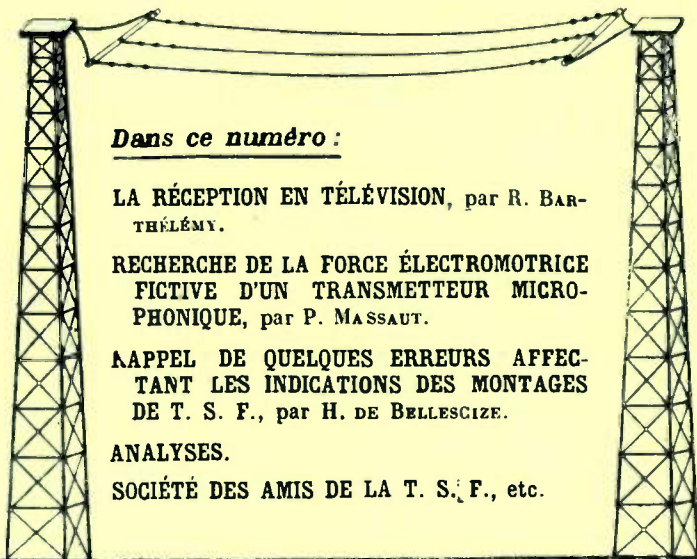


L'ONDE ELECTRIQUE

RADIOÉLECTRICITÉ ET SES APPLICATIONS
SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

(Télégraphie, Téléphonie, Télévision, etc...)



Dans ce numéro :

LA RÉCEPTION EN TÉLÉVISION, par R. BARTHÉLÉMY.

RECHERCHE DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE FICTIVE D'UN TRANSMETTEUR MICROPHONIQUE, par P. MASSAUT.

APPEL DE QUELQUES ERREURS AFFECTANT LES INDICATIONS DES MONTAGES DE T. S. F., par H. DE BELLESCIZE.

ANALYSES.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F., etc.

PUBLIÉ MENSUELLEMENT PAR LA SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

E. CHIRON, Editeur, 40, rue de Seine - PARIS (vr°)

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

L'ONDE ÉLECTRIQUE

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

ABONNEMENT D'UN AN
France..... 60 fr.
Étranger { tarif faible . 70 fr.
 { tarif fort.... 80 fr.

Etienne CHIRON
ÉDITEUR
40, rue de Seine - PARIS
CHÈQUES POSTAUX : PARIS 52-25

PRIX
DU NUMÉRO : 6 fr.
Tél. : LITRÉ 47-49

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T.S.F.

Adresser la correspondance administrative et technique au

Secrétariat de la S. A. T. S. F.

Bureau 216

26, rue de la Pépinière - PARIS (8^e)

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

Paiement des cotisations à

M. COLMANT, trésorier

4, rue Alfred, Clamart (Seine)

Compte de chèques postaux n° 697-38

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 1 franc par revue à toute demande.

EXTRAIT DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société des Amis de la T. S. F. a pour but :

1° De contribuer à l'avancement de la radiotélégraphie théorique et appliquée, ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent ;
2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion des questions concernant la radiotélégraphie et tout ce qui s'y rattache.

Elle s'interdit toute ingérence dans les entreprises industrielles ou commerciales quelconques, autres que celles qui concernent son administration propre.

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, — dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, — et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresser au président une demande écrite appuyée par un membre de la Société ;

2° Être agréé par le Bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui aura pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives une subvention annuelle d'au moins 1000 francs, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, auront fait don à la Société, en dehors de leur cotisation, d'une somme de 300 francs au moins, seront inscrits en qualité de donateurs.

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique.

Cette publication leur est adressée gratuitement. Toutefois les membres résidant à l'étranger doivent verser, en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir le supplément des frais postaux, somme qui sera déterminée par le Bureau.

MONTANTS DES COTISATIONS

Les cotisations annuelles sont ainsi fixées :

Particuliers 50 fr.
Sociétés ou collectivités 200 fr.

Les cotisations peuvent être rachetées moyennant le paiement immédiat de quinze annuités.

La cotisation des membres titulaires âgés de moins de 21 ans, en cours d'études ou de préparation professionnelle, peut, sur leur demande être ramenée à 30 francs

Les membres résidant à l'étranger doivent verser en plus, pour couvrir le supplément de frais postaux, la somme de 15 fr.

Cette somme sera diminuée de moitié si le pays de leur résidence a adhéré à la Convention de Stockholm (se renseigner à la Poste).

L'envoi de la carte de membre tient lieu de reçu de la somme envoyée. En cas de non admission d'un candidat, la somme versée lui est retournée.

LA RÉCEPTION EN TÉLÉVISION ⁽¹⁾

par R. BARTHÉLEMY

SOMMAIRE. — L'auteur a développé les principales questions touchant la réception en télévision (2) le problème de l'émission ayant été traité par lui en juin 1930, dans une conférence à la Sorbonne.

La conférence du 14 avril 1931 a été illustrée par des expériences de Radiovision combinées avec la Radiophonie. On a pu voir et entendre, à diverses reprises des personnages du Studio d'Emission. Enfin une séance de télécinéma a terminé la démonstration.

Les essais ont pu être suivis dans l'amphithéâtre de l'Ecole Supérieure d'Electricité par près de mille spectateurs.

Messieurs,

Permettez-moi d'abord de vous adresser mes excuses. Je vous avais promis, en juin dernier, une communication pour les mois de rentrée, c'est-à-dire vers la fin de l'année 1930. Or, nous sommes en avril. D'autre part, je vous avais donné rendez-vous à la Sorbonne ; nous voici à l'Ecole Supérieure d'Electricité. Je mérite vos critiques pour cette double erreur, dans le temps et dans l'espace.

J'avais cru, bien naïvement en effet, qu'il était possible d'établir et de suivre point par point un programme dans cette science complexe de la Télévision. L'expérience m'a démontré — parfois durement — la vanité de ces prévisions, cependant longuement méditées. Mais, peut-être, somme toute, ce retard n'est-il pas aussi détestable qu'on peut l'estimer *a priori*, les difficultés rencontrées ont provoqué des réactions fructueuses qui ont ouvert des voies nouvelles qui permettent à un conférencier, pour la première fois, avec des moyens très simples, de montrer des personnages et des textes situés dans son laboratoire, à la ville voisine.

Par ailleurs, le lieu géographique où nos ondes de télévision veulent bien parvenir ce soir, me semble d'un augure favorable : n'est-ce pas ici le splendide centre du rayonnement électrotechnique français, organisé par mon illustre maître, M. P. Janet. L'atmosphère de sympathie qu'il y a créée prédispose à l'indulgence, et je vais en profiter.

(1) Conférence faite à l'Ecole Supérieure d'Electricité, le 14 avril 1931.

(2) Voir *O. E.*, 10, janvier 1931, 5-35.

Avant de prendre la suite de la conférence de documentation, que j'ai commencée l'an dernier, je vous dois des explications sur les faits qui m'ont retardé et qui, relatifs à la technique de l'émission, se rattachent à ma dernière communication.

En premier lieu, lorsque j'ai voulu émettre avec une puissance de quelques watts-antenne, sur une onde voisine de 100 mètres, j'ai constaté un trouble considérable dans le fonctionnement du modulateur, lequel était placé dans le champ hertzien assez puissant (à quelques mètres de l'antenne). *A priori*, j'ai pensé qu'il s'agissait là d'un phénomène de réaction ordinaire, phénomène assez plausible étant donnée la nature de mon amplificateur destiné à amplifier une large bande de fréquences. J'ai donc pris toutes les précautions possibles de protection : blindages, circuits bouchons, etc... Aucun résultat, et il a bien fallu admettre (surtout que l'oscillation parasite n'existait que lorsque le faisceau lumineux tombait sur la cellule) *que le champ haute fréquence modifiait l'émission photoélectrique*. On m'a dit, depuis (M. Gutton) qu'un tel phénomène était possible et que, dans d'autres circonstances, on l'avait observé.

Je ne me suis pas attardé sur ce curieux cas, et nous avons déménagé le poste émetteur. La préparation d'un local, l'installation de l'antenne, la pose d'une ligne spéciale pour amener le courant de modulation sans trop affaiblir les harmoniques d'ordre supérieur (50.000) nous prirent trois mois. A la fin de 1930, j'eus la joie de « voir » par radio, dans mon laboratoire, à Fontenay-aux-Roses, les personnes et les films présentés devant l'analyseur, au Studio de la Compagnie des compteurs à Montrouge.

Alors soucieux de tenir ma promesse, je me rendis à la Sorbonne. Autre déception, impossible de déceler une réception quelconque, même au casque, à l'intérieur du grand amphithéâtre, alors qu'aux Buttes-Chaumont, par exemple, j'ai obtenu des signaux puissants.

Il faut vous dire aussi que la puissance dans l'antenne à l'émission est inférieure à 5 watts.

Et comme le puissant poste en préparation ne pourra fonctionner que dans quelques mois, j'aurais été amené à reculer encore la date de la démonstration projetée, si nous n'avions pas eu l'excellente solution qui nous réunit ici.

Vous êtes à une distance de l'émetteur environ 1 km. 1-2 et la réception est très forte, même avec un simple fil de quelques mètres — autre anomalie de la propagation.

Ce n'est pas encore aujourd'hui que je pourrai vous exposer tous les détails du système qui est sous vos yeux, car il n'est qu'embryon-

naire et la qualité des images est encore loin de ce que nous pourrions obtenir prochainement. J'espère, cependant, que la dimension, à peu près en grandeur naturelle, de l'image permet une bonne visibilité dans une partie de la salle. Je ne vous présente ces appareils que pour illustrer la démonstration de synchronisme que nous considérons comme la base essentielle de notre système et non comme le résultat complet de la télévision à ce jour.

Je dois cependant vous signaler le résultat nouveau que vous avez sous les yeux en ce qui concerne la luminosité et les dimensions de l'image. Vous avez pu constater que, même en salle éclairée, on distingue encore sur l'écran les traits du préparateur qui fait office de « Speaker » au Studio de Montrouge. Cependant notre source de lumière modulée, à la réception, ne prend pas plus de *trois* watts; la surface illuminée, donnant une image réelle, que vous voyez par réflexion, est de 40×30 cm., soit *douze cents* centimètres carrés environ.

Je ne résiste pas au désir de comparer ces chiffres avec ceux donnés dans une grande revue américaine, relatant des essais de télévision, effectués par fil, en juillet dernier et permettant également la vision dans une pièce éclairée : la lampe au néon était de 250 watts et la surface de l'image de 5 centimètres carrés. Aujourd'hui, avec quatre-vingt fois moins de dépense, nous éclairons une surface deux cent quarante fois plus étendue.

