁾ :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\max} = \frac{i_2 S_1 S_2 \omega}{2 R^3} \left[3 \cos (\theta + \zeta) + \cos (\theta - \zeta) \right]$$

On trouve alors :

$$p = \frac{i_1 \max}{i_1 \max} = \frac{S_2^2 \omega}{4 r_2 R^3} \left[3 (\sin 2\theta - \sin 2\zeta) + \sin 2(\theta - \zeta) \right]$$

L'expression entre crochets est maxima pour $\theta = -\zeta = \frac{\pi}{4}$ de sorte que le maximum de p est :

$$p_{\max} = 1,5 \frac{S_2^2 \omega}{r_2 R^3}$$

Nous n'avons pas tenu compte de l'image du cadre (2); pour la faire entrer en ligne de compte, il faut multiplier la valeur de p par

(1) En divisant $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\max}$ par $i_2 \omega$, on obtient le coefficient d'induction mutuelle des circuits S_1 et S_2 tel qu'on pourrait le calculer par la formule de Neumann, au même ordre d'approximation.

un nombre au plus égal à 2. Nous aurons donc une limite supérieure du rapport étudié en considérant les valeurs de

$$2 p_{max} = 3 \frac{S_2^2 \omega}{r_2 R^3}$$

Suivant la phase du courant perturbateur i par rapport au courant principal i_1 , la déviation et le flou produits par le cadre (2) seront plus ou moins importants, mais il n'y a pas lieu de se préoccuper de ces phases, car, d'une part, elles sont essentiellement variables avec les accords des deux circuits (1) et (2); d'autre part, nous avons montré que l'usage d'un compensateur permet toujours d'obtenir l'extinction d'un signal, même quand le champ magnétique de l'onde n'est pas polarisé rectilignement (¹). La déviation sera certainement inférieure à l'angle δ donné par la formule

$$\operatorname{tg} \delta = 2 p_{max}.$$

Il suffira donc d'examiner les valeurs numériques de $2 p_{max}$ pour les cas qui se présentent dans la pratique.

Prenons par exemple pour cadre (2) un cadre circulaire de 3 m de diamètre et de huit spires et cherchons l'action qu'il exercerait sur un cadre situé à 10, 20 et 30 mètres, auxquels cas on pourra négliger effectivement les termes en $x^2 R^2$ sans modifier sensiblement les résultats. Sur l'onde de 800 m, une des plus basses que l'on pourrait accorder sur ce cadre, il aurait une résistance de 5 ohms environ. Les valeurs de $2 p_{max}$ et de δ seraient :

R = 10	20	30
$2p = 0,4$	0,05	0,015
$\delta = 24^\circ$	2°	$0^\circ 9$

3. Conclusions. — Donc, quand deux cadres voisins doivent travailler exactement sur la même onde, et que l'un d'eux doit fonctionner en radiogoniomètre, il faut réserver entre eux une distance d'au moins 30 m. Mais dans le cas où ils écoutent des ondes différentes, même très voisines, ils peuvent être placés beaucoup plus près l'un de l'autre. Il n'est pas possible de donner des règles absolues, le nombre des cas qui peuvent se présenter étant très grand; mais on pourra facilement calculer la distance à prévoir au moyen des formules précédentes. Une distance de 15 mètres suffira presque toujours quand les ondes écoutées différeront entre elles de quelques centièmes de leur valeur.

René MESNY.

(¹) Compensation des cadres radiogoniométriques. (René Mesny, *Revue générale de l'Electricité*, t. XIII, n° 19, 12 mai 1923, p. 773.)

RADIOTÉLÉPHONIE

AVEC OU SANS COURANT PORTEUR

Par M. P. DAVID

Ingénieur à l'E. C. M. R.

Bien que de nombreux auteurs aient déjà exposé les principes généraux de la radiotéléphonie, il n'est peut-être pas inutile d'en dire encore quelques mots, pour une double raison; d'abord, parce que les récents essais de communications transatlantiques réussis par la Western Electric Company ont attiré l'attention sur le procédé de transmission « sans courant porteur », auparavant très peu connu; ensuite, parce que les articles déjà parus sur ce sujet traitent en général la question avec le secours d'un appareil mathématique peu attrayant. C'est pourquoi nous voudrions essayer d'exposer complètement le principe de ce procédé, en n'employant les calculs trigonométriques qu'à titre de vérification et de complément.

Principe de la modulation.

Une suite d'oscillations d'égale amplitude constitue une onde « entretenue ». Une suite d'oscillations d'amplitudes variables constitue une onde *modulée*.

Une onde amortie, une onde entretenue manipulée, sont donc, en ce sens, modulées. Toutefois, nous réserverons, comme c'est l'usage, le mot de modulation au cas de la téléphonie, c'est-à-dire à la variation d'amplitude produite par la voix ou la musique.

Cette variation, quoique complexe, nous est bien connue; chacun sait qu'un son musical résulte de la superposition d'une vibration simple fondamentale, de fréquence comprise entre 30 environ et quelques milliers, avec un certain nombre d'harmoniques, dont les fréquences, multiples de celle fondamentale, s'étendent jusqu'à 5 000 ou 6 000.

La voix est une succession rapide de sons musicaux de hauteurs et de timbres très variables.

Par suite, moduler téléphoniquement une onde, dite « porteuse », c'est lui appliquer une variation d'intensité complexe, que l'on peut analyser en un grand nombre de variations périodiques simples de fréquences comprises entre 30 et 6 000.

C'est là un problème très difficile; aussi, dans la pratique, se borne-t-on à transmettre seulement les fréquences les plus importantes. L'expérience a montré que l'on obtenait une reproduction rai-

sonnable de la voix à l'aide des fréquences comprises entre 200 et 2 000, et qu'une modulation de très bonne qualité pouvait se limiter à la bande 50-4 000 (1).

Même après cette légère simplification, la modulation est encore beaucoup trop compliquée pour qu'on puisse utilement raisonner sur elle, graphiquement ou algébriquement. Par suite, nous nous bornerons à considérer, dans ce qui va suivre, une onde dont la variation d'amplitude est périodique simple: nous l'appellerons *simplement modulée*, et nous ne perdrons pas de vue que l'onde réelle est soumise à une variation bien plus complexe, somme d'un grand nombre de variations simples, dont les fréquences seront, en moyenne, comprises entre 200 et 2 000.

Exécution de la modulation.

Supposons que nous ayons dans un certain circuit, un courant « porteur » de pulsation Ω (courbe 1, fig. 1), qu'il s'agit de moduler à

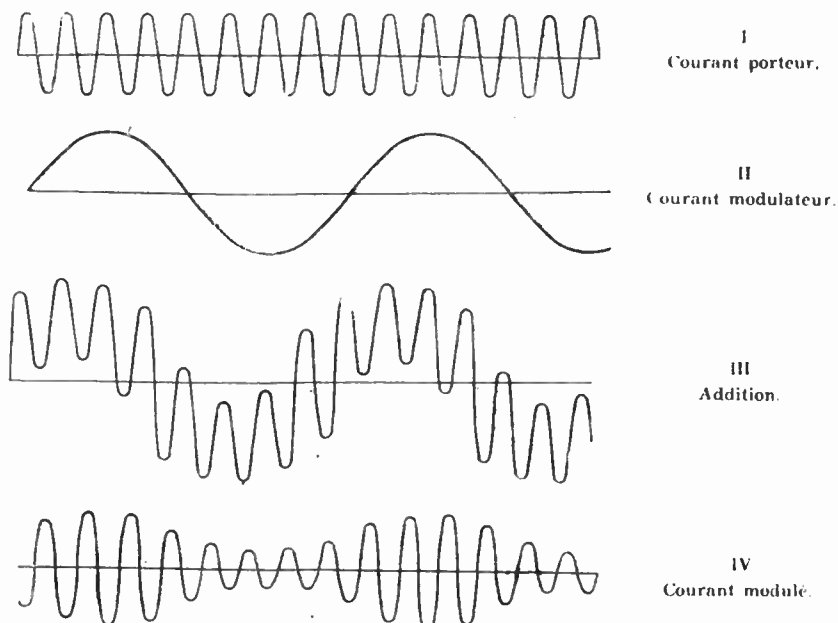


Fig. 1.

l'aide d'un courant de pulsation plus faible ω (courbe 2) produit dans un autre circuit.

(1) Ces chiffres diffèrent un peu suivant les auteurs: H. Fletcher indique 100 à 5 000 (*Journal of the Franklin Institute*, juin 1922.)

La modulation est évidemment autre chose qu'une addition de ces deux courants: car l'addition donnerait une courbe analogue à la courbe 3, et ce qu'il faut, c'est la courbe 4. Pour passer de l'une à l'autre, on peut, par exemple, appliquer une force électro-motrice, représentée en fonction du temps par la courbe 3, aux bornes d'un conducteur n'obéissant pas à la loi d'OHM, c'est-à-dire pour lequel le courant n'est pas proportionnel à la tension. Pour un tel conducteur, la courbe des valeurs du courant en fonction de la tension n'est pas une droite. C'est ce qui a lieu, par exemple, pour une lampe à trois électrodes, lorsqu'on considère le courant-plaque en fonction de la tension-grille: on obtient une courbe caractéristique bien connue représentée par la figure 2.

Supposons le point moyen de fonctionnement dans la partie courbe de la caractéristique, en A, et imprimons à la tension-grille de petites variations représentées par la courbe 3. Cela peut se faire par bien des moyens: l'un de ces moyens a été indiqué par M. Julien, dans *l'Onde Électrique*, août 1923, p. 438, comme étant employé à la Tour Eiffel: il consiste à appliquer à la grille de la lampe I, au moyen de la self L⁵, les variations à haute fréquence provenant de la lampe II en même temps que celles modulatrices provenant de la lampe III.

On constate aisément, à l'inspection de la figure 2, que les oscillations de la grille produisent des oscillations-plaque d'autant plus intenses que la tension de grille est plus élevée; par suite, à la sortie du modulateur, le courant porteur n'a plus une amplitude constante, mais suit les variations de la modulation et passe d'un minimum m à un maximum M . Il sera donc facile, au moyen d'un couplage inductif avec l'antenne, de séparer le véritable courant, modulé, représenté par la courbe 4, en faisant disparaître la variation à basse fréquence. Celle-ci, d'ailleurs, subsisterait-elle dans l'antenne, que cela n'aurait aucune importance, puisqu'elle ne serait pas rayonnée.

Le principe de la modulation ainsi établi, peut être utilement précisé par le calcul.

La modulation complexe peut être décomposée en série, ou mieux en intégrale de Fourier; mais il est inutile d'introduire cette intégrale dans le calcul. Considérons une modulation simple :

$$-b \cos (\omega t - \varphi)]$$

appliquée à un courant porteur :

$$a \cos \Omega t$$

Produisons, sur la grille d'une lampe, la variation de tension :

$$e = a \cos \Omega t - b \cos (\omega t - \varphi)$$

et admettons, comme on le fait d'habitude, que la caractéristique peut,

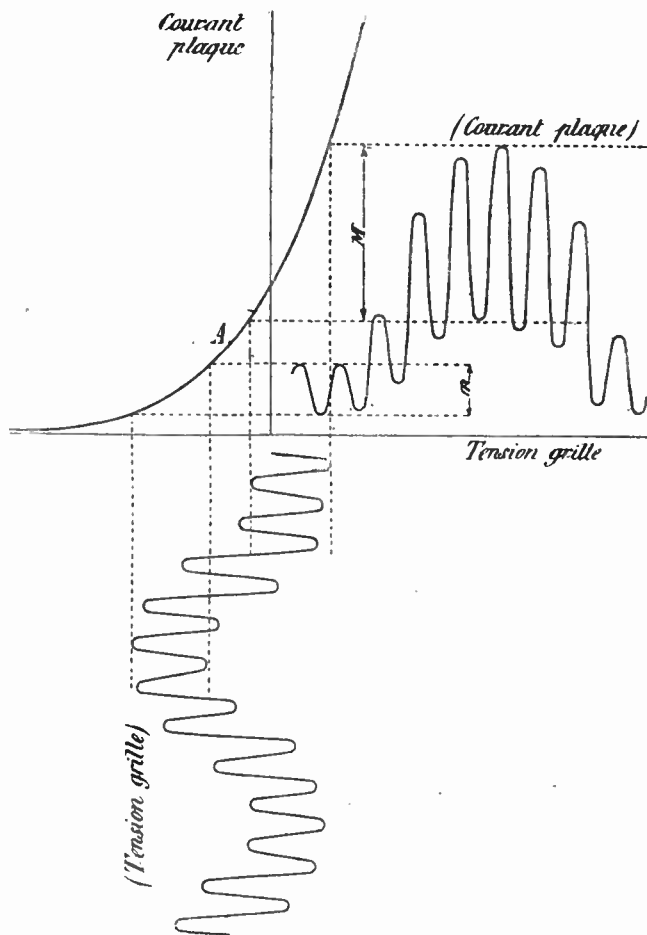


Fig. 2.

sur une certaine étendue, être assimilée à une parabole d'équation (1) :

$$i = i_0 + \alpha e + \beta e^2$$

Substituant la valeur de e dans cette équation, on trouve pour i une expression contenant :

(1) Il est facile de calculer i_0 , α et β , en fonction des éléments de la lampe. Voir par exemple Carson, *Proceedings of Radio Engineers*, avril 1919, p. 101.

intéressants qui peuvent s'obtenir par le calcul, en reprenant simplement le raisonnement ci-dessus.