L'amplificateur haute fréquence, le détecteur, l'amplificateur basse fréquence sont établis pour conserver, autant que possible, jusqu'à la lampe à lumière modulée, les oscillations de fréquence élevée, fréquence qui ne dépasse pas 40.000 actuellement, mais atteindra rapidement 200.000. Il est donc nécessaire de prendre quelques précautions et le récepteur ne peut être, quoi qu'on en ait dit, un appareil ordinaire servant à la radiophonie, qui laisse péniblement passer des bandes de fréquence de 5.000 périodes; et là, nous reprenons la suite de notre exposé de documentation de juin dernier.

LE RÉCEPTEUR.

L'amplification haute fréquence. — A ce nouveau problème, on va pouvoir donner une vieille solution : l'amplificateur à résonance le « c. 119 », ou l'« isodyne », suivi de quelques étages à résistances. Ce qui n'élimine pas la possibilité du « super » prévu spécialement, peu sélectif, et muni d'une « moyenne fréquence » sur ondes assez basses, vers 1.200 mètres, utilisant des étages apéri-

diques. Mais ne compliquons pas, et commençons par le plus simple.

Posons, en principe, que nous éviterons autant que possible, l'amplification par réaction.

On sait, en effet, que la réaction appliquée à un circuit accordé augmente considérablement la tension haute fréquence, *mais seulement, si cette tension a pour fréquence celle du circuit oscillant, ou une fréquence très voisine.*

Or, comme nous devons amplifier uniformément une large bande de fréquences, l'emploi d'une réaction poussée amènerait une déformation inadmissible, la finesse de l'image serait fort compromise.

Cette remarque limite déjà les catégories de récepteurs possibles. Pas de détectrice à réaction, à moins d'être très près de l'émetteur et de ne pas utiliser cette réaction...

Pas de changeur de fréquences avec accrochage possible en moyenne fréquence. Difficultés d'emploi rationnel des lampes à grande résistance interne et forts coefficients pour l'amplification directe. Étendons-nous un peu sur cette dernière éventualité dont l'examen nous amènera naturellement à la solution logique.

Nous avons visé dans notre dernière phrase les lampes écran.

Nous savons que ces lampes présentent une résistance interne en général supérieure à 100.000 ohms. Pour qu'elles soient utilisées normalement, il faut que l'impédance sur laquelle débite le circuit « plaque » soit *au moins* de 150.000 ohms.

Or, il nous paraît extrêmement difficile de construire un circuit accordé (pour l'onde de 200 mètres il ne peut être question d'amplification apériodique) qui présente, par sa construction, une impédance de cet ordre de grandeur, seul l'emploi de la réaction sur le circuit d'anode permet de donner des valeurs suffisantes à cette impédance, en diminuant l'amortissement, mais nous en avons vu les inconvénients.

Par ailleurs, la condition imposée, de ne pas trop affaiblir les extrémités de la bande modulée, amène à concevoir un circuit L.C. (fig. 1) *qui ne doit pas présenter une impédance élevée entre les points A et B.*

Reportons-nous pour cela, au calcul que nous avons effectué l'an dernier, au sujet de l'affaiblissement des harmoniques dans le poste d'émission. Nous avons trouvé que la réduction α des termes de fréquences élevées ω_2 par rapport aux termes de même amplitude mais de basse fréquence, était représentée par :

$$\alpha = \frac{R}{2L\omega_2}$$

en appelant R la résistance totale d'amortissement du circuit oscillant, L la self d'accord, déterminée par la condition de résonance sur l'onde porteuse ω_1 telle que

$$CL\omega_1^2 = 1.$$

Si nous fixons *une qualité* pour la réception, c'est-à-dire si nous imitons α à la valeur, par exemple, de $\frac{1}{2}$ pour des fréquences de 40.000, on aura une relation entre L et R . On trouve

$$\frac{L}{R} = 4.10^{-6} \text{ environ.}$$

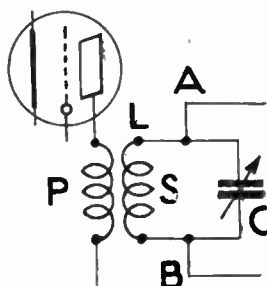


Fig. 1

Or, d'autre part, calculons la valeur de l'impédance présentée par le circuit entre les points A et B.

L'expression imaginaire de l'impédance est définie par :

$$\frac{1}{z} = \frac{1}{R + jL\omega_1} + jC\omega_1 = \frac{1 + RjC\omega_1 - CL\omega_1^2 + 1}{r + jL\omega_1}.$$

D'où :

$$(\text{à la résonance sur } \omega_1) : z = \frac{L}{CR}.$$

C représente le condensateur d'accord. Donnons-lui une valeur minimale, pour avoir z le plus grand possible. En pratique, on ne pourra descendre au-dessous de $C = \frac{0,15}{1.000}$ car il faut tenir compte que ce terme C renferme les capacités de lampes et les capacités réparties des bobinages.

Dans ces conditions, on trouve pour z la valeur limite :

$$z = \frac{4 \cdot 10^{-6}}{0,15 \cdot 10^{-9}} = 26.000 \text{ ohms environ,}$$

très inférieure au chiffre nécessaire (150.000).

Et nous devons ajouter que cette valeur est bien difficile à atteindre par construction, pour des ondes de 200 mètres, sans intervention de réaction. Nous ferons remarquer aussi que la valeur z est un maximum obtenu pour l'onde non modulée et qu'elle diminue de moitié environ quand la modulation atteint la fréquence de 40.000.

Il est évident que ces conditions sont peu encourageantes pour l'usage de la lampe écran et même de la lampe ordinaire à 3 électrodes, bien qu'on puisse, par le jeu du rapport de transformation des bobines P et S (primaire et secondaire du transformateur accordé, fig. 1) adapter l'impédance du circuit oscillant à celle de la lampe.

On aboutit ainsi à un rapport *abaisseur de tension*, qui contrebalance le gain dû au fort coefficient d'amplification de la lampe écran. Le seul avantage que conserve cette dernière, c'est la suppression de la réaction sur le circuit d'entrée.

C'est alors que nous nous sommes souvenu qu'il existait un schéma utilisant des lampes à faible résistance interne et évitant également la réaction ; c'est notre ancien montage « isodyne » qui commence sa cinquième année d'existence par cette application bien imprévue.

Rappelons le principe du système :

Une lampe bigrille ordinaire est montée en amplificatrice haute

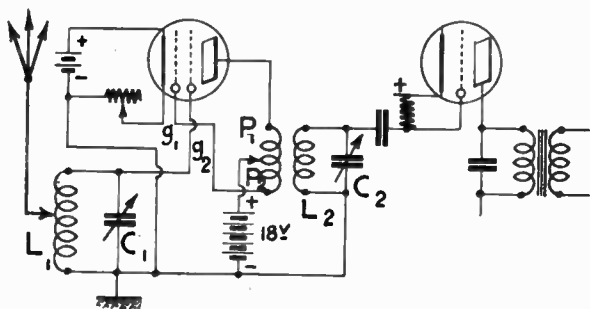


Fig. 2.

fréquence. La grille d'entrée est la grille extérieure g_2 reliée au circuit d'accord d'antenne (self L_1 condensateur C_1). Le circuit de sortie (self L_2 condensateur C_2) est relié au circuit anodique par couplage électromagnétique des bobines P_1 et P_2 avec la self L_2 .

La grille intérieure g_1 sert donc d'anode au même titre que la plaque P. mais comme par suite des caractéristiques de la lampe bigrille, les oscillations de g_1 sont en sens inverse de P, on additionne les flux variables utiles à travers l'inductance L_2 avec, bien entendu, un sens convenable des bobinages. Le potentiel continu moyen appliqué aux anodes est de 16 à 20 volts.

Dans ce schéma, au point de vue résistance interne, la bigrille peut être assimilée à un système push-pull, c'est-à-dire que la résistance apparente de l'ensemble anodique est composé de deux résistances en parallèle, résistance filament-grille-intérieure, et résistance filament-plaque.

Comme chacune de ces résistances est nettement inférieure à 10.000 ohms, *pour un chauffage déterminé*, la résistance moyenne aura une valeur inférieure à 5.000 ohms, ce qui convient parfaitement pour l'utilisation que nous avons en vue.

D'autre part, par un choix judicieux du rapport des bobinages P_1 et P_2 et toujours pour une valeur appropriée du chauffage, il n'y a *pas de réaction* du circuit de sortie sur le circuit d'entrée. Nous en avons donné autrefois la démonstration, qu'on retrouvera dans *l'Onde Electrique*.

Il faut naturellement, éviter tout couplage magnétique entre la self inductance L_1 , et les groupes des bobines P_1 , P_2 , L_2 : ceci est facilement réalisé par des moyens d'orientation, de distance, voire même, d'écran.

Le reproche qu'on peut apporter à ce dispositif, c'est qu'il présente un faible coefficient d'amplification, mais nous savons qu'il ne faut pas s'hypnotiser sur la valeur absolue de ce terme, surtout, comme dans le cas présent quand il s'agit, par suite de l'amortissement nécessaire au circuit d'anode, d'appliquer à ce circuit une *puissance* suffisante, et non une *tension élevée sans débit possible*. C'est là d'ailleurs, tout le procès des lampes écran, tout au moins des bigrilles écran.

Nous pourrions donc recueillir dans ce circuit anodique la presque totalité de la tension amplifiée existant dans le circuit filament-plaque, *tout en conservant la qualité de la modulation*.

Nous n'affirmons pas que la lampe écran soit inutilisable, dans un récepteur de télévision; en établissant convenablement un transformateur haute fréquence, on en tire un excellent parti, mais elle ne s'impose pas.

La détection. — Après l'amplification haute fréquence passons, à la détection. Là, rien de spécial, le système classique du condensa-

teur shunté, ou de la détection par courbure de la caractéristique « plaque » donne de bons résultats.

Il peut paraître utile en général pour éviter le passage de la haute fréquence dans les étages suivants, de shunter l'impédance R de circuit plaque de la détectrice par une capacité C suffisante (fig. 3).

La valeur de ce condensateur ne doit, par ailleurs, pas être trop importante afin de ne pas éliminer les harmoniques d'ordre élevé de la modulation de télévision.

Il est facile de déterminer les limites de cette capacité, en supposant connue la résistance interne de la lampe détectrice D . Si cette résistance est de l'ordre de 20.000 ohms, par exemple, l'impédance d'utilisation R , qu'on peut pour l'instant, supposer constituée

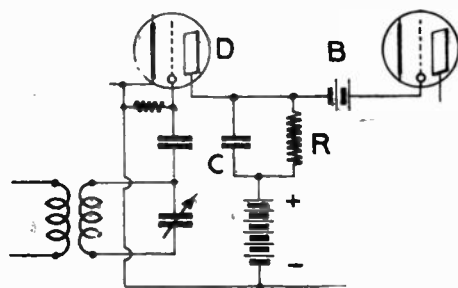


Fig. 3.

par une résistance pure, sera de 40.000 ohms. Les limites de C seront déterminées par les conditions suivantes :

1° L'expression $\frac{1}{C\omega_1}$, ω_1 étant la pulsation de l'onde porteuse, devra être petite à côté de R ; 2° $\frac{1}{C\omega_2}$, ω_2 étant la pulsation la plus rapide de la modulation, devra être *grande* par rapport à R .