L'onde émise étant :

$$A \cos \Omega t - B \cos \Omega t \cos(\omega t - \varphi).$$

le détecteur recevra la force électro-motrice :

$$e = \lambda A \cos \Omega t - \lambda B \cos \Omega t \cos(\omega t - \varphi)$$

(en supposant modifiée l'origine des temps pour tenir compte de la durée de trajet entre l'émetteur et le récepteur).

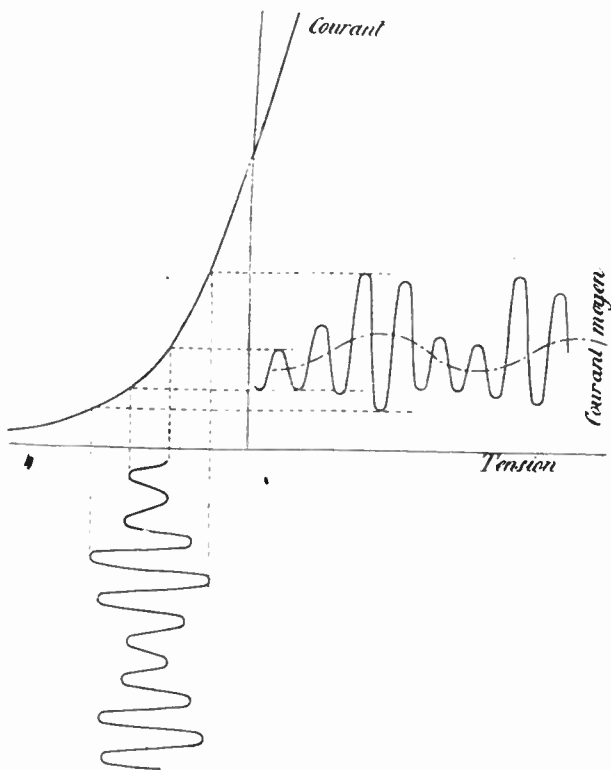


Fig. 3.

Ce détecteur ayant pour équation :

$$i = i_0 + \alpha e + \beta e^2$$

On obtient pour i une expression contenant des termes constants et des termes à haute fréquence, incapables d'agir sur le téléphone, et les termes à basse fréquence suivants :

$$i = i_0 + \lambda^2 A B \cos(\omega t - \varphi) + 1/4 \lambda^2 B^2 \cos(2\omega t - 2\varphi)$$

des termes constants

des termes en ωt et en $2\Omega t$

des termes en Ωt qui sont seuls intéressants, ce sont :

$$2a \cos \Omega t - 2a \cdot b \cdot \frac{1}{2} \cos \Omega t \cos (\omega t - \varphi)$$

Nous voyons donc que l'onde rayonnée aura pour expression :

$$A \cos \Omega t - B \cos \Omega t \cos (\omega t - \varphi)$$

Le premier terme est le « courant porteur », le second est la portion de courant effectivement modulée. Celle-ci est d'autant plus grande que le rapport

$$\frac{B}{A} = k$$

est plus grand. Ce facteur est appelé « profondeur de modulation ». On verra plus loin dans quelles limites il peut être compris.

Démodulation.

L'onde modulée étant parvenue sans déformation jusqu'au récepteur, et ayant été, s'il y a lieu, amplifiée en haute fréquence sans déformation, le détecteur recevra une force électro-motrice représentée en fonction du temps par la courbe 4, figure 1.

Or, le détecteur est exactement la même chose que le modulateur, c'est-à-dire un conducteur n'obéissant pas à la loi d'OHM, dans lequel les courants ne sont pas proportionnels aux tensions. Cette propriété lui permet d'être un démodulateur; le courant qui en sort reproduit la modulation à basse fréquence. En effet (fig. 3), à partir du point moyen de fonctionnement, quand le potentiel-grille monte d'une certaine quantité, le courant-plaque augmente sensiblement, plus qu'il ne diminue lorsque le potentiel-grille baisse de la même quantité. Donc, la valeur moyenne du courant de plaque augmente aux instants où l'onde a une plus grande amplitude; elle reproduit donc les variations d'intensité du courant modulateur. Un écouteur téléphonique traversé par ce courant reproduira donc le son qui a donné lieu à la modulation de l'émission.

On voit qu'il n'y a pas de différence de principe entre le modulateur et le détecteur. Tous deux fournissent à la fois des courants à haute et à basse fréquence. Mais à la sortie du modulateur, on recueille la haute fréquence et on fait disparaître la basse; dans le détecteur c'est le contraire.

L'inspection de la figure 3, bien que rendant approximativement compte du phénomène, ne suffit pas à donner deux renseignements

Le premier terme est la reproduction du courant modulateur. C'est la *composante utile* du courant détecté. On voit que son amplitude est proportionnelle à A , c'est-à-dire à l'intensité à l'émission (ce qui est assez naturel) et à B , c'est-à-dire à la profondeur de modulation. Il en résulte que pour augmenter la valeur de la composante utile, il est avantageux d'augmenter la profondeur de modulation. On sera donc conduit à faire $k = 1$, c'est-à-dire à employer une onde « complètement modulée » (fig. 4); l'intensité de cette onde varie entre zéro et le double de sa valeur au repos ⁽¹⁾.

Le second terme est une *composante parasite* de fréquence double. Il a pour effet d'altérer le timbre des sons, en y introduisant des harmoniques supplémentaires. On remarque que son amplitude est proportionnelle à B^2 , c'est-à-dire que le rapport de cette composante

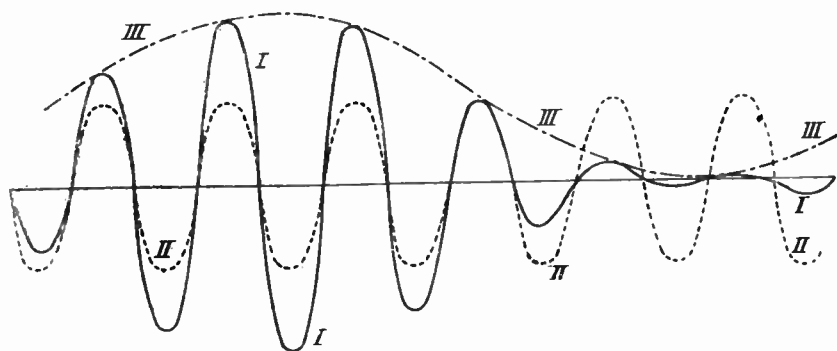


Fig. 4. — Onde « complètement modulée ».

I courant modulé. — II courant porteur. — III courant modulateur.

parasite à la composante utile croît avec la profondeur de modulation k . C'est pourquoi certains auteurs ⁽²⁾ ont indiqué que pour conserver une bonne qualité de sons, il y avait avantage à ne pas augmenter beaucoup la valeur de k .

L'expérience montre en effet qu'un excès de modulation est nuisible. Mais il semble que cela soit dû aussi à d'autres causes. Pour arriver à une modulation complète, on est amené en général à baisser exagérément, soit la tension-grille, soit la tension-plaque, et à placer par suite le point de fonctionnement dans des régions où les caractéristiques sont très déformées ⁽³⁾. Il en résulte probablement une

⁽¹⁾ Heising, *Proceedings of Radio Engineers*, août 1921, p. 305.

⁽²⁾ Hartley, *Proceedings of Radio Engineers*, février 1923, p. 34. Gutton, *Onde Électrique*, mars 1923, p. 151.

⁽³⁾ Voir Lübben, *Zeitschrift für Fernmeldetechnik*, août 1921.

déformation autrement grave que celle résultant de la présence du terme parasite de fréquence double.

Quoi qu'il en soit, les conditions d'énergie maximum et de qualité de son optimum sont, à ce point de vue, contradictoires. C'est là un fait assez général en radio-téléphonie. On sera donc amené à choisir k par tâtonnements, en tenant compte de ces desiderata opposés.

Transmission sans courant porteur.

La transmission radiotéléphonique qui vient d'être exposée, est assez comparable à la transmission sur fil à l'aide d'un microphone et d'une pile. Dans ce dernier cas, en effet, il passe dans la ligne un courant continu analogue au courant porteur, dont les variations constituent la modulation.

Or, on sait les avantages que donne la suppression de ce courant continu, réalisée par un transformateur. Ne serait-il pas possible de

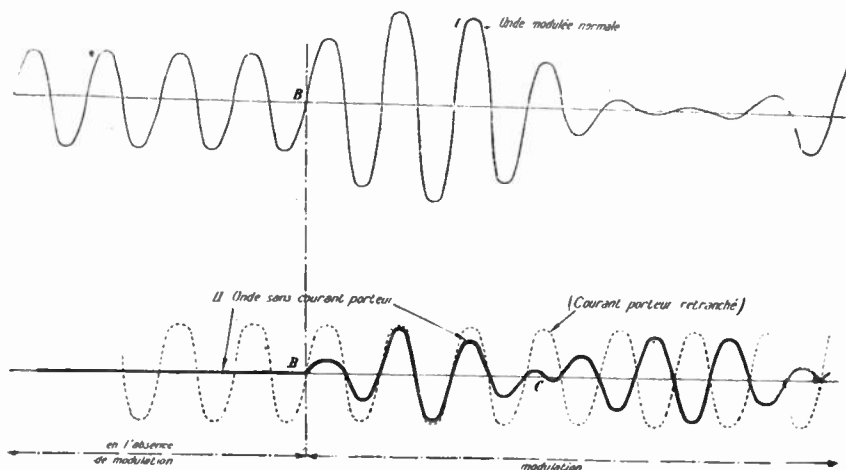


Fig. 5.

faire bénéficier la radio-téléphonie d'avantages comparables en y supprimant aussi le courant porteur?

Il n'est pas difficile d'imaginer des procédés permettant d'atteindre ce résultat. Colpitts et Blackwell en ont indiqué un sous le nom de « balanced modulator ». On trouvera sa description dans l'article de M. Reynaud-Bonin, *Onde Électrique*, n° 17, mai 1923.

Un second procédé, basé sur l'interposition d'une résistance variable dans le circuit-grille, a été décrit par M. Heather (1).

(1) Heather, *Electrical Review*, 13 octobre 1922.

Un troisième, consistant en l'emploi d'une lampe à deux grilles (l'une recevant le courant haute fréquence, l'autre, le courant modulateur), est dû à M. Scott-Taggart ⁽¹⁾.