Supposons qu'on veuille conserver à peu près intégralement l'amplitude des variations de fréquence 40.000, on devra exiger la relation :

$$\frac{1}{C \times 2\pi \times 40.000} = 5R.$$

pour satisfaire à la 2° condition (on n'admettra ainsi qu'un affaiblissement $\frac{2^{10}}{10}$ pour les fréquences égales ou inférieures à 40.000).

$$\text{D'où : } C = \frac{0,02}{1000}$$

de microfarad.

On s'aperçoit ainsi, avec quelque surprise, qu'une telle valeur est de l'ordre de la capacité interne des lampes.

La première condition est aussi, assez mal satisfaite en adoptant pour C le chiffre qu'on vient de déterminer. En effet, pour une onde porteuse de 200 mètres de longueur, la pulsation s'écrit :

$$\omega_1 = 2\pi \times 1,5.10^6 = 9.10^6$$

et l'impédance de dérivation aux bornes de R pour cette haute fréquence est de :

$$\frac{1}{C\omega_1} = \frac{1}{2,10^{-11} \times 9,10^6} = 5.000 \text{ ohms environ.}$$

Il existera donc une certaine tension H.F. qui passera sur la grille des lampes B.F. et qui pourra provoquer des accrochages gênants, car la valeur élevée de l'impédance de fuite ne diminuera pas suffisamment la tension H.F. sur l'impédance R.

Un moyen efficace pour annuler à peu près cette tension sans augmenter C consiste à disposer un circuit accordé sur la fréquence de l'onde porteuse et placé en dérivation sur R. Il est de plus évident, là encore, qu'on a intérêt à employer une lampe ne présentant qu'une faible résistance interne, de manière à diminuer l'impédance anodique R vis-à-vis de l'expression $\frac{1}{C\omega_2}$.

L'amplification basse fréquence. — L'amplification basse fréquence qui suit la détection, doit conserver également, autant que possible, une large bande de fréquence. De plus elle doit procurer dans le circuit plaque de lampe finale un minimum d'une centaine de volts oscillants, donnant un débit de 15 à 20 milliampères, ce qui, à l'heure actuelle représente l'énergie indispensable pour la modulation de la source lumineuse (lampe à gaz rares, dispositif d'effet Kerr, bobines d'oscillographes cathodique, etc....)

A priori, la forme la plus indiquée de l'amplificateur est celle que nous avons déjà décrite pour l'émission, c'est-à-dire couplage par contre batteries et utilisation d'impédances anodiques sous la forme de résistances.

Nous avons signalé les graves inconvénients d'un tel système, à peu près impraticable pour un poste de réception, destiné à être mis entre toutes les mains.

Nous avons donc cherché une autre solution et avons réalisé une émission de télévision qui nous permet de nous passer de l'amplificateur à courant continu. Nous avons précédemment fait allusion à

cette innovation et sa description a maintenant sa place dans cette communication.

On se souvient que l'image à transmettre est divisée en bandes parallèles, explorées successivement par un mince pinceau lumineux, et que, dans le cas d'une très grande plage uniforme, la traduction électrique exige, pour conserver intégralement l'uniformité

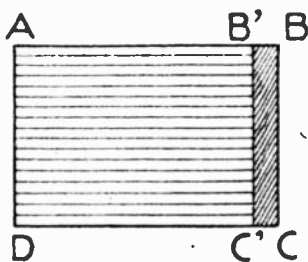


Fig. 4.

mité du train d'ondes émis, pendant le temps d'exploration, l'emploi d'un amplificateur de modulation couramment dénommé « à courant continu ».

La méthode que nous avons élaborée et appliquée pour éviter un tel amplificateur, tant à l'émission qu'à la réception, consiste à considérer la durée d'une bande élémentaire comme la partie la plus

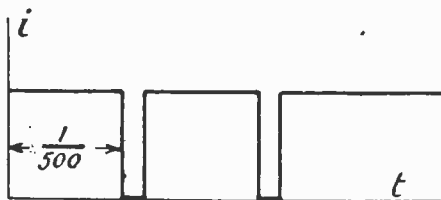


Fig. 5

longue possible d'un éclaircissement constant, c'est-à-dire que nous créons, à la fin de chaque ligne d'exploration, à l'émission, une variation ou mieux une interruption d'ailleurs extrêmement courte, de la lumière modulée.

Ainsi un rectangle blanc A.B.C.D. fig. 4 sera exploré par un rayon lumineux qui le découpera en languettes parallèles, mais grâce à un écran approprié, le rayon lumineux est interrompu, dès qu'il arrive dans la partie de droite BC. La partie B'BCC' reste dans l'ombre.

Si l'on trace les variations d'intensité en fonction du temps (fig. 5) on obtient une série de rectangles dont la base correspond à un temps de l'ordre de $\frac{1}{500}$ seconde, et qui sont séparés entre eux par des temps de l'ordre du dix-millième de seconde.

On conçoit qu'en assemblant à la réception côte à côte les mêmes surfaces, on aura un rectangle d'éclairement constant bordé à droite d'un trait noir ce qui n'offre aucun inconvénient.

Il est facile de montrer que les intensités lumineuses constantes, dont la durée est égale au plus au temps du balayage élémentaire, et à *fortiori* celles de moindre durée jusqu'à la limite que nous avons

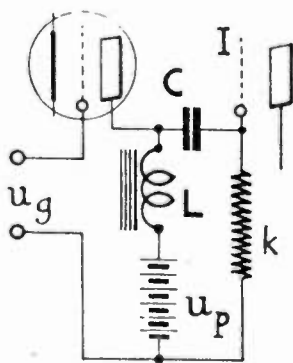


Fig. 6.

définie précédemment, sont transmises sans déformation appréciable dans un amplificateur comportant des liaisons inductives.

Choisissons, comme exemple, le cas du couplage par bobine de choc (fig. 6). On pourrait donner une démonstration analogue dans le cas de la liaison par transformateur.

La solution du problème se trouve dans le choix d'une self inductance de valeur suffisante. En effet, soit u_g la tension appliquée sur la grille de la lampe, plaçons nous dans le cas le plus défavorable (éclairage constant) la durée d'application de u_g sera au plus $\frac{1}{500}$ de seconde. Nous avons donc, pendant ce temps, une tension Ku_g existant dans le circuit plaque (K coefficient d'amplification de la lampe). Calculons la tension qui apparaît aux bornes de la bobine de choc L et qui sera transmise à la lampe suivante (l'influence de la dérivation formée par le condensateur de liaison et

la résistance de décharge est négligeable, comme nous le verrons par la suite).

L'équation du courant instantané plaque I est donné par la relation

$$U_p = \rho I + L \frac{dI}{dt} + Ku_y \quad (\rho \text{ résistance interne}).$$

Si i_0 est la valeur du courant plaque en l'absence de toute oscillation, on peut poser

$$I = i_0 + i.$$

$$\text{D'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dI}{dt} = \frac{di}{dt} \end{array} \right. \quad \text{et} \quad U_p = \rho i_0.$$

$$\text{Donc :} \quad \rho i + L \frac{di}{dt} + Ku_y = 0. \quad (1)$$

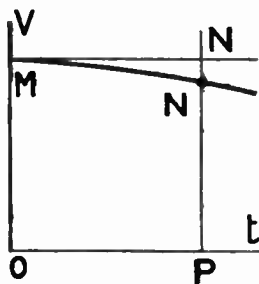


Fig. 7.

Equation différentielle dont la solution est de la forme :

$$i = Ae^{-\frac{\rho}{L}t} + B.$$

La tension sur la bobine de choc est donnée par :

$$V = L \frac{di}{dt} = A \frac{\rho}{L} e^{-\frac{\rho}{L}t}. \quad (2)$$

Au temps $t = 0$, i étant nul, on a, considérant l'équation 1

$$L \frac{di}{dt} = -Ku_y.$$

En se reportant à l'équation 2 on en tire :

$$V_0 = -Ku_y = A\rho.$$

$$\text{D'où} \quad V = Ku_y e^{-\frac{\rho}{L}t}. \quad (3)$$

La forme de cette fonction V est une exponentielle. Il s'agit de savoir si entre le temps zéro et le temps $\frac{1}{500}$ de seconde, l'aire de la courbe OMNP (fig. 7) peut être assimilée à celle du rec-

tangle OMNP qui représenterait la tension amplifiée dans le cas d'un amplificateur à courant continu. En somme il s'agit de savoir si le rapport : $\frac{PN}{PN'}$ est voisin de l'unité. Si l'on admet que la traduction de l'éclairement dans la partie de droite d'une bande de luminosité uniforme, à l'émission, peut être inférieure par exemple de 10 0/0 à celle de la partie de gauche, sans que l'œil s'en aperçoive (*et ceci est largement vérifié*), on pourra ainsi, du rapport :

$$0,90 = \frac{PN'}{NP}$$

déduire la valeur de l'inductance L nécessaire.

De l'équation 3, on tire

$$\frac{PN}{PN'} = \frac{Ku_g e^{-\frac{p}{L}t}}{Ku_g} = e^{-\frac{p}{L}t}.$$

Supposons la résistance interne de la lampe égale à 15.000 ohms. En général on a moins que cela dans les lampes B.F. On peut écrire :

$$0,9 = e^{-\frac{15000}{L} \cdot \frac{1}{500}}.$$

On en déduit que L doit être au moins de 300 Henrys.

Ce qui n'offre pas de difficulté de construction. En pratique, il est très rare d'avoir à transmettre des bandes non modulées et on pourrait se contenter de selfs inductances de moindre valeur.

La liaison par un condensateur suffisamment grand à la grille de la lampe suivante, applique donc sur cette électrode une série d'impulsions qui seront sensiblement les mêmes que celles obtenues par un couplage « résistance et contre-batterie ». Il importe toutefois que cette grille ne devienne pas positive, ce qui est facile à obtenir en reliant la résistance de décharge R (fig. 6) à une pile de polarisation appropriée. La grandeur de cette résistance doit par ailleurs être suffisamment élevée parce qu'elle reste toujours très supérieure aux valeurs maxima de $L\omega_2$.

En général ce résultat est obtenu à partir de 1 mégohm. Il dépend évidemment du type de lampe qu'on utilise, la self L étant établie en fonction des caractéristiques de la dite lampe.

En résumé le récepteur de télévision nous apparaît ainsi dans ses grandes lignes : une amplification haute fréquence laissant passer une large bande,

une détection à l'aide d'une lampe peu résistante.

une amplification B.F. par bobines de choc ou résistances, et condensateurs.

Les sources lumineuses modulées. — Nous supposons avoir pu mener jusqu'au circuit plaque de la dernière lampe de notre récepteur, des oscillations reproduisant à peu près fidèlement celles que la cellule photoélectrique a fourni à l'amplificateur d'émission.

Il nous faut maintenant, par courant le cycle inverse, transformer ces oscillations électriques en *variations lumineuses*.

On ne peut songer à les appliquer à une lampe d'éclairage ordinaire, l'inertie calorifique des filaments est telle qu'on n'observerait qu'une lumière moyenne constante et toute variation rapide passerait inaperçue. Or la plus lente de ces variations ne dure que $\frac{1^{\text{ème}}}{500}$ de seconde.

L'imagination des inventeurs s'est donc exercée depuis un demi-siècle à créer la source lumineuse sans inertie. Plusieurs solutions ont été proposées, une seule d'entre elles, aujourd'hui du moins, semble pratique, ce qui ne signifie pas que les autres ne contiennent pas la formule de l'avenir.

Dans les divers projets qu'on peut consulter, existant depuis quelques décades, on retrouve l'essentiel des inventions les plus récentes, ce qui peut *a priori*, décourager le chercheur. En effet, des documents datant de vingt ans (Sinding Larsen) indiquent déjà l'usage d'une ampoule à gaz rare, et un peu avant, (1906) Dieckmann, puis Rosing avaient prévu l'oscillographe cathodique comme récepteur de télévision dénué d'inertie. Et il y a près de cinquante ans qu'on a songé à l'emploi de la biréfringence et de la lumière polarisée!...

Il peut nous paraître surprenant, lorsqu'on a démontré l'identité de la nature des vibrations électriques et lumineuses, qu'on n'ait pas trouvé de moyens plus simples, pour relier ces deux phénomènes de même essence. Les effets de l'électricité sur la lumière ne se sont pas révélés en effet, jusqu'ici, comme des effets directs et simples et les actions des champs électriques ou magnétiques sur les rayons lumineux sont assez délicats à mettre en évidence et à utiliser.

La solution qui apparaît aujourd'hui du moins la plus pratique, est celle basée sur la luminescence due à l'ionisation d'un gaz, c'est donc encore un procédé très indirect. L'exploitation des phénomènes électro-optiques existe cependant, mais leur étude nous conduirait trop loin ; elle ne manque certes pas d'intérêt et quelques applications ont été tentées ; mais j'ai encore beaucoup de choses à vous dire ce

soir, dans un temps limité. Pour la même raison nous ne parlerons pas des récepteurs à oscillographe cathodique.

Nous nous en tiendrons donc à l'examen rapide du tube luminescent.

La lumière produite dans un tube de Crookes varie d'intensité si l'on applique entre les électrodes des différences de potentiel variables et les oscillations lumineuses ne semblent pas présenter de retard appréciable sur les oscillations électriques. Des mesures, que nous n'avons pas vérifiées, indiquent qu'on peut reproduire fidèlement des oscillations de l'ordre du millionième de seconde, ce qui est plus suffisant pour le cas de la télévision. Il est certain que nous

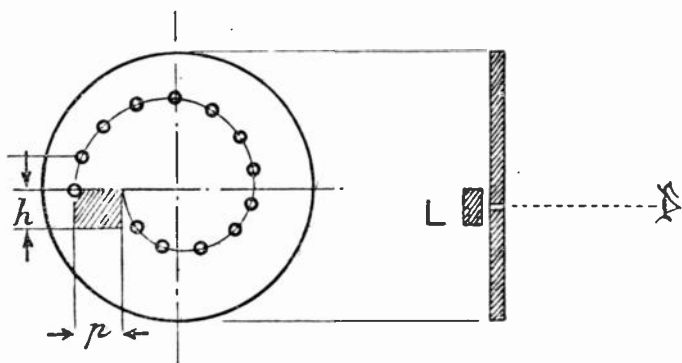


Fig. 8.

avons atteint sans difficulté des fréquences de quelques dizaines de mille.

C'est la couche lumineuse placée près de la cathode produite par le néon à faible pression, souvent mélangé d'hélium, qu'on utilise dans les récepteurs actuels de télévision. Nous avons cependant vu des lampes à argon, mais la couleur violacée des images donnait aux acteurs une teinte cadavérique et le rendement lumineux était, paraît-il, nettement inférieur à celui des lampes au néon. Je ne vous dirai pas que la lampe à gaz qui illumine l'écran que vous avez devant vous est d'un type courant, mais je ne puis vous en parler aujourd'hui.

L'exploration par disque oblige à créer une source lumineuse étalée sur une surface (rectangle ou carré) qui doit être légèrement supérieure à celle de l'image réelle qu'on veut obtenir, et qui est déterminée par le perçage du disque de Nipkow. Il faut, en effet (fig. 8) que la lumière modulée de la lampe L puisse être toujours

aperçue, à travers les trous du disque par un observateur placé en face la lampe, mais de l'autre côté du disque. Il est donc nécessaire de construire une électrode lumineuse dont, approximativement, la hauteur h soit égale ou supérieure à la distance de deux trous consécutifs du disque et dont la largeur soit au moins égale au pas P de la spirale des trous. On n'utilise donc qu'une fraction $\frac{1}{n^2}$ de la lumière disponible, n étant le nombre de trous.

En l'absence de toute modulation, il est évident, que la vision, à travers les trous du disque pendant la rotation doit produire l'effet d'un rectangle également lumineux en tous ses points — c'est-à-dire



Fig. 9.

que la couche lumineuse qui recouvre la plaque doit être d'intensité uniforme. Cette condition s'exprime aussi en disant que le champ électrique, au voisinage de la plaque, doit être uniforme et à peu près normal à cette surface.

Comme l'électrode lumineuse est déjà déterminée, comme forme et dimensions, c'est en agissant sur l'autre électrode qu'on obtiendra la répartition convenable du champ électrique.

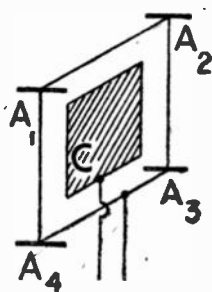


Fig. 10.

Le problème offre plusieurs solutions; l'une évidente, consiste (fig. 9) à éloigner suffisamment l'anode A , de la plaque lumineuse C pour que la distance moyenne entre les deux électrodes reste toujours très supérieure aux dimensions de la plaque.

Une autre a été employée par les Allemands. On dispose (fig. 10)

autour de la cathode lumineuse C une anode filiforme, qui l'encadre à quelques millimètres de distance, et qui est munie, aux angles, de 4 tiges perpendiculaires au plan de la plaque. Il est peut-être possible de calculer le champ en chaque point de la plaque, c'est une opération assez longue; il est plus facile de régler empiriquement la longueur des 4 tiges, qui ont pour effet d'augmenter le champ au centre de la plaque, qui serait, sans leur présence, inférieur au champ qui s'établit sur les bords. Il existe un grand nombre des dispositifs possibles donnant des solutions approximatives suffisantes, nous ne pouvons nous y attarder et nous laissons aux amateurs de géométrie analytique le plaisir de ces exercices.

L'établissement d'une lampe modulée n'est pas limitée à ces premières considérations; il y a lieu de s'occuper de la question du

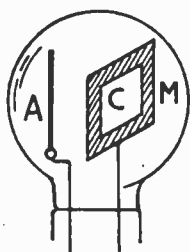


Fig. 11.

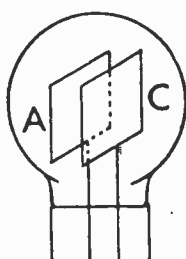


Fig. 12.

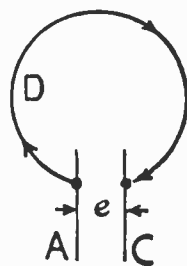


Fig. 13.

rendement — car on ne dispose pas d'une puissance considérable — et d'une question de caractéristique.

Nous devons nous souvenir, en effet, que c'est une lampe à 3 électrodes, alimentée par des moyens qui ne doivent pas devenir prohibitifs chez un particulier, qui fournit, en définitive, l'énergie modulatrice à la lampe au néon. Or, nous savons que l'énergie issue, d'un amplificateur de puissance moyen est de l'ordre de 1 à 2 watts; il n'y a donc rien à gaspiller. On augmente le rendement lumineux par des formes d'électrodes, par étude des pressions, de la composition du mélange gazeux; et les constructeurs ont chacun leurs procédés, qu'ils ne publient pas; mais une remarque générale s'impose dans ce cas spécial, c'est qu'on n'a besoin de lumière que d'un côté de la plaque et qu'on doit tout d'abord réaliser la grosse économie de 50 0/0 du courant en ne produisant la lumière que là où elle est utile.

Deux dispositions ont été réalisées; l'une (fig. 11) consiste simplement à isoler la face inutilisée, par une plaquette de mica M, ou

un enduit approprié. On remarquera que l'anode A est du côté isolé M, et le trajet possible des électrons qui arrivent à la face lumineuse C est ainsi considérablement allongé, ce qui n'est pas un inconvénient. C'est une solution de ce genre que nous avons adoptée dans nos premiers essais, et nous avons vu cette méthode employée surtout en Allemagne.

Différent est le système fabriqué par la Raytheon (Etats-Unis) et que nous avons vu également en Angleterre. Les deux électrodes A et C sont planes et parallèles (fig. 12), mais très proches l'une de l'autre, environ à deux millimètres. On pourrait supposer, *a priori*, que la lumière va jaillir entre les deux plaques. Or, il n'en est rien et c'est la face *extérieure* de l'une des plaques qui devient lumineuse. La lueur obtenue est assez vive; mais d'un rouge trop prononcé, ce qui n'est qu'une question de nature du gaz.

La notice, jointe à la lampe, n'indique pas le principe du fonctionnement, mais nous supposons que celui-ci peut s'expliquer de la façon suivante : pour que l'ionisation du gaz accompagnée de production de lumière puisse avoir lieu, il est nécessaire que les électrons libres acquièrent, sous l'action du champ électrique, une vitesse minimum et qu'ayant acquis cette vitesse, ils rencontrent et dissocient un ou plusieurs atomes, en rebondissant de l'un sur l'autre. Un certain *espace* est indispensable pour que ces conditions soient réalisées.

Il est probable qu'on a choisi la distance entre les deux plaques *inférieure* à cette limite, alors l'illumination a été supprimée entre les armatures, et qu'au contraire, le trajet extérieur D (fig. 13) parcouru par les électrons, quittant la face externe de la plaque permet à ces particules d'exercer aisément leur action ionisante. Autrement dit la distance *e* doit être fonction du libre parcours moyen des électrons et du champ dont on dispose.

Bien entendu, cette explication n'est qu'une hypothèse, et il est possible que le constructeur ait une autre opinion...

Il reste à exiger de la lampe une caractéristique allongée et assez peu éloignée d'une droite. Nous entendons par caractéristique la courbe qui représente les variations d'intensité *lumineuse* en fonction de l'intensité électrique qui traverse le tube, ou mieux des *volts* appliqués entre ces électrodes. La fig. 14 montre l'allure générale de cette caractéristique avec des tensions croissantes *u* partant de zéro, la lampe s'illumine brusquement pour une tension *u_a* et l'intensité lumineuse *i_a* est déjà notable. Si l'on continue à augmenter *u*, l'éclat de la lampe croît aussi et la proportionnalité n'est

pas mauvaise pour une variation représentée par $u_m - u_a$. Mais ensuite, à partir de u_m en général, on n'augmente guère la lumière, même pour les tensions notablement plus élevées.