Par un de ces procédés ou tout autre, on retranche de l'onde modulée le courant porteur. Cela revient à rendre infini le coefficient k . L'effet est représenté par la fig. 5. On voit qu'en l'absence de modulation, l'émission est nulle; et que sous l'influence d'une modulation de fréquence f , l'émission présente des maximums et minimums de fréquence $2f$, puisqu'elle passe par zéro chaque fois que le courant modulé est égal au courant porteur, soit 4 fois par période.

On vérifie aisément sur la figure 5, que l'addition de la courbe II et du courant porteur redonne la courbe I, les deux oscillations étant tantôt en phase, comme entre B et C, tantôt en opposition, comme entre C et D.

Avantages de la transmission sans courant porteur.

Le premier avantage est que ce procédé permet une économie de puissance considérable, pour deux raisons.

Si l'on suppose, en effet, que le courant porteur retranché au départ soit produit séparément à la réception, avec la même amplitude, la même fréquence et la même phase, il est évident que la réception ne sera nullement modifiée; mais la puissance nécessaire à l'émission est bien diminuée. Car cette puissance est proportionnelle au carré de l'intensité; dans un cas, l'intensité est :

$$i = A \cos \Omega t - B \cos \Omega t. \cos(\omega t - \varphi)$$

dans l'autre, elle est seulement :

$$i' = -B \cos \Omega t. \cos(\omega t - \varphi)$$

Il est aisé de calculer que le rapport des valeurs moyennes de i^2 et de i'^2 est égal à :

$$\frac{\frac{A^2}{2} + \frac{B^2}{4}}{\frac{B^2}{4}}$$

Faisons $A = B$, c'est le cas le plus favorable pour une transmission avec courant porteur: le rapport devient :

$$\frac{3 A^2}{A^2}$$

ce qui montre que la transmission sans courant porteur ne requiert que le tiers de l'énergie nécessaire à la transmission avec courant porteur complètement modulé.

⁽¹⁾ Scott-Taggart, *Electrician*, 19 août 1921. *Onde Électrique*, n° 2, p. 127.

Et ce n'est pas la seule raison pour que la suppression du courant porteur permette une notable économie d'énergie; en effet, le calcul ci-dessus suppose le courant porteur local, créé à la réception, égal en amplitude au courant porteur vrai qui n'a pas été transmis. Or, rien n'oblige à s'en tenir là. Sans rien changer à l'émission, augmentons l'amplitude du courant porteur local à la réception : au lieu du terme

$$A \cos \Omega t$$

nous aurons un terme

$$A' \cos \Omega t$$

et par suite la composante utile du courant détecté deviendra :

$$- \frac{1}{2} \lambda^2 A' B \cos (\omega t - \varphi)$$

tandis que la composante parasite ne sera pas changée.

On voit donc que l'amplitude de la composante utile, et de celle-là seulement, étant proportionnelle à l'amplitude du courant porteur, pourra être accrue dans des proportions indéfinies, par l'augmentation de celui-ci.

Bien qu'en pratique, il y ait évidemment une limite, on voit que c'est là une nouvelle et importante supériorité de la transmission sans courant porteur.

Enfin, il en résultera un dernier avantage : c'est que le seul terme transmis étant

$$B \cos \Omega t \cos (\omega t - \varphi)$$

si il survient en route un affaiblissement ou une perturbation quelconque, proportionnelle à l'amplitude, la composante utile du courant détecté ne sera affectée que proportionnellement aussi; tandis que si le terme

$$A \cos \Omega t$$

était transmis également, il subirait la même perturbation, et la composante utile serait affectée proportionnellement au carré de cette perturbation.

La transmission sans courant porteur doit donc être moins sensible aux variations atmosphériques.

Ce procédé aurait donc des avantages considérables, et mériterait d'être exclusivement employé, si, malheureusement, ses inconvénients n'étaient pas très sérieux. Ce sont eux que nous allons maintenant passer en revue.

Inconvénients de la transmission sans courant porteur.

1° Un premier inconvénient est évident : il faut disposer à la réception d'un émetteur local ⁽¹⁾, ce qui met hors de cause les modestes postes à galène.

En effet, nous avons remarqué que la courbe enveloppe de l'onde transmise sans courant porteur (fig. 5) ne ressemble pas à la courbe du courant modulateur. Elle a deux fois plus de maximums et de minimums. Donc, la détection de cette onde, telle qu'elle est, donnerait non pas une variation de courant moyen de même fréquence que le courant modulateur, mais bien une variation de fréquence double.

Ce résultat peut être confirmé par le calcul ; en effet, si on supprime le courant porteur, on fait $A = 0$; donc la composante utile est supprimée, il ne reste que la composante parasite de fréquence double.

La reproduction à l'arrivée du courant porteur supprimé au départ, est donc absolument indispensable. Cette nécessité, qui peut avoir échappé à certains inventeurs de transmission « avec antenne au repos », constitue donc une différence essentielle entre la radiotéléphonie et la téléphonie ordinaire sur fil dans laquelle le courant continu supprimé au départ n'est nullement nécessaire à l'arrivée.

2° Un second inconvénient, beaucoup plus grave que le précédent, résulte du fait qu'il est impossible, en général, d'obtenir à la réception un courant porteur local rigoureusement synchrone du courant porteur vrai supprimé au départ.

En effet, on ne dispose d'aucun moyen de régler ces deux courants l'un sur l'autre. Dans certaines transmissions de téléphonie à haute fréquence sur fils, il a été possible de transmettre un courant de fréquence sous-multiple de celle du courant porteur, et qui servait à reconstituer celui-ci à l'arrivée ⁽²⁾.

Mais une semblable combinaison serait bien difficile à réaliser en véritable radiotéléphonie et jusqu'à ce qu'elle ait été rendue pratique, on ne pourra pas disposer à la réception d'un courant présentant avec le véritable courant porteur une différence de fréquence moindre que

⁽¹⁾ Nous disons « émetteur local » et non « hétérodyne », parce que ce dernier terme serait tout à fait inexact dans le cas présent : il faudrait plutôt « homodyne ». Regrettons en passant qu'on ait pris l'habitude d'appeler « hétérodyne » un simple générateur d'ondes : on dit couramment : « l'hétérodyne Mle 1917 », « construire un hétérodyne », comme si un émetteur avait en lui-même quelque chose d'hétérodyne et ne pouvait pas s'employer pour mille autres usages. En toute rigueur, ce qui est hétérodyne, c'est la méthode, la réception, ou, si l'on veut, les battements, mais non l'émetteur local isolé.

⁽²⁾ Colpitts et Blackwell, *Carrier Current Telegraphy and Telephony*, p. 14.

plusieurs dizaines de périodes par seconde; encore ce chiffre s'applique-t-il au cas des ondes longues; pour une transmission sur l'onde 300 m par exemple (fréquence 1 000 000), il serait chimérique d'escompter une précision de réglage plus grande que la centaine de périodes.

Voyons donc l'effet de ce défaut de synchronisme.

La simple inspection de la fig. 5 permet de voir nettement que si l'on superpose à la courbe II, un courant porteur de phase incorrecte, le résultat est entièrement changé. En particulier, si le courant local est décalé de $1/4$ de période sur le véritable courant porteur, on se rend compte que la courbe résultante ne présente plus ni maximums ni minimums, c'est-à-dire que la modulation est complètement supprimée. Or, admettre que le courant local présente avec le courant porteur vrai, une différence de fréquence de n , c'est admettre, si l'on veut, que ces deux courants ont la même fréquence et que leur phase varie n fois par seconde. Par suite, leur différence de phase passera par les valeurs $1/4$ et $3/4$ de période, n fois par seconde. On vient de voir que la modulation sera supprimée à ces instants; elle le sera donc n fois par seconde: si n est de l'ordre de quelques unités ou de quelques dizaines, la modulation sera complètement hachée; si n était plus grand, la modulation disparaîtrait sous un sifflement de fréquence n .

On peut d'ailleurs reprendre l'étude algébrique de la détection en supposant que le courant porteur vrai :

$$A \cos \Omega t$$

est remplacé par un courant porteur local non synchrone :

$$A' \cos (\Omega' t - \psi)$$

Supposant pour simplifier que A' est grand par rapport à B , c'est-à-dire que l'on peut négliger B^2 devant $A' B$, par la substitution de :

$$e = \lambda A' \cos (\Omega' t - \psi) - \lambda B \cos \Omega t \cos (\omega t - \varphi)$$

dans l'équation du détecteur :

$$i = i_0 + \alpha e + \beta e^2$$

on obtient comme seul terme utile à basse fréquence :

$$- \beta \lambda^2 A' B \cos [(\Omega - \Omega') t + \psi] \cos (\omega t - \varphi)$$

ce qui confirme les résultats précédents : une modulation de pulsation $(\Omega - \Omega')$ est superposée à la modulation véritable; si $(\Omega - \Omega')$ est petit, il en résulte que la réception est hachée.

Ce défaut capital subsistant aussi longtemps que le synchronisme absolu ne sera pas réalisé entre le courant porteur vrai et le courant local de la réception, semble constituer un obstacle tout à fait sérieux

au développement de la radiotéléphonie sans courant porteur. Fort heureusement, il existe un moyen de tourner la difficulté : c'est ce que nous allons voir maintenant.

Nature de l'onde modulée. Bandes latérales.

Le lecteur a pu remarquer que tout l'exposé précédent ne faisait pas mention de la décomposition de l'onde modulée en « bandes latérales », décomposition que la plupart des auteurs opèrent dès le début, simplement par la vertu de la relation algébrique bien connue :

$$B \cos \Omega t, \cos (\omega t - \varphi) \\ = 1/2 B (\cos [(\Omega + \omega) t - \varphi] + \cos [(\Omega - \omega) t + \varphi])$$

L'onde simplement modulée, disent-ils alors, est en réalité la superposition au courant porteur de deux ondes, dont les fréquences sont respectivement la somme et la différence des fréquences du courant porteur et du courant modulateur.

L'onde réelle, contenant une grande quantité de variations simples dont les fréquences sont comprises entre f_1 et f_2 , est alors la somme du courant porteur et de deux bandes latérales dont les fréquences vont, pour la bande inférieure, de $(F - f_2)$ à $(F - f_1)$, et pour la bande supérieure, de $(F + f_1)$ à $(F + f_2)$.

Nous avons préféré ne pas adopter ce mode d'exposition, qui peut paraître artificiel. En effet, ce n'est pas une raison suffisante parce que l'égalité ci-dessus est vraie algébriquement pour qu'elle ait une signification physique intéressante, l'introduction de cet artifice de calcul ne semble pas bien nécessaire ici. Il est aussi commode d'étudier la détection avec le premier membre de l'égalité qu'avec le second ; et la décomposition de l'onde ne facilite en rien la compréhension des phénomènes, car il est au moins aussi difficile de se représenter l'émission simultanée d'une collection d'ondes, que celle d'une onde de fréquence constante dont l'amplitude varie avec le temps ⁽¹⁾.

(1) La décomposition de l'onde modulée en ses bandes présente cependant l'avantage qu'elle permet de comprendre tout de suite pourquoi un circuit trop syntonisé est impropre à recevoir la téléphonie : c'est qu'il n'est pas en résonance avec les bandes latérales, et celles-ci n'y peuvent acquérir leur intensité normale.

Mais un instant de réflexion montre que la chose est facile à comprendre sans l'intervention de ces bandes. En effet, un circuit très syntonisé, c'est un circuit qui a une grande constante de temps : donc il ne suit pas les variations rapides d'intensité, il y a de l'inertie : il déforme donc la modulation comme le ferait un écouteur muni d'une grosse et lourde plaque vibrante. Heising cite par exemple le cas d'une antenne qui avait une self de 8 millihenrys avec une résistance de 2 ohms seulement : on calcule facilement que l'amortissement d'une telle antenne est très faible, et que ses oscillations libres mettent environ $1/200$ de seconde pour diminuer de moitié : il n'est donc pas étonnant qu'elle soit incapable de suivre les variations téléphoniques de durée bien moindre.