Si l'on part de cette valeur u_m et qu'on diminue alors progressivement la tension sur le tube, la luminosité diminue, et la

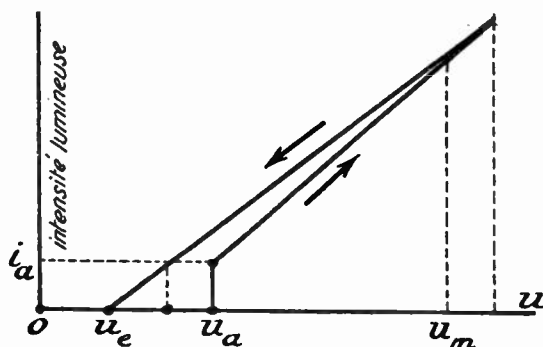


Fig. 14.

courbe $i = f(u)$ est à peu près la même que la caractéristique ascendante, bien que légèrement décalée *au-dessus*.

Il existe toujours une différence importante entre les deux courbes, c'est qu'en décrivant la courbe descendante, la lumière ne s'éteint pas *au-dessous* de la valeur u_a de la tension nécessaire à l'allumage; il faut descendre jusqu'à une tension u_e bien inférieure à u_a , pour obtenir l'extinction.

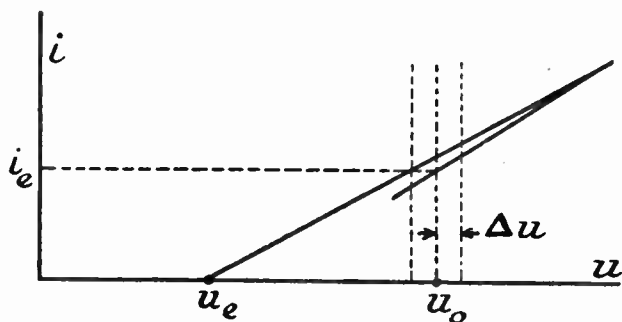


Fig. 15.

Cette propriété de la lampe au néon est utilisée pour produire facilement des oscillations dites de relaxation et nous exposerons ultérieurement l'usage que nous en avons fait; mais dans le cas de la lampe modulée, cette qualité devient un défaut assez gênant. Il provoque, en effet, pour des modulations de grande amplitude, des

allongements des parties obscures de l'image ; phénomène de *trainage*, analogue, comme résultats à celui que nous avons étudié dans le couplage « cellule lampe » à l'émission. Et qu'il nous soit permis, à ce sujet, de souligner la difficulté qu'on rencontre dans la détermination des causes *multiples d'un même effet* ; en particulier, dans cette question si complexe de la télévision, l'art de l'ingénieur serait soumis à une bien pénible épreuve si le coefficient « chance » lui faisait constamment défaut.

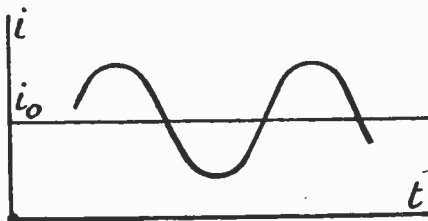


Fig. 16.

Nous avons donc eu la chance d'observer que, dans certains cas, le « trainage » n'apparaissait qu'avec une *modulation profonde*. La dissemblance des caractéristiques ascendante et descendante du tube luminescent peut en donner l'explication.

En effet, avec de petites oscillations de tensions, Δu , autour d'une tension moyenne u_0 (fig. 15) la lumière varie, mais la lampe ne s'éteint pas, et on peut représenter par une courbe sans discontinuité

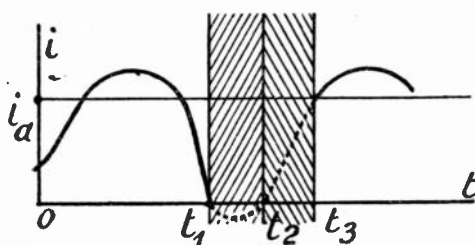


Fig. 17.

(fig. 16) la valeur i (intensité lumineuse) en fonction du temps. Si, au contraire, sous l'action d'oscillations violentes la lampe s'éteint par exemple à une époque t_1 (fig. 17) elle devrait pour reproduire fidèlement la modulation de l'émetteur, se rallumer à une époque t_2 à laquelle la tension appliquée aux tubes passe en croissant, par la valeur u_e d'extinction.

Or, pour que le tube s'allume, il faut atteindre une valeur plus élevée de la tension, ceci n'arrivera donc qu'un peu *plus tard* (en admettant encore que la tension continue à augmenter) à une époque t_3 . L'obscurité aura donc duré trop longtemps, et la partie noire vue sur le disque explorateur paraîtra allongée proportionnellement à $t_3 - t_2$.

Le mal est encore plus apparent si la tension ne passe pas rapidement au-dessus de u_a et s'il existe un certain nombre d'oscillations comprises entre u_c et u_a .

Toutes ces variations sont effacées et remplacées par une tache noire.

Il importe donc de choisir le point de fonctionnement moyen, (c'est-à-dire la tension appliquée au tube, en l'absence de toute modulation) tel que pour la plus grande profondeur de modulation il n'y ait pas extinction complète.

On peut craindre alors qu'il n'y ait pas un contraste suffisant entre les parties éclairées et les parties sombres, l'expérience montre qu'on obtient un rapport convenable entre les éclairissements extrêmes pour que l'œil trouve très obscures les portions correspondant à l'intensité minima.

Il existe ainsi un réglage du récepteur qui correspond à la meilleure qualité de l'image, et ce réglage n'est pas, en général, celui qui correspond au maximum d'intensité de la réception.

Les tensions continues appliquées sur les lampes au néon ne sont pas toujours les mêmes et dépendent du type de lampe. On utilise souvent les différences de potentiel voisines de 300 volts, et l'amplitude totale de la modulation peut atteindre 150 volts (75 V. autour de la valeur moyenne). Il est donc nécessaire de prévoir un étage de basse fréquence final puissant et des sources anodiques en conséquence.

L'attaque du tube modulé par la dernière lampe du récepteur est réalisée aisément en intercalant en série dans le courant anodique, le tube à gaz.

Ce procédé éminemment commode, représenté figure 18, procurera une excellente fidélité de modulation; il présente les deux inconvénients suivants; il exige une source de tension assez élevée, puisqu'on l'applique à 2 éléments en série (tube luminescent et lampe à 3 électrodes) et il impose le choix d'une lampe B/F dont la résistance interne correspond, à peu près, à celle du tube au néon.

Aussi quelques auteurs (Baird) ont-ils préféré le couplage par transformateur qui nous paraît d'une réalisation difficile si l'on atteint une grande finesse d'analyse; ou mieux le couplage par bobines de

choc et condensateur comme nous l'avons représenté (fig. 19).

Deux bobines de choc L_1 , et L_2 calculées pour offrir une très forte impédance avec des courants de fréquence comprises entre 500 et 50.000, canalisant les oscillations dans la lampe au néon à travers la capacité de couplage C . Les sources A_1 et A_2 peuvent être réunies en une seule, prévue pour un débit plus grand. Ce montage, un peu plus souple que le précédent, car il sépare les fonctions, exige cependant une certaine relation entre les résistances « dynamiques » de la lampe finale et de la lampe lumineuse.

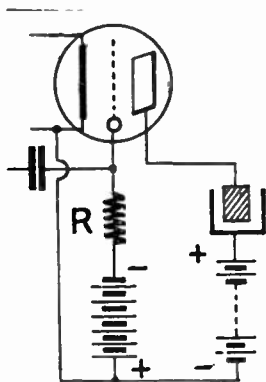


Fig. 18.

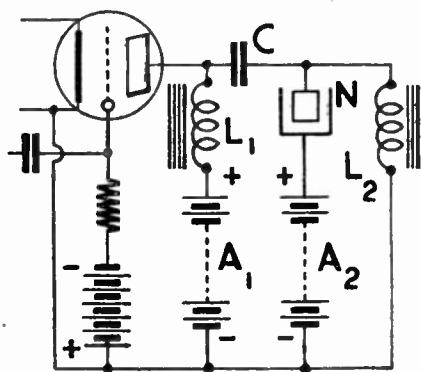


Fig. 19.

La résistance de ces derniers types de lampe est comprise assez souvent entre 5 et 10.000 ohms. Une lampe triode de 3 à 4.000 ohms convient donc parfaitement, et les catalogues des constructeurs nous offrent précisément un choix considérable de lampes de puissance de caractéristiques adéquates.

(A suivre)

R. BARTHÉLÉMY



RECHERCHE DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE FICTIVE D'UN TRANSMETTEUR MICROPHONIQUE

par P. MASSAUT

Ingénieur A.I.Lg.

Laboratoire de Transmission de la Bell Telephone Mfg Co à Anvers

SOMMAIRE — Dans tous les livres classiques sur la transmission téléphonique, le microphone est assimilé à un générateur d'impédance constante, développant une force électromotrice indépendante des conditions extérieures du circuit. L'auteur, dans l'article qui suit, recherche jusqu'à quel point cette hypothèse peut être faite. Il trouve une expression mathématique de cette force électromotrice, puis il l'applique à un cas simple et en discute les résultats.

Introduction.

On sait qu'un transmetteur microphonique agit par variation de sa résistance, sous l'influence des ondes sonores qui atteignent son diaphragme, variation qui module un courant continu alimentant le transmetteur. Les variations de courant qui prennent ainsi naissance, reproduisent plus ou moins bien les ondes acoustiques initiales.

Dans les calculs et les projets se rapportant à la téléphonie, on ne considère pas les variations de résistance du transmetteur. Celui-ci, au contraire, est assimilé à un générateur de résistance constante, mais produisant une force électromotrice variable.

C'est celle-ci que nous nous proposons de rechercher. Nous trouverons des relations qui la lient aux dimensions géométriques de la capsule microphonique, et qui nous permettront de trouver les dimensions les plus convenables pour obtenir une grande efficacité, ou une faible déformation.

Position du problème.

L'étude complète du transmetteur comporte différents points parmi lesquels il faut citer :

1° l'appareil purement acoustique qui conduit le son au diaphragme du microphone ;

2° l'étude du diaphragme, lequel peut être considéré comme plaque vibrante (plaque élastique fixée au pourtour, ayant une ou

plusieurs fréquences propres), soit comme masse inerte (plaque non fixée au pourtour, agissant comme piston);

3° l'étude de la résistance variable. Celle-ci est habituellement constituée par une charge de granules de carbone. La détermination de la charge est une question assez délicate. Elle dépend de la résistance moyenne que l'on veut donner au microphone, mais elle doit rester comprise entre deux limites en général assez serrées, vu les différentes conditions de courant continu qui l'alimentera. Elle ne doit être ni trop forte, pour éviter l'insensibilité du transmetteur due au « tassement » (packing); ni trop faible, pour éviter sa détérioration rapide due au « brûlage » (burning).