Il faut ajouter qu'elle conduit, dans le cas d'une onde complètement modulée, à un résultat assez paradoxal. En effet, nous avons vu que dans ce cas, l'intensité moyenne de plusieurs oscillations successives tombe par instants à zéro (fig. 4). Si l'on se représente l'onde émise comme ayant une fréquence constante et une amplitude variable, il n'y a là rien que de très normal : l'amplitude diminue par instants jusqu'à s'annuler, voilà tout. Si, au contraire, on se représente l'onde comme la somme de trois composantes de fréquences F , $F + f$, $F + f$, on est amené à dire que cette antenne, qui, physiquement, n'émet rien du tout à ces instants, rayonne « en réalité » trois composantes dont la somme algébrique se trouve être nulle. Mais, n'est-ce pas bien arbitraire, et ne pourrait-on admettre aussi bien que l'antenne rayonne non pas trois, mais dix, cent... ondes différentes, conjuguées deux à deux pour s'entre-détruire ?

Pour toutes ces raisons, nous pensons qu'il est préférable de ne pas introduire dès le début la notion de « bandes latérales ».

Cette notion ne deviendra réellement commode que si l'on veut introduire entre ces bandes une dissymétrie quelconque ; c'est précisément le cas pour la transmission téléphonique par une seule « bande », dont nous allons nous occuper maintenant.

Mais avant de faire intervenir ces bandes, voyons comment elles peuvent être explicitées physiquement, et comment elles apparaissent dans un circuit.

Séparation des bandes latérales.

Considérons un circuit C accordé sur la fréquence $F + f$.

Imaginons qu'on fasse agir sur lui un courant de fréquence F , et dont nous supposons d'abord l'amplitude constante. Ce courant n'exercera sur le circuit qu'un faible effet ; car si, au début, il commence à y induire des oscillations, ces oscillations libres ne restent pas en phase avec lui. Si à l'instant t , le courant renforce les oscillations libres du circuit, il est évident qu'à l'instant

$$t + \frac{1}{2f}$$

le courant a fait $F/2f$ oscillations, le circuit en a fait :

$$\frac{F}{2f} + \frac{1}{2}$$

donc il y a opposition de phase, les oscillations libres du circuit se trouvent contrariées par le courant, et leur amplitude diminue. Le circuit n'entre pas en résonance.

Supposons maintenant qu'au lieu d'avoir une amplitude constante, le courant soit modulé à la fréquence f . Si, à un instant t donné, le courant se trouve avoir sa valeur maximum et être en concordance de phase avec les oscillations libres du circuit, il se trouvera avoir sa valeur minimum après un $1/2 f$ seconde, c'est-à-dire précisément à l'instant où il se trouvera en opposition de phase (fig. 6). Par suite, son action à l'instant t pour renforcer les oscillations libres du circuit, sera plus grande que son action à l'instant $t + 1/2 f$, pour les affaiblir. Il en sera de même à toutes les concordances de phase, où l'action sera plus grande qu'aux oppositions. Au total, donc, l'effet sera important, il y aura une véritable résonance.

Ceci montre :

1° Que l'action d'une onde sur les circuits de fréquence propre voisine de la sienne est beaucoup plus grande quand cette onde est mo-

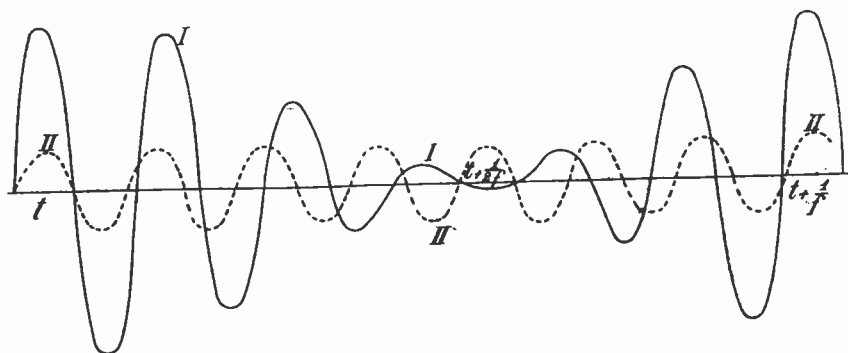


Fig. 6.

1. Onde de fréquence F modulée à la fréquence f .

dulée; par suite, une transmission téléphonique cause plus de brouillage qu'une transmission télégraphique.

2° Que si l'on fait agir, sur un circuit accordé à la fréquence $F + f$, une onde modulée complexe, de fréquence F , ce circuit sera traversé par un courant plus grand, chaque fois que parmi les composantes de la modulation, il s'en trouvera de fréquence f .

Ce circuit extrait donc de l'onde modulée, la composante de fréquence $F + f$.

Si, après avoir séparé et transporté cette composante, on la recombine avec un courant de fréquence F , elle se trouvera tantôt en concordance, tantôt en opposition de phase avec lui, et par suite le modulera à la fréquence f . C'est exactement ce qui se passe dans une réception télégraphique par hétérodyne; l'onde locale de fréquence F'

module l'onde incidente de fréquence F , et la fréquence $F - F'$ en résulte.

Imaginons maintenant qu'au lieu de faire agir l'onde simplement modulée sur un circuit accordé à la fréquence $F + f$, on fasse passer l'onde réelle dans un « filtre-bande » combiné pour sélectionner toutes les fréquences comprises entre $F + 200$ et $F + 2000$, par exemple ; on recueillera toute cette bande de fréquences, qu'on pourra transmettre et qui, combinée de nouveau à un courant de fréquence F , donnera par de multiples « battements hétérodynes », une reconstitution de la modulation complexe initiale.

Tel est le schéma de la transmission radiotéléphonique par une seule bande latérale.

Il est évident que si l'on disposait un double jeu de filtres, on pourrait extraire les deux bandes et l'on retrouverait ainsi la transmission

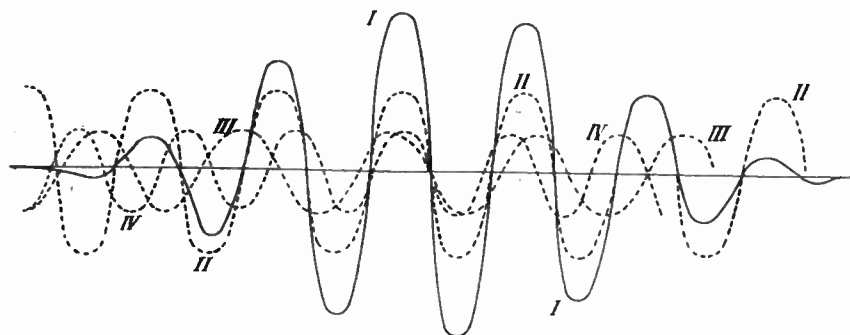


Fig. 7.

- I Courant modulé $A \cos \Omega t - B \cos \Omega t \cos (\omega t - \varphi)$.
- II Courant porteur $A \cos \Omega t$.
- III Bande inférieure $-\frac{B}{2} \cos [(\Omega - \omega) t + \varphi]$.
- IV Bande supérieure $-\frac{B}{2} \cos [(\Omega + \omega) t - \varphi]$.

« sans courant porteur » étudiée précédemment. La figure 7 indique la décomposition de l'onde modulée en ses deux bandes.

Inconvénient de la transmission d'une seule bande.

Ce procédé a l'inconvénient de diminuer le rendement de la transmission.

En effet, supprimer une des bandes, c'est réduire de moitié la puissance dépensée au poste émetteur ; mais il est facile de se rendre compte que c'est réduire de moitié l'amplitude de la composante utile après détection, donc réduire au $1/4$ l'énergie utile reçue.

Car, dans la transmission à deux bandes, chaque composante utile est produite deux fois, par le battement avec le courant porteur des deux fréquences correspondantes situées respectivement, l'une dans la bande supérieure, l'autre dans la bande inférieure.

Algébriquement, il est évident que la détection du terme X, contenant une seule bande :

$$\lambda A \cos \Omega t - \lambda B/2 \cos (\Omega + \omega) t - \varphi]$$

donnera la composante utile :

$$\frac{\lambda}{2} \lambda^2 A B \cos (\omega t - \varphi)$$

diminuée de moitié.

Donc, la transmission par une seule bande diminue le rendement. Celui-ci peut cependant pour les raisons indiquées plus haut, et notamment à cause de l'amplitude du courant porteur local, rester supérieur à ce qu'il serait dans une transmission avec courant porteur. C'est ainsi, paraît-il, que le gain réalisé par ce procédé au cours des essais transatlantiques de la Western Electric Co, atteignait les 2/3 de l'énergie.

Avantages de la transmission par une seule bande.

Ces avantages sont nombreux et importants.

1° L'influence désastreuse du non-synchronisme entre le courant porteur vrai et le courant local à la réception (influence que nous avons longuement étudiée dans la transmission des deux bandes) est ici beaucoup moins marquée.

En effet, la reproduction d'un son de fréquence f est obtenue par le battement de la composante de fréquence $F \pm f$ avec le courant local. Si la fréquence de celui-ci n'est pas F , mais, par suite du non-synchronisme, $F + \Delta F$, le son reproduit sera simplement modifié, sa hauteur étant changée de la valeur ΔF .

Toutes les composantes d'une modulation complexe seront ainsi altérées de la même quantité absolue.

Il est difficile de dire à priori quelle influence une telle altération peut avoir sur la netteté de la voix humaine : l'expérience a, paraît-il, montré aux Américains que « la compréhension de la parole n'est pas sérieusement diminuée » tant que ΔF reste inférieur à 50 périodes par seconde (1).

Nous n'avons qu'à nous incliner devant cette constatation : toute-

(1) Hartley, loc. cit., p. 53.

fois, qu'il nous soit permis de remarquer combien la reproduction de la musique par ce procédé doit laisser singulièrement à désirer.

Car, si nous imaginons qu'un instrument de musique donne à l'émission une gamme naturelle majeure à partir de la_{-1} (27 vibrations par seconde), et si nous supposons que toutes les fréquences soient augmentées de 20 par suite du réglage imparfait de l'émetteur local, il n'est pas difficile d'établir, entre les sons émis et reçus, la comparaison suivante :

Sons émis	Fréquence	Fréquence à l'arrivée	Son reçu
la_{-1}	27	47	Sol_0
Si	30	50	Sol dièze faux.
Ut_0 dièze	34	54	la
Ré	36	56	Si bémol
Mi	40,5	60,5	Si
Fa dièze	45	65	entre Ut_0 et Ut_1 dièze
Sol dièze	51	71	Ré ₁ trop bas
la_0	54	74	Ré ₁ trop haut
$la_{(1)}$	108	128	Ut_2
la_2	217	237	la_2 dièze faux
la_3	435	455	Entre la_3 et Si bémol
la_4	870	890	la_4 faux
la_5	1740	1760	Sensiblement la_5
la_6	3480	3500	Sensiblement la_6 .

Il est inutile d'insister : une ligne mélodique est complètement abîmée dans ces conditions : d'ailleurs les harmoniques même des sons étant entièrement changés, leur timbre sera méconnaissable. Un la_{-1} , dont les harmoniques seraient appréciables jusqu'au troisième donnerait à la réception l'ensemble de sons suivant :

Sol_0 , Ré₁ faux, Sol_1 dièze, ut_2

C'est la négation de la musique.

Remarquons encore que tout ceci suppose une différence constante de 20 cycles seconde entre le courant porteur vrai et l'émetteur local : or, en pratique, cette différence ne restera pas constante, d'où perturbations supplémentaires.

Enfin, il est bien évident que pour des ondes courtes, c'est-à-dire pour des fréquences grandes, l'erreur de synchronisme sera considérablement augmentée et le procédé deviendra probablement inacceptable. Ce point, qui n'a été à notre connaissance indiqué par aucun

auteur, semble donc limiter le domaine possible de la transmission sans courant porteur, au cas des ondes longues.

2^e Dans ce domaine d'ailleurs, la radiotéléphonie par une seule bande possède sur la radiotéléphonie ordinaire un avantage considérable; elle restreint la zone de fréquence occupée par la transmission, donc diminue l'encombrement de la voie hertzienne.

Or, avec le nombre actuel et toujours croissant des transmissions de toutes sortes, la question du moindre encombrement de l'éther est pour la radiotéléphonie une question de vie ou de mort. Il est facile de s'en rendre compte par l'exemple des radiocommunications transatlantiques: d'après la Convention de Londres, et pour toutes sortes de raisons qui ne changeront pas d'ici longtemps, la bande de fréquences possibles pour ces communications s'étend de 37.5 à 10 kilocycles (8000 m à 30000 m de longueur d'onde). Admettons qu'une transmission avec courant porteur occupe une bande de fréquences de 4000 et une transmission par une seule bande, 2000. C'est là un minimum probablement impossible à atteindre. Et cependant, nous voyons que le nombre maximum de communications bilatérales possibles est de *trois* avec la radiotéléphonie habituelle, de *six* ou *sept* au plus avec le procédé à une seule bande; et ceci en supposant qu'on supprime toutes les communications télégraphiques déjà existantes.

Ceci semble donc d'un fâcheux augure pour l'avenir de la radiotéléphonie transatlantique.

3^e Enfin le dernier avantage de la transmission par une seule bande est d'assurer une excellente syntonie, comparable à celle qu'apporte à la télégraphie l'emploi de la réception hétérodyne. En effet, si l'on limite, par le moyen de filtres, les fréquences sortant du détecteur, à une bande de 2000 par exemple, les seules ondes qui donneront lieu à des sons perceptibles seront celles ayant avec l'onde porteuse une différence de fréquences moindre que 2000; de même, un parasite ne sera perçu que dans la mesure où il contiendra des composantes satisfaisant à cette condition.

Il semble donc résulter de tout ceci que si le procédé de transmission par une seule bande peut être avantageux pour des communications commerciales sur ondes longues, il est peu probable qu'il remplace, au moins dans un délai rapproché, la radiotéléphonie suivant les méthodes ordinaires dans les services de radio-diffusion populaires. C'est la conclusion déjà indiquée par M. Reynaud-Bonin, aux lecteurs de *L'Onde Électrique*.

Remarque.

Certains expérimentateurs⁽¹⁾ ont indiqué qu'il était possible de renforcer notablement une réception radiotéléphonique ordinaire (avec courant porteur) par l'emploi d'un émetteur local soigneusement réglé. Ils ajoutent d'ailleurs que ce procédé nuit souvent à la netteté de la voix.

Les considérations qui précèdent permettent d'expliquer facilement ces résultats. Nous avons vu que la composante utile de la réception était proportionnelle à l'amplitude du courant porteur; si donc, sans supprimer celui-ci à l'émission, on le renforce à la réception, on doit en retirer une augmentation d'amplification.

Toutefois, il est impossible de produire un courant local rigoureusement synchrone du courant porteur vrai: le courant résultant de leur addition ne sera donc pas de la fréquence voulue; nous avons vu les désastreux résultats de cette différence. Ici, les phénomènes sont encore compliqués du fait que le courant local peut battre avec le courant porteur, d'où variations périodiques d'amplitude et raison de plus pour que la déformation soit inévitable.

Il semble donc que l'application de ce procédé soit délicate, surtout pour les ondes courtes.

Résumé.

Nous indiquons le principe de la modulation téléphonique et les moyens de l'effectuer; puis, nous rappelons en quoi consiste la détection et comment elle déforme le courant reçu.

Nous montrons ensuite que l'on peut envisager la transmission radiotéléphonique sans courant porteur; mais que ce procédé séduisant semble d'une application difficile, à cause de l'impossibilité où l'on se trouve de produire à l'arrivée un courant rigoureusement synchrone du courant porteur supprimé.

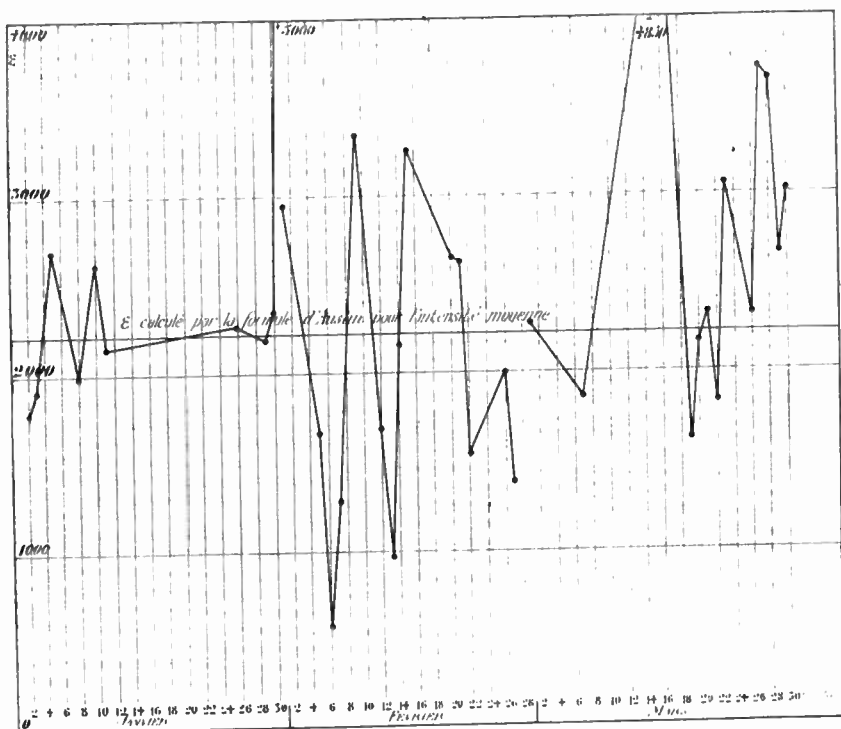
Enfin, nous indiquons que cet inconvénient est jusqu'à un certain point atténué par la transmission d'une seule « bande latérale », et quel est, par suite, l'intérêt de cet ingénieux procédé.

P. DAVID.

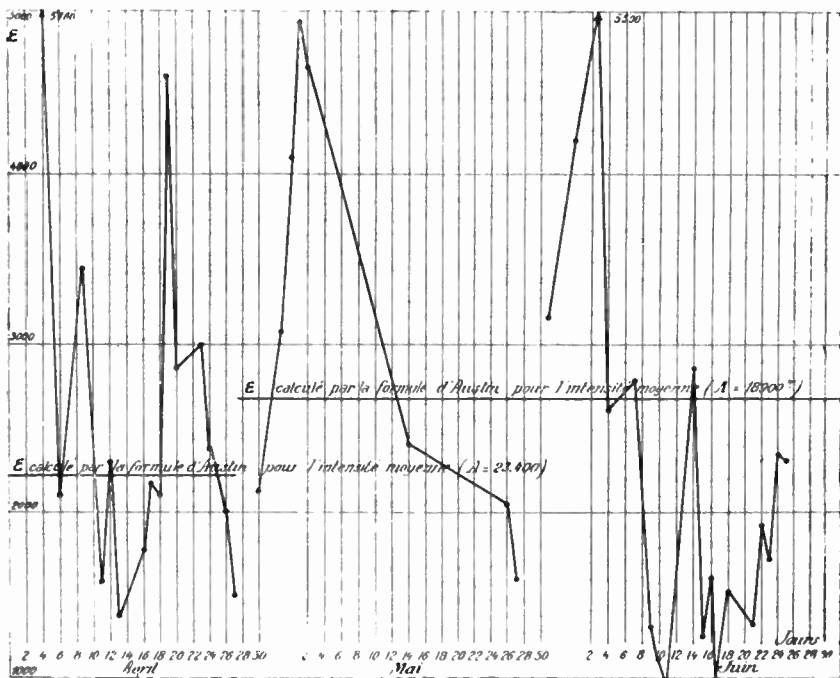
(1) En France, MM. Hémarquiner, Vagné, etc.

Diagrammes des forces électromotrices mesurées à Meudon pour les émissions de Bordeaux, Nantes et Rome, pendant le premier semestre 1923.

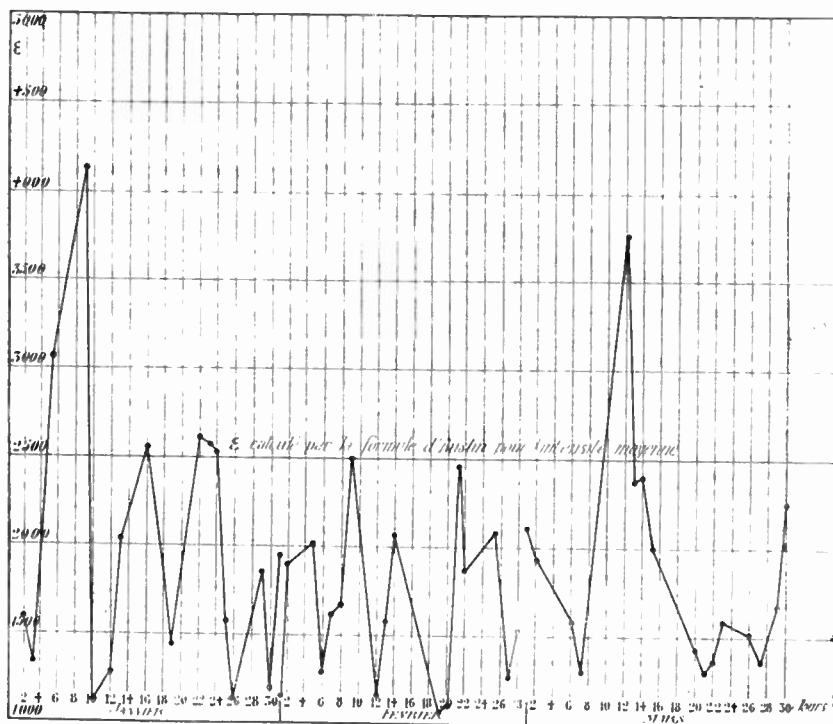
Les diagrammes ci-dessous donnent les champs électriques en microvolts par mètre des stations de Bordeaux, Nantes et Rome. Ces éléments ont été mesurés à Meudon par la méthode indiquée au n° 1 de *l'Onde Électrique*. Les puissantes stations de Sainte-Assise faisant maintenant un trafic continu sur 9.000, 14.000 et 20.000 mètres, rendent souvent les mesures impossibles, en raison de leur proximité. En outre la station de Nantes a interrompu son service pendant un mois et demi pour apporter des modifications à son antenne.