Nous négligerons ici ces limites, nous attachant uniquement aux relations entre la f.e.m. fictive d'une part, et d'autre part les dimensions géométriques de la charge de carbone granulé et de ses caractéristiques. De même les points 1 et 2 — dont le dernier, du reste, a été étudié d'une façon approfondie — ne rentreront pas dans notre étude.

Hypothèses.

Nous admettrons les hypothèses suivantes, destinées à simplifier les calculs :

La densité de courant est uniforme dans toute la masse de carbone ; les variations de densité de la masse se propagent instantanément

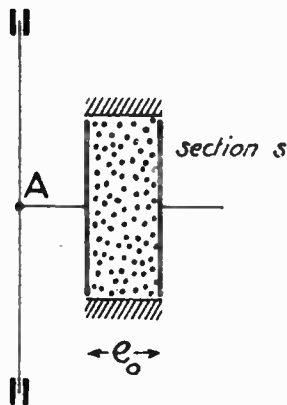


Fig. 1.

et d'une façon uniforme. Lorsqu'une onde sinusoïdale sonore atteint le diaphragme, le centre A de celui-ci (fig. 1) suit exactement le mouvement de l'onde sonore, c'est-à-dire que nous considérons que le point A est animé d'un mouvement proportionnel à l'onde

sonore. Enfin l'amplitude du mouvement de A est supposée assez faible, en comparaison de l'épaisseur e_0 , pour que nous puissions négliger les puissances supérieures de leur rapport, en comparaison de la première.

Études expérimentales.

L'étude expérimentale du microphone à granule de carbone montre :

1° Que celui-ci n'a pratiquement ni capacité, ni self. Il se réduit, au point de vue électrique, à une simple résistance :

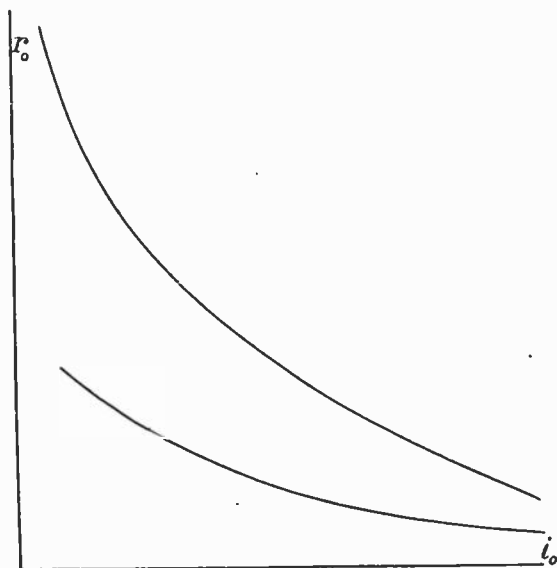


Fig. 2.

2° Qu'il faut considérer la charge comme jouissant de propriétés élastiques, sinon sa qualité irait constamment en se modifiant, ce qui est contraire à l'observation. Le tassement (packing) qui se présente parfois est généralement contrarié dès que le diaphragme entre en vibration, s'il est peu prononcé ;

3° Que la résistance électrique moyenne du carbone est fonction du courant qui le traverse ; elle diminue quand le courant augmente, mais d'autant moins que le courant est plus élevé (fig. 2) ;

4° qu'elle est aussi fonction de la pression à laquelle la charge de carbone est soumise : elle diminue quand la pression augmente, c'est-à-dire quand son volume diminue, puisqu'elle jouit de pro-

propriétés élastiques. Dans la suite, nous ne considérerons que les variations de volume, et non de pression.

Afin de mieux mettre en évidence l'influence des dimensions géométriques du microphone, nous rapporterons ces caractéristiques à un cube ayant une section s' unitaire ($s' = 1$) et une épaisseur e'_0 unitaire ($e'_0 = 1$). Les propriétés 3° et 4° restent vraies, mais, dans ce cas particulier, le courant devient la densité de courant, et la résistance est remplacée par la résistance spécifique.

Théorie. — Soient :

- i_0 le courant moyen, supposé constant. C'est le courant d'alimentation ;
- i le courant actuel, variable sous l'influence des vibrations du diaphragme ;
- e_0 l'épaisseur de la charge de carbone au repos ;
- e l'épaisseur actuelle de la charge ;
- s la section de la charge de carbone, supposée constante ;
- ρ_0 la résistance spécifique moyenne de la charge de carbone, supposée constante ;
- ρ la résistance spécifique actuelle, variable avec e ;
- r_0 la résistance entre les électrodes, correspondant à ρ_0 ;
- r la résistance correspondant à ρ ;
- u_0 le volume unitaire moyen considéré ci-dessus ;
par définition $u_0 = s' \times e'_0 = 1$;
- u le volume actuel de la même masse de carbone ;
- σ la densité de courant : $\sigma = \frac{i}{s}$;
- a l'amplitude du mouvement du centre A du diaphragme ;
- ε la f. e. m. fictive du transmetteur, que l'on cherche.

On a, en vertu du 3° et du 4° ci-dessus, appliqués au volume unitaire considéré.

$$\begin{aligned} \rho &= f(u, \sigma) \\ \rho_0 &= f(u_0, \sigma_0) \end{aligned} \quad (1)$$

Lorsque le diaphragme est touché par une vibration sonore sinusoïdale, la dimension e_0 subit des variations

$$\Delta e = a \sin \omega t.$$

Le volume total du transmetteur est $e_0 \times s$. Les variations du volume total sont donc $\Delta e \times s$ et les variations de l'unité de volume u_0 ont pour valeur

$$\Delta u = \frac{\Delta e \times s}{e_0 \times s} = \frac{\Delta e}{e_0} = \frac{a}{e_0} \sin \omega t. \quad (2)$$

On a (formule de Taylor généralisée appliquée à l'équation 1) :

$$\varphi_0 + \Delta\varphi = \varphi_0 + \frac{1}{1} (\Delta u f'_u + \Delta\sigma f'_\sigma) + \frac{1}{1,2} (\Delta u^2 f''_{uu} + 2\Delta u \Delta\sigma f''_{u\sigma} + \Delta\sigma^2 f''_{\sigma\sigma} + \dots)$$

D'où

$$\Delta\varphi = \Delta u f'_u + \Delta\sigma f'_\sigma + \frac{1}{2} (\Delta u f''_{uu} + 2\Delta u \Delta\sigma f''_{u\sigma} + \Delta\sigma^2 f''_{\sigma\sigma}) + \dots$$

Or, on peut admettre que la fonction f est continue et que ses dérivées successives par rapport à u et à σ sont finies dans les intervalles de variation de u et σ que l'on aura à considérer; on pourra donc négliger les produits compris dans la parenthèse de la dernière formule et les produits similaires des termes suivants. En effet, Δu est très faible par hypothèse, ce qui produit une très faible variation du courant i , d'où une faible valeur pour $\Delta\sigma$. Par conséquent, on peut écrire

$$\Delta\varphi = \Delta u f'_u + \Delta\sigma f'_\sigma.$$

Posons

$$k_u = f'_u = \frac{d\varphi}{du}$$

$$k_i = -f'_\sigma = -\frac{d\varphi}{d\sigma}.$$

D'après les paragraphes 3° et 4°, k_u et k_i sont positifs. Comme on peut le voir sur la fig. 2, k_i varie avec la densité de courant, et diminue lorsque celle-ci augmente; de même que la résistivité ρ d'ailleurs.

Il est possible que k_u soit aussi fonction de la densité de courant. Notons ici que k_u diminue fortement et se rapproche de 0 lorsque la chambre contenant la charge de carbone est trop remplie. C'est l'effet du « tassement », produisant l'insensibilité de pareils transmetteurs.

k_u et k_i seront supposés constants, pour un courant d'alimentation i_0 donné, malgré les variations de ce courant dues aux vibrations du diaphragme, lesquelles sont faibles. Cela revient à dire que les courbes de la fig. 2 sont confondues avec leurs tangentes, dans les très petits intervalles de variation du courant. Mais si le courant d'alimentation est modifié, on devra évidemment en tenir compte.

On a donc

$$\Delta\varphi = k_u \Delta u - k_i \Delta\sigma,$$

ou, d'après (2)

$$\Delta \rho = k_u \frac{a}{e_0} \sin \omega t - k_i \Delta \sigma. \quad (3)$$

La résistivité ρ a pour valeur :

$$\rho = \rho_0 + \Delta \rho,$$

de même

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma$$

ρ_0 et σ_0 étant des constantes, on tire de ces deux relations

$$d\rho = d(\Delta \rho)$$

$$d\sigma = d(\Delta \sigma)$$

d'où, en différentiant (3) :

$$d\rho = \omega k_u \frac{a}{e_0} \cos \omega t dt - k_i d\sigma \quad (4)$$

or $i = \frac{v}{s}$ et, s étant une constante,

$$d\sigma = \frac{1}{s} di.$$

D'où

$$d\rho = \omega k_u \frac{a}{e_0} \cos \omega t dt - \frac{k_i}{s} di. \quad (5)$$

Si v représente la tension aux bornes du transmetteur, on aura

$$v = ir = i\rho \frac{e_0}{s}, \quad (6)$$

$$dv = \rho \frac{e_0}{s} di + i \frac{e_0}{s} d\rho.$$

On tire de cette dernière relation, associée à (5) et (6) :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{di}{dt} \left(\frac{v}{i} - \frac{e_0}{s^2} i k_i \right) + i \frac{a}{s} \omega k_u \cos \omega t \quad (7)$$

Si l'on suppose maintenant que la résistance spécifique ρ du transmetteur est invariable et reste ρ_0 , on pourra obtenir les mêmes variations du courant i en introduisant une *f.e.m.* fictive ε développée par le transmetteur sous l'action des vibrations du diaphragme, et déterminée de la façon suivante : r_0 étant la résistance moyenne du transmetteur, on aura

$$v = ir_0 - \varepsilon = i\rho_0 \frac{e_0}{s} - \varepsilon,$$

$$\frac{dv}{dt} = \rho_0 \frac{e_0}{s} \frac{di}{dt} - \frac{d\varepsilon}{dt},$$

et en substituant cette valeur dans (7), on a facilement :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \left(\frac{\varepsilon}{i} + \frac{e_0}{s^2} ik_i \right) \frac{di}{dt} - i \frac{a}{s} \omega k_u \cos \omega t \quad (8)$$

A elle seule, contrairement à ce qui est admis généralement, cette équation différentielle ne saurait fournir la valeur de ε en fonction de t . Elle nécessite, pour l'élimination de la variable i , la connaissance des conditions extérieures. On se rend compte par là que ε dépend des caractéristiques du circuit auquel le transmetteur est connecté. Cette propriété ressortira mieux encore par l'application suivante de la formule (8).