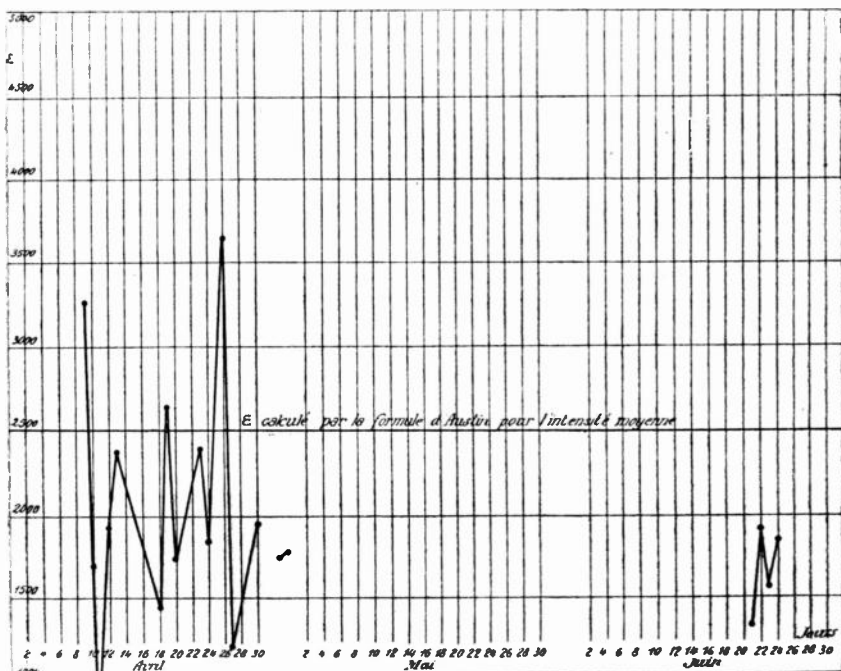
Lafayette. — $\Delta = 23400$ — $I \text{ moyen} = 480^A$



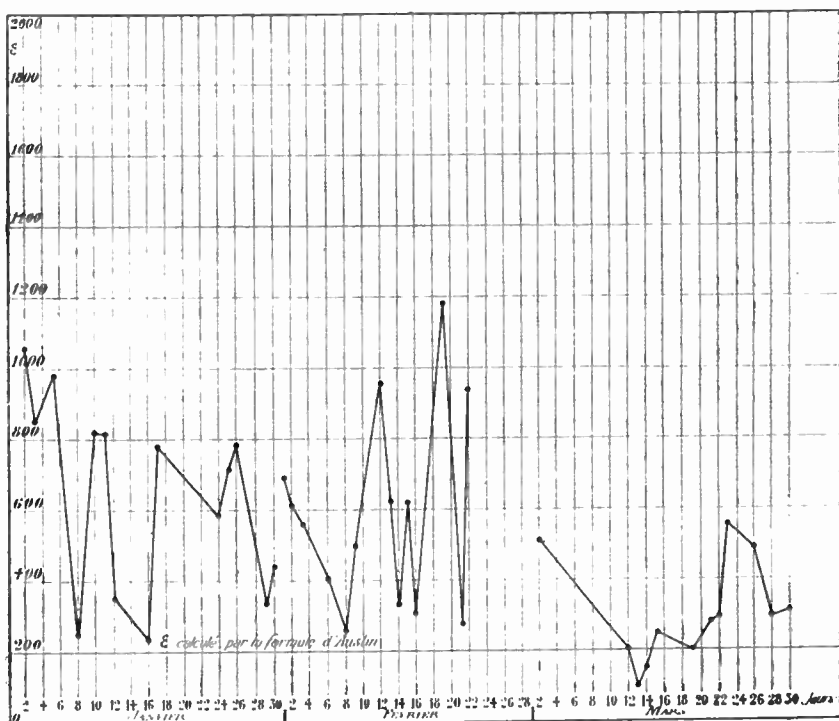
Lafayette. — $\Delta = 23400$ puis 10000 — I moyen $= 480^\circ$.



Nantes. — $\Delta = 900$ — I moyen $= 180^\circ$.



Nantes. — $\Delta = 900$ — $I \text{ moyen} = 180^\circ$.



Rome. — $\Delta = 10850$ — $I \text{ moyen} = 100^\circ$.

8AB EN AMÉRIQUE ⁽¹⁾

Ainsi que je vous l'avais promis, je vous envoie d'Amérique les premières nouvelles de mon voyage.

Je serai bref, très bref même, car il y aurait énormément à dire si j'entrais dans les détails et le temps me fait absolument défaut pour cela.

Ici, c'est le pays du « rush » à outrance. Les jours se passent à visiter des postes de broadcasting, des usines, ou à faire des milles en auto pour aller voir des postes d'amateurs perdus dans la campagne. Quant aux nuits, à moins que je ne les passe dans le train, je



A droite 8AB français et au milieu 8AB américain. Les deux « 8AB » avaient formé une équipe pour chercher dans Chicago un poste caché pour un concours de « gonios » organisé pendant la Convention.

les occupe généralement à « opérer », comme on dit ici, jusqu'à trois ou quatre heures du matin, un poste d'amateur d'où je fais la causette avec des correspondants plus ou moins lointains perdus dans l'immensité des États-Unis et du Canada. Tous ces amis inconnus me font l'accueil le plus charmant du monde, et dès que l'on sait que « French 8AB » est « au manipulateur », les correspondants se font nombreux, et le QRM qui est normalement considérable devient formidable !

Tout cela pour vous dire que le temps me manque absolument

(1) Nous avons reçu cette intéressante lettre de M. Deloy qui nous a aimablement promis de nous donner une relation de son voyage et des observations qu'il a faites sur la technique et l'amateurisme aux États-Unis.

pour écrire un article pour *l'Onde* et que je suis obligé de remettre cela au mois prochain lorsque je serai de retour à Nice. Aujourd'hui, je vous écris ces quelques notes dans le train qui me ramène à New-York après le voyage circulaire que je viens de faire par Orleans, Mass.; Hartford, Conn.; Chicago, Ill.; Detroit, Mich.; Boston, Mass. et Harford, Conn.

Au cours de ce voyage, j'ai visité une station de câble « French Cable » à Orleans, Mass., quatre stations commerciales dont W S O. sept stations de broadcasting parmi lesquelles le fameux W J Z. W J A Z. la station la plus puissante des États-Unis (audience estimée à 400 000 personnes!) et de nombreux autres postes très intéressants, quatorze postes d'amateurs tels que 2 F P que j'ai entendu à Nice *sans que les oscillations soient accrochées dans le récepteur*, 4 A W le célèbre poste de Mr. Maxim, président de l'American Radio Relay League, 1 Z E qui met jusqu'à 23 ampères dans son antenne et a passé *14 messages en Angleterre sans répétitions*, 1 X M avec qui j'ai presque établi la communication *dans les deux sens* au printemps dernier, et enfin 1 Q P, le poste de Mr. Reinartz, l'inventeur du récepteur connu dans le monde entier. J'ai passé la plus grande partie de la nuit dernière à bavarder avec « John ». La League m'avait très aimablement offert un dîner d'honneur à l'occasion de mon départ d'Hartford; après quoi, une dizaine d'entre nous se rendirent chez 1 Q P pour visiter son poste, et là, dans des nuages de fumée, la discussion s'engagea sur les résistances d'antennes, la capacité des contrepoids et l'importance de la position du nœud de tension. Les heures passent vite à ce genre de conversation, surtout lorsqu'on a sous les yeux le tout dernier montage inventé par Mr. Reinartz et que lui-même de sa voix persuasive et éternellement gaie, vous explique le pourquoi des résultats remarquables qu'il obtient. Il transmet actuellement de 75 à 200 mètres de longueur d'onde et obtient toute cette gamme par la seule manœuvre de deux condensateurs, le récepteur restant connecté à l'antenne et la réception étant possible même sur la même longueur d'onde que l'émission et simultanément. Mais je ne puis aujourd'hui vous donner les détails; ce sera pour un prochain article qui, je crois, intéressera les lecteurs de *l'Onde*.

Je ne puis terminer sans vous dire un mot de la « Convention de Chicago ». Ah! cette Convention! Connue officiellement sous le nom de « Second National American Radio Relay League Convention », elle a réuni pendant quelques jours à Chicago près d'un millier d'amateurs américains et canadiens. J'étais le premier Européen que

l'on ait jamais vu à une pareille affaire, et ces braves Américains m'ont fait l'accueil le plus « formidable » que l'on me fera certes jamais! C'était pour eux un grand jour que celui amenant pour la première fois à leur réunion un amateur européen. Ils vinrent de tous les points des États-Unis pour « secouer la main » de « French 8 A B »! Il me fallut donner des centaines d'autographes, me laisser photographier et cinématographier à outrance, faire un speech au banquet et une conférence au meeting technique; deux speech par radio qui me valurent un courrier que je ne pourrai jamais mettre à jour!... Enfin, les journaux prirent la manie de m'interviewer partout où je passais et de me photographier au magnésium avec des résultats tels qu'on pourrait croire qu'ils cherchaient à constituer un « musée des horreurs »!

Cette Convention fut des plus intéressantes au point de vue technique et surtout au point de vue coopération. Je puis vous affirmer que des centaines d'amateurs américains vont faire un effort considérable pour communiquer dans les deux sens avec la France. Je leur ai dit que nous aurions très prochainement plusieurs postes d'un kilowatt installés tout exprès pour franchir l'Atlantique. Ils comptent sur nous et nous pouvons compter sur eux.

Je suis très heureux et très fier d'avoir été le premier Européen à apporter aux amateurs américains le salut de leurs camarades de l'ancien continent. Ils ont compris plus que jamais en voyant « French 8 A B », qui a franchi 5000 milles pour venir à la Convention, que nous sommes décidés à faire le plus grand effort pour communiquer avec eux dans les deux sens. Ce que nous avons fait en réception l'année dernière, nous le ferons en transmission cette année, ils le sentent et nous aideront de toute la puissance des grands moyens dont ils disposent.

Avant de quitter l'Amérique, j'ai encore beaucoup à voir. Mon programme comporte entre autre 3Z0 « le paradis des amateurs » près Philadelphie, KDKA la célèbre station de broadcasting et peut-être NSF de la Marine à Washington.

Je compte m'embarquer à New-York, le 11 courant, et serai donc en France dans moins de trois semaines, juste à temps pour reconstruire entièrement mon poste pour les essais de décembre!

Recevez...

LÉON DELOY.

Entre Hartford et New-York.

3 octobre 1923.

FONDATION D'UN COMITÉ INTERSOCIÉTAIRE

entre les trois Sociétés

Société des Amis de la T. S. F.

*Société française d'Études de Tél graphie et de Téléphonie
sans fil.*

Radio-Club de France.

A la date du 15 octobre 1923, et sur l'approbation unanime des délégués des trois sociétés fondatrices, est constitué un **Comité permanent intersociétaire** dont la constitution et le règlement suivent :

CONSTITUTION DU COMITE

Membres titulaires.

Société des Amis de la T. S. F. : MM. de Broglie, David, Mesny.

Société française d'Études de télégraphie et de téléphonie sans fil :
MM. Cartault, Franchette, Roussel.

Radio-Club de France : MM. Belin, Quinet, Vagné.

RÈGLEMENT

But.

ARTICLE PREMIER. — Les trois sociétés :

Société des Amis de la T. S. F.,

Société française d'Études de télégraphie et de téléphonie sans fil,

Radio-Club de France,

conviennent de réunir un **Comité permanent intersociétaire** qui s'occupera de toutes les questions ayant un caractère d'intérêt général telles que :

Essais et concours nationaux et internationaux ;

Enquêtes sur la réception en différents lieux ;

Enquêtes sur les brouillages ;

Assurances contre les effets de la foudre ;

Mesures à effectuer ;

Rapports avec les pouvoirs publics ;

Rapports avec l'étranger ;

Organisation de congrès, etc ..

Organisation.

ART. 2. — Le Comité comprendra, en principe, trois membres titulaires et deux membres suppléants de chacune des trois sociétés. D'autres personnes pourront être convoquées à titre consultatif.

ART. 3. — La présidence des réunions reviendra à tour de rôle à un membre de chaque Société.

ART. 4. — Le Comité désignera parmi ses membres un secrétaire-trésorier qui préparera les ordres du jour, enverra les convocations et gèrera les fonds mis à la disposition du Comité.

Fonctionnement.

ART. 5. — Le Comité décidera des réunions qu'il devra tenir au moins une fois par mois. Il pourra, en outre, être convoqué sur la demande d'une des sociétés.

ART. 6. — Un compte rendu des délibérations, approuvé par les représentants des trois sociétés, sera publié dans les organes de ces dernières. Après entente commune, certaines délibérations pourront rester momentanément secrètes.

ART. 7. — Le Comité désignera, parmi ses membres, celui ou ceux qu'il chargera de s'occuper, en dehors des discussions en séance, de chaque question à l'étude. Ces personnes s'occuperont de la correspondance ou des démarches nécessaires. En cas de nécessité, le Comité pourra faire appel à des sociétaires pris en dehors de lui.

ART. 8. — Le Comité s'assurera de tous les concours possibles pour étayer ses opinions, par exemple en provoquant ou en recevant l'avis de groupes locaux ou de tous autres groupements.

ART. 9. — Le refus d'une des trois sociétés de se conformer à l'avis des deux autres n'apportera aucune entrave à son action. Chacune conservera son entière liberté après les avis exprimés en séance.

En cas de désaccord, les trois sociétés s'engagent à n'entamer aucune polémique dans leurs organes; chacune d'entre elles se bornera à publier le compte rendu des délibérations.

Ressources financières.

ART. 10. — Les fonds seront fournis, par parties égales, par les trois sociétés. Pour débiter, un crédit de 1 000 francs sera ouvert par chacune d'elles au secrétaire-trésorier pour subvenir aux dépenses du Comité.

ART. 11. — Le secrétaire-trésorier, sur le vu des délibérations du Comité et du visa des membres chargés des études, adressera l'état

des sommes à payer aux secrétaires généraux des trois sociétés : ces sommes seront ordonnancées au nom du secrétaire-trésorier. Celui-ci paiera les dépenses, soit directement, soit par l'intermédiaire des membres chargés des études. Il rendra compte annuellement de ses opérations au Comité qui lui donnera décharge de sa gestion.

Modifications au règlement.

ART. 12. — Le règlement actuel est revisible à tout moment. Il ne pourra cependant être modifié qu'après entente commune et deux mois après la délibération qui aura décidé les modifications.

*
**

Aussitôt la fondation du Comité décidée, ce dernier a pris les décisions suivantes :

Essais transatlantiques. — Conformément à l'article 7, le Comité désigne pour s'occuper des prochains essais transatlantiques les membres de la Commission déjà constituée l'an dernier dans ce but.

Assurances contre les effets de la foudre. — M. Cartault, déjà en possession des éléments de l'enquête sur l'assurance contre la foudre, est chargé de la continuer ; sur son compte rendu, il lui sera, s'il est nécessaire, adjoint d'autres délégués.

Secrétariat du Comité. — M. David exercera provisoirement les fonctions de secrétaire-trésorier.

*
**

Adresser la correspondance à M. David, 51 bis, boulevard Latour-Maubourg, Paris (7^e).

ESSAIS TRANSATLANTIQUES

Essais de réception. — Les essais de l'année dernière ont été si concluants, au point de vue de la possibilité et même de la facilité relative de la réception des signaux des amateurs américains, que ceux-ci jugent tout à fait superflu de les renouveler cette année. Sans qu'il soit besoin d'instituer des essais spéciaux, il est possible chaque nuit, à ceux qui le désirent, d'écouter les transmissions des amateurs américains, et nos camarades d'outre-Atlantique pensent que nous pouvons les entendre « à peu près à volonté pendant la saison favorable ».

Il est d'ailleurs rappelé aux amateurs d'écoute de transmissions lointaines sur petites longueurs d'onde que l'expédition Mac Millan, à bord du *Bowdoin*, passera tout l'hiver dans les régions polaires et fera tous les jours des émissions que les amateurs américains et européens sont instamment priés d'écouter. Les revues de T. S. F. ont donné tous détails utiles sur ces émissions, dont la réception est aussi possible en Europe qu'en Amérique, en raison de la position du *Bowdoin*, à distance égale du Havre et de Washington.

Les amateurs américains ont déjà pu, non seulement recevoir les émissions du Bowdoin, mais également lui faire parvenir les leurs. Sa position d'hivernage est à environ 10 milles (16 km) d'Étah (Groënland), par 78°30' de latitude nord et 72°20' environ, de longitude ouest.

Essais de transmission. — Les essais de transmission ont été, l'année dernière, beaucoup moins réussis, du côté européen, que ceux de réception, les amateurs américains n'ayant pu obtenir que leurs postes d'émission fassent un silence suffisant pendant les essais. Dans ces conditions, des signaux faibles n'avaient que très peu de chance d'être entendus.

Il n'en sera pas de même cette année, des dispositions légales ayant prescrit certaines heures de silence pour l'écoute du broadcasting, en raison du grand nombre d'émissions amorties encore employées par les amateurs américains.

De nouveaux essais de transmission auront donc lieu cet hiver en Europe : du 22 décembre au 10 janvier. Ils seront immédiatement suivis, à partir du 11 janvier, d'essais facultatifs privés et individuels de communication bilatérale, si les transmissions européennes sont convenablement reçues en Amérique.

Les amateurs français transmettront les 22, 24, 26, 28, 30 décembre et les 1^{er}, 3, 5, 7 et 9 janvier, de 1 h à 6 h (greenwich).

Les amateurs britanniques transmettront les 23, 25, 27, 29, 31 décembre et les 2, 4, 6, 8 et 10 janvier, aux mêmes heures.

Les longueurs d'onde françaises seront obligatoirement comprises entre 180 m et 200 m. La puissance employée ne pourra être (sauf autorisation spéciale à demander par les intéressés à l'Administration des P. T. T.) que celle officiellement autorisée pour chaque poste. Les amateurs qui voudraient transmettre sans autorisation avec une puissance supérieure ne pourraient le faire qu'à leurs risques et périls.

Tous les amateurs titulaires d'une autorisation de transmission sont instamment priés de prendre part aux essais, si faible que soit

MONTAGES ET TOURS DE MAIN

De quelques calculs simples de longueurs d'ondes. — Tous ceux qui s'intéressent à la radiotélégraphie ou à la radiotéléphonie à quelque titre que ce soit, connaissent maintenant la formule de Thomson

$$\lambda = 1884 \sqrt{LC}$$

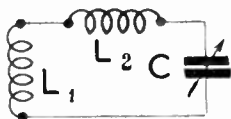
qui permet de déterminer la longueur d'onde d'un circuit oscillant dont on connaît la self L exprimée en microhenrys et la capacité C exprimée en microfarads, ou inversement de déterminer l'une quelconque des trois grandeurs connaissant les deux autres.



Mais il arrive souvent en pratique que le cas est moins simple que celui d'un circuit oscillant fermé, comprenant simplement une self et une capacité. Il arrive, par exemple, que le circuit comprend deux selfs en série ou 2 selfs en parallèles ou encore des capacités en série ou en parallèle.

À la vue de cette complication apparente, beaucoup renoncèrent à déterminer les constantes de leur circuit et ils nagèrent dans la plus profonde incertitude.

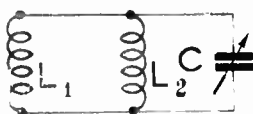
Nous allons essayer de revenir sur quelques lois élémentaires de l'électrotechnique que nous appliquerons à des cas simples qui ne rebuteront plus personne.



1^{re} Si l'on ajoute plusieurs selfs en série L_1 et L_2 ... etc., et qu'elles soient placées de telle sorte que l'action de l'une sur l'autre soit négligeable, tout se passe comme si ces selfs étaient remplacées par une autre L dont la

$$L = L_1 + L_2 + \dots \text{ etc.}$$

Si les selfs ont une action l'une sur l'autre, par exemple, si l'on considère 2 selfs montées en variomètre, on sait qu'il n'en est plus ainsi et que la self



résultante L varie entre une valeur plus petite que la somme et une valeur plus grande. Dans ce cas L n'est égal à la somme que quand les deux bobines sont rigoureusement perpendiculaires.

2^{re} Si l'on met plusieurs selfs en parallèle, la self résultante L est plus petite que la plus petite des selfs. Sa



valeur se calcule par une formule bien connue

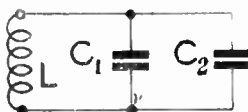
$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \dots \text{ etc.}$$

On voit que dans le cas de deux selfs en parallèle on trouve que

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$$

en supposant toujours que l'induction mutuelle soit nulle.

3^{re} Si le circuit oscillant comprend plusieurs capacités en série, on peut,



dans le calcul, remplacer toutes ces capacités par une seule C équivalente,

dont la valeur est donnée par la formule

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots \text{ etc.}$$

Dans le cas de deux capacités on a :

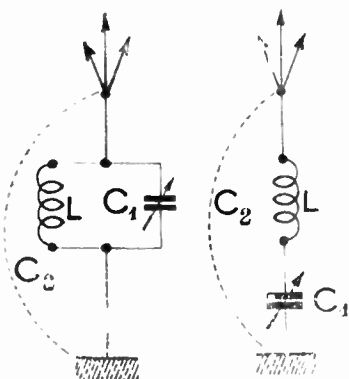
$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

4° Si les capacités sont en parallèle, la capacité équivalente C est égale à la somme de toutes les capacités.

$$C = C_1 + C_2 + \dots \text{ etc.}$$

Voyons maintenant un exemple pratique d'application de ces quelques formules :

Considérons deux circuits oscillants



constitués par un système antenne terre, une self et une capacité.

Dans le premier, le condensateur variable C_1 est en série, avec la capacité C_2 de l'antenne, dans le second, cette capacité C_1 est en parallèle avec la capacité C_2 de l'antenne.

On peut admettre grossièrement que la self d'une antenne est négligeable vis-à-vis de sa capacité et ne pas en tenir compte dans les calculs.

En calculant la capacité équivalente dans les deux cas, on trouve pour la longueur d'onde les valeurs suivantes :

$$\lambda = 1884 \sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}$$

quand les capacités sont en série et

$$\lambda = 1884 \sqrt{L(C_1 + C_2)}$$

quand les capacités sont en parallèle. Mais comment connaître la capacité de l'antenne ?

Il est pour cela un procédé de mesure

assez simple et suffisamment précis pour le genre de mesure que nous faisons. Sur un circuit oscillant formé d'un petit cadre et d'un condensateur variable, ou de la simple self d'un circuit oscillant avec un condensateur variable aux bornes, on repère un poste puisant que l'on peut recevoir sans antenne. On note soigneusement la valeur de la capacité avec laquelle on a obtenu l'accord, puis l'on branche l'antenne et la terre aux bornes de ce circuit et l'on cherche à nouveau le poste que l'on vient d'entendre. Le réglage est obtenu avec une capacité plus petite que la précédente : la capacité cherchée de l'antenne est égale à la différence des deux capacités.

Pour que la mesure soit précise, il est nécessaire que le condensateur variable soit étalonné, c'est-à-dire qu'on sache exactement à quelle capacité correspond l'indication de l'index.

On peut néanmoins si l'on connaît la valeur maximum du condensateur, avoir une idée approximative de son étalonnage en admettant la proportionnalité de la capacité à l'angle de déviation.

Réception des postes anglais sur amplificateur à résistances.

— Voici un exemple de réception à grande distance qui vient confirmer les possibilités développées ici même par M. Brillouin, d'employer l'amplificateur à résistance pour les ondes courtes.

M. de Marsac a construit un amplificateur à trois lampes à résistances, la dernière lampe servant de détectrice et d'hétérodyne, qui lui permet de recevoir à Cannes, sur antenne en T à deux brins de 22 mètres et entrée de poste de 3 mètres, les postes de broadcasting anglais et français.

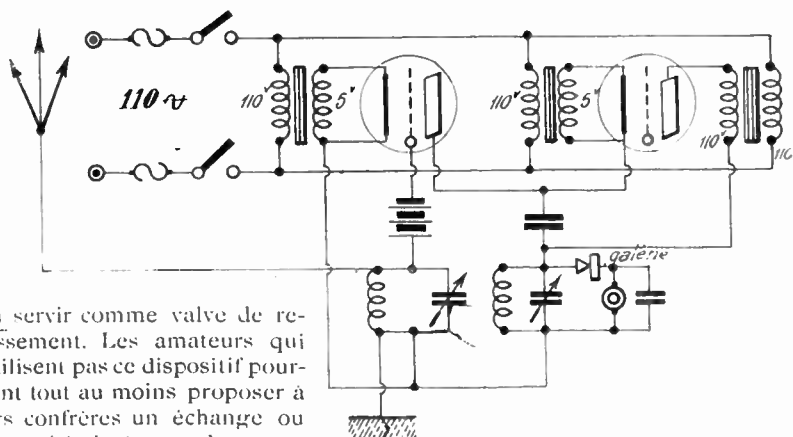
Quand les parasites le permettent, on obtient du haut-parleur en ajoutant deux étages basse fréquence.

L'amplificateur de M. de Marsac est construit d'après le schéma classique donné par M. Brillouin ; les résistances de plaque sont de 80000 Ω , les résistances de fuite de 4 Ω et les capacités de liaison de 0,5/1000 e de μ f.