Application.

Réolvons l'équation (8) dans le cas le plus simple, afin d'arriver à débrouiller les calculs :

Soit une ligne (fig. 3) de résistance totale R , à une extrémité de

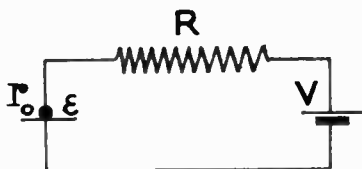


Fig. 3.

laquelle se trouve une batterie de tension constante V , et à l'autre, le transmetteur de résistance constante r_0 et de *f.e.m.* fictive ε qu'il s'agit de trouver.

On a

$$i = \frac{V + \varepsilon}{R + r_0} = \frac{V + \varepsilon}{R + r_0 \frac{e_0}{s}} \quad (9)$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{R + r_0} \cdot \frac{d\varepsilon}{dt},$$

d'où en substituant dans l'équation (8) :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \left[\frac{\varepsilon(R + r_0)}{V + \varepsilon} + \frac{e_0}{s^2} \cdot \frac{V + \varepsilon}{R + r_0} k_i \right] \frac{1}{R + r_0} \cdot \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{V + \varepsilon}{R + r_0} \cdot \frac{a}{s} \omega k_u \cos \omega t \quad (10)$$

ce qui devient, après séparation des variables et intégration

$$\int \left[\frac{\frac{z}{V+\varepsilon} + \frac{V+\varepsilon}{(R+r_0)^2} \cdot \frac{e_0}{s^2} k_i - 1}{\frac{V+\varepsilon}{R+r_0} - \frac{a}{s} k_u} \right] dz = \sin \omega t + C \quad (11)$$

C étant la constante d'intégration.

La quadrature du premier membre se résout facilement en trois parties. On obtient, après quelques transformations :

$$\varepsilon^2 \left[\frac{e_0 k_i}{(R+r_0) a s k_u} \right] + \varepsilon \left[\frac{V e_0 k_i}{(R+r_0) a s k_u} - \sin \omega t - C \right] - \left[- \frac{(R+r_0) s V}{a k_u} + V \sin \omega t + C V \right] = 0 \quad (12)$$

équation du second degré en ε dont la résolution fournit, après transformations.

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{(R+r_0) a s k_u}{2 e_0 k_i} \sin \omega t - \frac{V}{2} + \frac{(R+r_0) a s k_u}{2 e_0 k_i} C \\ &\pm \sqrt{\left\{ \left[- \frac{(R+r_0) a s k_u}{2 e_0 k_i} \sin \omega t + \frac{V}{2} - \frac{(R+r_0) a s k_u}{2 e_0 k_i} C \right]^2 \right.} \\ &\quad \left. + \frac{V(R+r_0) a s k_u}{e_0 k_i} \left[\sin \omega t + C - \frac{(R+r_0) s}{a k_u} \right] \right\}}. \quad (13) \end{aligned}$$

Pour déterminer la valeur de la constante C, il suffira d'appliquer la relation (13), ou mieux son équivalente (12), aux conditions initiales, en faisant $z = 0$ pour $t = 0$. On trouve ainsi

$$C = \frac{(R+r_0) s}{a k_u}. \quad (14)$$

Si dans l'égalité (9) on fait $z = 0$, il est évident que i devient i_0 , c.à.d. le courant d'alimentation. D'où

$$i_0 = \frac{V}{R+r_0} \quad \text{ou} \quad V = i_0 (R+r_0). \quad (15)$$

En substituant ces valeurs (14) et (15) dans (13), on obtient après transformation :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= s \left(\frac{R+r_0}{2} \right) \left[\frac{a k_u}{e_0 k_i} \sin \omega t - \frac{i_0}{s} + \frac{(R+r_0) s}{e_0 k_i} \right. \\ &\quad \left. \pm \sqrt{\left\{ - \frac{a k_u}{e_0 k_i} \sin \omega t + \frac{i_0}{s} - \frac{(R+r_0) s}{e_0 k_i} \right\}^2 + \frac{4 i_0 a k_u}{s e_0 k_i} \sin \omega t} \right]. \end{aligned}$$

Si l'on suppose que le coefficient de ε^2 dans l'équation (12), c.à.d. k_i , devient infiniment petit, l'une des racines ε , correspondant au signe — devant le radical, tend vers l'infini, tandis que celle

correspondant au signe + tend vers la valeur finie suivante

$$\varepsilon' = - \frac{i_0 a k_u (R + r_0) \sin \omega t}{a k_u \sin \omega t + (R + r_0) s}. \quad (16)$$

Or on peut très bien concevoir un microphone dont la résistance serait indépendante du courant qui le traverse ($k_i = 0$). Par conséquent, la racine infinie ne saurait être prise en considération, et nous avons finalement

$$\varepsilon = s \left(\frac{R + r_0}{2} \right) \left[\frac{a k_u}{e_0 k_i} \sin \omega t - \frac{i_0}{s} + \frac{(R + r_0) s}{e_0 k_i} \right. \\ \left. + \sqrt{\left(\frac{a k_u}{e_0 k_i} \sin \omega t + \frac{r_0}{s} - \frac{(R + r_0) s}{e_0 k_i} \right)^2 + \frac{4 i_0 a k_u}{s e_0 k_i} \sin \omega t} \right]. \quad (17)$$

Discussion.

Comme il fallait s'y attendre, la relation (17) montre que $\varepsilon = 0$:

1° quand $a = 0$ (diaphragme au repos);

2° quand $i_0 = 0$ (pas d'alimentation en courant continu);

3° quand $\sin \omega t = 0$; en d'autres termes ε est en phase avec les vibrations du diaphragme, ce qui était évident *à priori*, puisqu'il n'y a aucun élément réactif dans le circuit.

On peut voir encore que ε change de signe avec i_0 , mais que sa grandeur absolue ne change pas (k_i et le radical changeant de signe avec i_0): que la valeur max. négative de ε n'est pas égale à sa valeur max. positive, c'est-à-dire que le microphone à résistance variable introduit une déformation de par sa nature même; enfin que ε dépend largement de R , c'est-à-dire du circuit extérieur, même si l'on maintient un courant constant d'alimentation i_0 . Ceci est contraire à ce qui est généralement admis.

Dans certaines conditions, on peut simplifier la relation (17). En effet, elle peut s'écrire sous la forme

$$\varepsilon = x \left[-y + \sqrt{y^2 + z} \right]$$

or, si l'on développe le radical suivant la formule du binôme, il vient

$$\sqrt{y^2 + z} = y + \frac{1}{2} \frac{z}{y} - \frac{1}{8} \frac{z^2}{y^3} + \frac{1}{16} \frac{z^3}{y^5} - \dots$$

et, si y est grand par rapport à z , on pourra négliger tous les termes à partir du troisième. Il viendra

$$\varepsilon = - \frac{i_0 a k_u (R + r_0) \sin \omega t}{a k_u \sin \omega t - \frac{i_0}{s} e_0 k_i + (R + r_0) s} \quad (18)$$

pourvu que le rapport $\frac{z}{y}$, c'est-à-dire

$$\frac{\frac{1}{s} \cdot \frac{ak_u}{e_0 k_i} \sin \omega t}{\frac{ak_u}{e_0 k_i} \sin \omega t - \frac{i_0}{s} + \frac{(R + r_0)s}{e_0 k_i}} \quad (19)$$

soit faible vis-à-vis de l'unité pour toutes valeurs de $\sin \omega t$.

Notons que si, dans la relation (18), nous faisons $k_i = 0$, nous retrouvons la relation (16).

On voit, d'après (18), que ε croît avec i_0 , et un peu plus vite que ce dernier, tandis qu'avec $(R + r_0)$, la variation est moins que pro-

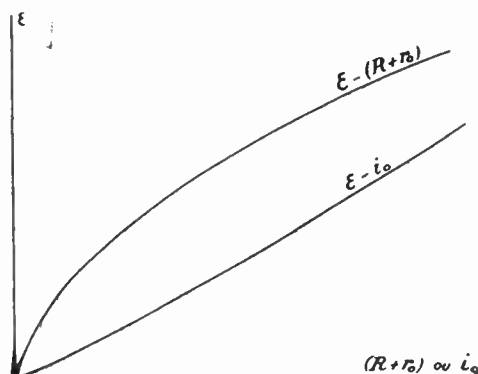


Fig. 4.

portionnelle (fig. 4), pourvu que les autres facteurs restent constants. On voit enfin que ε n'est pas proportionnel à $\sin \omega t$, les deux grandeurs se présentant relativement l'une à l'autre comme l'indique la figure 3, d'où la distorsion citée plus haut.

Réduction de la distorsion.

On sait que pour obtenir une articulation parfaite, ε devrait être rigoureusement proportionnel à $\sin \omega t$. On ne peut atteindre cette condition, mais on s'en rapprochera en rendant le dénominateur de (18) aussi indépendant que possible de $\sin \omega t$. Nous envisagerons les différents moyens qui se présentent :

1° Réduire le facteur ak_u , c'est-à-dire atténuer l'amplitude du diaphragme. La grandeur de ε diminue corrélativement, ce qui montre que puissance et qualité sont contradictoires.

2° Les variations permises de i_0 n'auront pratiquement pas d'in-

fluence, parce que le terme en i_0 au dénominateur est faible vis-à-vis du terme $(R + r_0)$.

3° Un moyen plus efficace consiste à augmenter la résistance R , mais il produit une chute notable de la grandeur de ε , à cause de la diminution de i_0 qui s'ensuit. Même si l'on maintenait i_0 constant, les courants de conversation seraient diminués en franchissant cette forte résistance R , ce qui confirme la conclusion énoncée au 1°.

4° Il reste les dimensions de la chambre de carbone, s et e_0 , sur lesquelles on peut agir. Nous avons vu que le terme en i_0 au déno-

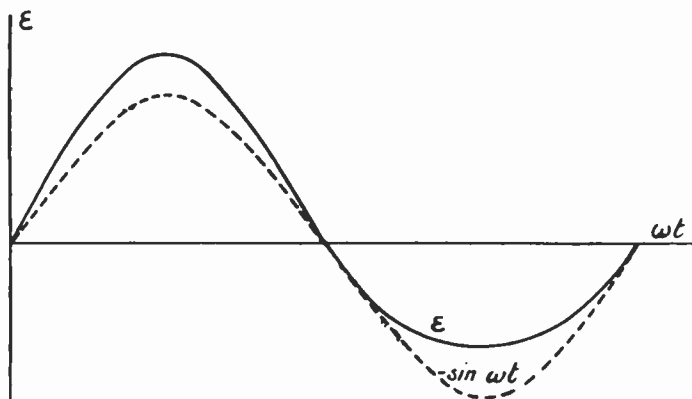


Fig. 5.

minateur, est peu important vis-à-vis de celui en R . C'est donc s qu'il conviendra d'accroître et non e_0 , pour obtenir une meilleure articulation; ceci une fois de plus, diminue ε . Il faut attirer l'attention sur le fait, que, ce faisant, la densité de courant diminue, d'où résulte un accroissement de φ_0 et de k_i , et vraisemblablement une variation de k_n .