Un accident grave dans les lampes, mais qui n'entraîne pas leur rebut. — Bien des amateurs se plaignent de la mauvaise qualité des lampes à trois électrodes. Entre autres accidents, en voici un dont ils sont parfois victimes : par suite d'une dilatation exagérée due souvent à l'excès de chauffage, ou à cause du mauvais centrage du filament à l'intérieur de la grille, il arrive que ces deux électrodes viennent en contact. Toute réception est de la sorte rendue impossible, car il n'y a plus moyen de faire osciller le potentiel de la grille vis-à-vis de celui du filament. Cependant, il serait désastreux de briser la lampe à laquelle ce fâcheux malheur est arrivé. En effet, si son utilisation comme détectrice ou amplificatrice est devenue impraticable, on peut encore

lampe resterait utilisable exactement dans les mêmes conditions.

De l'emploi de la réaction électrostatique pour les ondes courtes. — La réaction est une opération qui devient très délicate aux courtes ondes, surtout si l'on désire un réglage souple fonctionnant bien sur toute une gamme. On sait qu'il y a deux systèmes de réactions possibles : la réaction par couplage électromagnétique et la réaction par couplage électrostatique. Ces deux modes de réaction sont employés, mais il est difficile de dire lequel est préférable. En effet, aux fréquences élevées, les capacités parasites créent des couplages entre circuits qui viennent modifier le fonctionnement normal de la réaction. C'est ce qui explique la grande diversité des opinions au sujet du montage à adopter.



s'en servir comme valve de redressement. Les amateurs qui n'utilisent pas ce dispositif pourraient tout au moins proposer à leurs confrères un échange ou un marché plutôt que de mettre au rebut des lampes qui peuvent encore rendre de grand services.

A titre documentaire, voici un schéma de poste fonctionnant complètement sur courant alternatif et utilisant justement une lampe à trois électrodes pour le redressement de la tension-plaque.

En examinant avec soin ce schéma, il saute aux yeux qu'il n'y a aucun inconvénient à ce que le filament touche la grille.

Il est aussi bien évident que si la grille était en contact, non pas avec le filament, mais avec la plaque, accident beaucoup plus rare, d'ailleurs, la

Dans un récent article, M. Lardry préconisait la réaction électromagnétique, signalant que sur son poste il n'avait pu accrocher par réaction électrostatique au-dessous de 400 mètres.

Au contraire, M. Bourciez nous écrit qu'avec une réaction électrostatique, il accroche depuis 150 mètres jusqu'à 4 000 mètres, avec une capacité de couplage de 0,15/1000^e de 2f. En réalité, les deux modes de réaction ont leurs avantages et inconvénients propres, ils s'appliquent plus ou moins bien suivant les montages et le soin avec lequel ils ont été réalisés, mais aucun des deux n'est à rejeter a priori.

INFORMATIONS

Hygiène et Radiotéléphonie, par le Dr R. BOSQUAIN

Le 1^{er} août 1928, ont été inaugurées au poste de la Tour Eiffel, les conférences d'hygiène destinées à diffuser dans le plus grand rayon possible toutes les mesures aptes à améliorer les conditions sanitaires de la France et de l'humanité, donnant ainsi une utilité pratique réelle aux émissions radiotéléphoniques.

Sous la présidence de M. Strauss, ministre de l'Hygiène, et de M. le général Ferrié, qui avait bien voulu favoriser la réussite de cette entreprise par tous les moyens en son pouvoir, comme c'est du reste son habitude, et dont nous devons le remercier personnellement ainsi que tous ses dévoués collaborateurs, la première conférence a été faite par le professeur Calmette, sous-directeur de l'Institut Pasteur, membre de l'Académie de Médecine et vice-président du Comité de Défense contre la tuberculose.

Des premiers renseignements reçus par le Comité national de Défense contre la tuberculose, 66, rue Notre-Dame-des Champs, Paris (6^e), il résulte que la parole est fort bien entendue des divers points de la France et de pays étrangers; nul doute qu'il en sera de même pour les conférences qui se poursuivent chaque semaine, et qui permettront d'instruire en intéressant leurs auditeurs, tout en aidant aux progrès des sciences pures et appliquées.

La deuxième conférence fut consacrée par M. Roubinovitch à l'alcoolisme en France; la troisième par le professeur Léon Bernard, aux ravages causés par la tuberculose; dans la quatrième le Dr Léon Azoulay traite des empoisonnements par les champignons qui vont, comme chaque année à cette époque, faire de trop nombreuses victimes, et qu'il est cependant facile d'éviter en suivant

les instructions qui seront prodiguées aux périodes critiques.

Les mêmes sujets, le cancer, la syphilis, l'hygiène infantile, l'alimentation, et tous les sujets de l'hygiène générale qu'il n'est vraiment plus permis de négliger aujourd'hui, fourniront la matière inépuisable des conférences suivantes.

Répondant aux desiderata exprimés par de nombreux correspondants, M. Clavier a bien voulu faire, *par radio*, le 5 et le 19 septembre, deux conférences de technique, indiquant aux intéressés comment on doit recevoir ces transmissions selon la distance et les dispositifs employés, afin d'être exactement documenté sur les possibilités actuelles, de temps, de lieu et de matériel, et de mettre en garde aussi bien contre les déceptions que contre les exagérations des uns ou des autres.

Pour parfaire cette œuvre, il serait intéressant que les correspondants éventuels veuillent bien transmettre leurs observations, dans un intérêt commun, soit au Comité national de Défense contre la tuberculose, soit à M. Mesny, secrétaire général de la Société des Amis de la T. S. F., 21, rue Jacob, Paris (6^e).

Dr R. BOSQUAIN.

Réception de la téléphonie de FL sur galène. — Le lieutenant Caillat, chef du service radio de la Tunisie, nous signale le fait suivant :

On a reçu à Médénine (sud tunisien) sur simple galène, l'émission radiotéléphonique de FL de 23 heures. Pour les émissions de jour, un amplificateur est nécessaire.

Médénine est à 400 km au sud de Tunis et, par conséquent, à environ 2.000 de Paris.

L'antenne avec laquelle ce résultat remarquable a été obtenu est une antenne en T à quatre brins de 120 mètres à 50 mètres de hauteur.

Indicatifs des postes d'amateurs reçus. — M. Desgrouas, professeur à Vire (Calvados), nous communique la liste suivante des postes français qu'il a reçus sur ondes courtes :

8AA, 8AB, 8AL, 8AQ, 8BA, 8BF, 8BM, 8BN, 8CF, 8CS, 8XX.

Ces résultats ont été obtenus avec antenne basse de 30 mètres et deux lampes, une autodyne et une BF. Avec le même montage, M. Desgrouas a également reçu les émissions du poste OC45.

A propos de la retransmission des signaux ou de la téléphonie par les postes anglais et américains. — Nous signalions dans le n° 20 la retransmission des signaux horaires de FL sur 385 mètres par le poste anglais et nous demandions aux amateurs de nous communiquer leurs résultats d'écoute de cette retransmission.

Le Dr Vidal a répondu à notre appel et nous communique à ce sujet plusieurs renseignements intéressants.

A 21 h. 30, Londres 2LO transmet la Presse Reuter que tous les autres postes de broadcasting retransmettent sur leur onde propre.

La retransmission est si bonne qu'on a l'impression, paraît-il, d'avoir un récepteur aperiodique, sur lequel on retrouve la même transmission sur plusieurs réglages.

Mais voici mieux. Le poste de broadcasting américain WEY, à 2 h. 55 gw. après ses deux heures de concert, retransmet les battements horaires du poste d'Annapolis NSS, sur environ 385 mètres de longueur d'onde. La retransmission sur onde courte dépasse très nettement en intensité la réception directe.

Voici donc qui est à la gloire des ondes courtes, car la puissance de NSS est considérablement supérieure à celle de WEY.

Nous remercions le Dr Vidal et le félicitons. Nous serions heureux si d'autres amateurs nous communiquaient des résultats aussi encourageants.

Ouverture au trafic radio-maritime de la station côtière de Beyrouth (Syrie). — La Société Radio-Orient nous informe que la nouvelle station de Beyrouth a été ouverte au trafic le 20 août dernier. Cette station travaille sur les longueurs d'onde fixées par les règlements internationaux (450, 600, 800) et assure provisoirement les vacations suivantes :

6 à 10 temps moyen Greenwich.

12 à 16

Le poste utilisé est du type S. F. R. à impulsion et a réalisé aux essais une portée de plus de 500 milles nautiques. Son indicatif d'appel est FFD.

Nouveaux groupements locaux:

La Radio-Touraine. — Sous ce nom vient de se créer une association dont le siège est à Tours, 4, rue Bernard-Palissy. Entre autres buts, le nouveau groupement se propose l'étude collective des nombreuses questions qui intéressent les radiotélégraphistes et dont la solution est locale. A cet effet il publie un bulletin et commence son travail par une enquête sur les brouillages dans la région. Nous serons heureux d'aider de tous nos moyens une initiative de ce genre, dont les résultats peuvent être pleins de conséquences utiles.

Radio-Club Forézien.

Le Radio-Club Forézien a, dans sa dernière réunion, nommé le conseil d'administration définitif, il se compose de :

Président : M. Clapier, ingénieur en chef aux mines de Montrambert.

Vice-présidents : M. Vignal, conseiller d'arrondissement, à Saint-Bonnet-le-Château ;

M. Claudinon, industriel, 6, avenue Président-Faure, Saint-Etienne.

Secrétaire : M. Peyrard, ingénieur I. E. G., 12, place Villebœuf, Saint-Etienne.

Secrétaire-adjoint : M. Gourbon, sous-chef de service des ventes aux mines de la Loire.

Trésorier : M. Despinasse, banquier, 24, rue Saint Jean, Saint-Etienne.

Bibliothécaire-archiviste : M. Clément, 25, avenue Président-Faure, Saint-Etienne.

Membres : M. Vergnaud, ingénieur I. E. G., Compagnie électrique de la Loire.

M. Garnier, ingénieur I. E. G., Compagnie électrique de la Loire.

M. Negadel, ingénieur I. E. G., Compagnie électrique de la Loire.

M. Reymond, ingénieur, I. E. G., Compagnie électrique de la Loire.

M. Rocher, professeur au lycée, rue des Armuriers, 15, Saint-Etienne.

M. Frossard, contrôleur des téléphones, 17, rue des Deux-Amis, Saint-Etienne.

M. Courbon, industriel, 75, rue de la Sablière, Saint-Etienne.

M. Vercasson, clerc de notaire, 26, rue du Puy, Saint-Etienne.

Il a été décidé d'entreprendre de suite les démarches nécessaires pour avoir un local afin d'installer un poste

récepteur et une bibliothèque. Plus tard, un cours de lecture au son sera organisé, puis un laboratoire d'essai, enfin l'installation d'un poste émetteur a été sérieusement envisagée.

Actuellement, le Radio-Club Forézien compte, tant en membres bienfaiteurs, honoraires ou actifs, 67 adhérents.

Pour tout renseignement, s'adresser à M. le Secrétaire du Radio-Club Forézien, 12, place Villebœuf, Saint-Etienne (Loire).

Petites annonces

Occasion exceptionnelle, poste Ducetret 3 lampes, état neuf, 500 francs.

Robin, 42 bis, avenue Henri-Martin, Paris.

Deux Radiola 4 à céder à prix intéressant. Ecrire P. L., bureau du journal.

Poste détecteur-ampli 4 lampes avec grande bobine d'accord, marche parfaite, nu 450 francs.

Demande d'emploi

Ingénieur radiotélégraphiste, diplômé de l'École supérieure d'Électricité et de la Faculté des Sciences de Bordeaux, cherche un emploi dans l'industrie en France, à l'étranger ou aux colonies. Ecrire au secrétaire général de la S. A. T. S. F. qui transmettra.

VIENT DE PARAÎTRE :

ANNUAIRE DE LA T. S. F.

Publié sous le patronage de la Société des Amis de la T. S. F.

Document unique en France — Poids : 2 kgs 500

Etienne CHIRON, Editeur, 40, rue de Seine, PARIS (6^e)