Un excellent montage qui élimine complètement la différence entre l'onde positive et l'onde négative — sans pour cela rendre ε rigoureusement sinusoïdal — est celui représenté par la figure 6, dit « push-pull ». Le diaphragme agit simultanément sur deux boutons microphoniques identiques, de telle sorte que la f. e. m. induite dans le secondaire du transformateur est la résultante de l'action des deux forces positive et négative en série et dans le même sens, au primaire.

Adaptation d'un transmetteur à une ligne résistante.

Dans le cas où une ligne d'abonné est courte, le danger de brûlage (burning) laisse peu de liberté dans le choix de la résistance du

microphone ; d'autre part, la transmission téléphonique, dans ce cas, est généralement assez intense pour qu'il ne soit pas nécessaire de rechercher les conditions de meilleur rendement.

Il n'en est pas de même dans le cas où la ligne d'abonné est de résistance notable. D'une part, le danger de brûlage est beaucoup moins à craindre, vu la diminution du courant d'alimentation ; d'autre part, à cause de cette diminution même, et à cause simul-

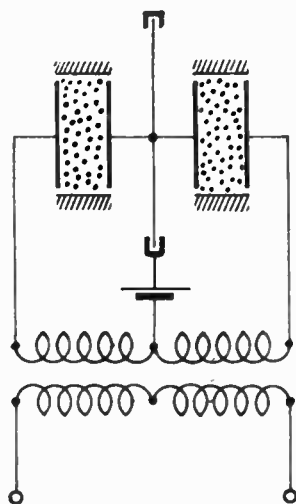


Fig. 6.

tanément de la forte résistance de la ligne à franchir, les courants de conversation sont fortement affaiblis ; il devient par conséquent intéressant de chercher à concevoir un microphone qui fournisse le maximum de puissance à la ligne.

Soit ϵ' l'amplitude positive de ϵ (correspondant à $\sin \omega t = -1$) et ϵ'' l'amplitude négative (correspondant à $\sin \omega t = +1$). L'amplitude absolue moyenne de ϵ sera

$$\epsilon_m = \frac{\epsilon' - \epsilon''}{2},$$

et la puissance fournie à la ligne de résistance R sera

$$W = k \frac{\epsilon_m^2}{R} \quad (20)$$

k étant un facteur qui tient compte à la fois du fait que ϵ_m n'est pas la valeur efficace de ϵ , et du fait que ϵ n'est pas sinusoïdal.

On pourra rechercher le maximum de W en dérivant (20) par rapport à la grandeur que l'on considérera comme variable indé-

pendante, c'est-à-dire celle sur laquelle on se proposera d'agir; on égalera cette dérivée à zéro et l'on résoudra l'équation ainsi obtenue par rapport à cette variable. Dans ces transformations, il conviendra de remplacer r_0 par sa valeur explicite

$$r_0 = \rho_0 \frac{e_0}{s}.$$

Pour adapter la résistance du transmetteur à la ligne, on pourra s'y prendre de deux manières :

1° modifier les dimensions de la chambre à granules. En pratique il est bien plus aisé de modifier s que e_0 , car cela se fait simplement en remplissant plus ou moins la chambre inchangée. Si donc, on adopte ce moyen, c'est s que l'on prendra comme variable indépendante, e_0 n'étant pas changé;

2° modifier la qualité du carbone employé, les dimensions s et e_0 étant supposées fixes. La variable indépendante deviendra, dans ce cas, ρ_0 , mais on devra considérer k_u comme une fonction de ρ_0 . Dans une première approximation, on pourra supposer que k_u est proportionnel à ρ_0 . En effet, par définition,

$$k_u = \frac{d\rho}{du},$$

c'est-à-dire que k_u représente le taux de variation de la résistance du charbon granulé, pour une variation donnée de son volume. Or, une résistance passive négative est une impossibilité physique; la limite de variation de ρ , pour une variation extrême du volume u (supposons une compression) est donc précisément égale à la valeur initiale ρ_0 . Comme dans le cas qui nous occupe, le volume initial de la charge est supposé constant, k_u serait proportionnel à ρ_0 et égal (valeur moyenne pendant toute la compression) à ρ_0/u_0 .

Qu'une variation de r_0 soit obtenue de l'une ou de l'autre manière, on pourra considérer le courant d'alimentation i_0 comme constant, vu que r_0 restera toujours, en pratique, faible vis-à-vis de R . Cependant, dans les deux cas, les calculs se compliqueront du fait que k_u , k_i et ρ_0 seront fonctions de la variable choisie. En effet, dans le premier cas, s étant variable et i_0 constant, la densité de courant variera, et nous savons que k_u , k_i et ρ_0 en sont fonctions; dans le second cas, le type de carbone étant supposé varier, k_u et k_i qui sont des propriétés intrinsèques de celui-ci, varieront avec ρ_0 .

Pour mener à bien la discussion actuelle, il serait nécessaire de connaître — au moins d'une façon approchée — les expressions analytiques de ces fonctions. Ces éléments nous manquent pour le

moment, mais nous espérons pouvoir revenir sur la question ultérieurement.

Conclusion. — L'étude précédente bien qu'incomplète, nous permettra de tirer quelques conclusions intéressantes. Les relations (17) et (18), ainsi d'ailleurs que la relation générale (8), montrent que les différents facteurs déterminant la grandeur de ϵ ont des importances relatives qui sont inégales pour deux types de transmetteurs différents. Il en résulte immédiatement que si l'on veut comparer l'efficacité de deux microphones différents, il ne suffira pas de les placer l'un et l'autre dans les mêmes conditions, il s'agira de définir exactement, et d'une façon absolue, ces conditions. Ainsi une modification de l'intensité de la voix (grandeur de a) aura une influence inégale sur l'efficacité des deux appareils. Par un raisonnement semblable, on se rendra compte que l'efficacité d'un micro-téléphone, comparé à un autre de forme différente, dépendra du type de microphone qu'on y introduira.

Un autre résultat de la discussion des relations obtenues est celui-ci : le meilleur moyen d'augmenter la puissance d'un transmetteur sans diminuer son articulation, consiste à lui fournir un courant plus élevé, et non à élever la voix ou à se rapprocher de l'embouchure. On est limité, cependant, dans cette voie, par le danger de brûlage.

Ainsi, que nous l'avons dit plus haut, une étude expérimentale plus approfondie, nous permettra ultérieurement de définir les conditions de rendement maximum d'un transmetteur microphonique associé à une ligne de résistance donnée.

P. MASSAUT.

RAPPEL DE QUELQUES ERREURS AFFECTANT LES INDICATIONS DES MONTAGES DE T.S.F.

par H. de BELLESCIZE.

SOMMAIRE. — Cet article rappelle une théorie déjà ancienne, mais peu connue, qui ramène à une cause unique un ensemble d'erreurs et d'anomalies, à première vue fort dissemblables, et susceptibles d'influencer les résultats obtenus avec des résonateurs tant ouverts que fermés.

M. Bourgonnier a récemment développé dans l'*Onde Electrique* (n° 111, mars 1931), une théorie suivant laquelle tout cadre doit être considéré comme la superposition de deux aériens, l'un fermé et l'autre ouvert. En conséquence, son action dans une direction faisant l'angle θ avec le plan du bobinage est de la forme.

$$E = \pm a \cos \omega t. \cos \theta + b \cos (\omega t + \varphi) \quad (1)$$

où l'on désigne par : a , b , les amplitudes des oscillations propres aux deux aériens composants, φ la différence de phase entre ces deux oscillations.

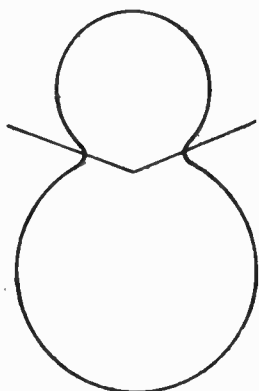


Fig. 1.

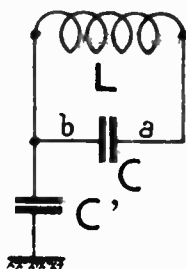


Fig. 2.

L'expression (1) conduit au diagramme de directivité représenté par la fig. 1.

Le même sujet se trouve avoir été développé par moi dans un

travail (1) daté du 6 juin 1917 et publié dans *étude de quelques problèmes de radiotélégraphie* (Gauthier-Villars, 1920, pages 111-121). Comme il s'agit d'une théorie générale groupant un ensemble de questions en apparence très dissemblables, il peut n'être pas inutile d'en rappeler les grandes lignes : à en juger par les publications postérieures, personne, en effet, ne semble en avoir eu connaissance. Voici donc l'analyse sommaire de cette étude, dont quelques passages seront ci-après reproduits entre guillemets.

Par suite des dissymétries dues notamment aux couplages électrostatiques avec le sol, avec les conducteurs ou avec les circuits avoisinants, un générateur peut généralement être ramené au schéma de la fig. 2.

L , C sont la self-inductance et la capacité d'accord qui, d'ordinaire, est seule envisagée ; C' représente les liaisons dissymétriques créées par l'ensemble des couplages électrostatiques avec les conducteurs extérieurs.

En conséquence de quoi : « Le système n'est plus homogène ni « symétrique. Il n'est plus homogène, puisqu'il présente plusieurs « pulsations propres ; on peut notamment y distinguer, outre l'oscillateur primitif LC , une véritable antenne ouverte, mise à « la terre par l'intermédiaire d'une capacité C' . Il n'est plus symétrique, et les actions de forces électromotrices égales, mais agissant « en sens inverse, soit sur les brins a , b , soit sur les éléments de la « self L disposée symétriquement par rapport à C , ne se compensent « plus : l'effet total de ces forces électromotrices, sera un courant « qui peut fausser les résultats attendus.

1. — Si le résonateur en question est un cadre, destiné par exemple à la radiogoniométrie, le courant développé par le signal à recevoir, est donc la somme d'une première oscillation normale et d'une seconde oscillation additionnelle.

Il affecte la forme :

$$i = h/(C\lambda\gamma) \sin Z \cdot \sin(\omega t + \psi) \pm h'/(C'\lambda'\gamma') \sin(\omega t + \psi') \quad (2)$$

Dans cette expression, on représente par :

h/h' les hauteurs effectives du cadre envisagé, soit comme aérien fermé, soit comme aérien ouvert.

$f(C\lambda\gamma)$ $(C'\lambda'\gamma')$ les surtensions dues aux conditions d'accord et d'amortissement de chacun des deux aériens composants.

$\psi\psi'$ les phases des deux oscillations composantes.

(1) De quelques erreurs affectant les indications des montages de T.S.F. (Cent d'études et d'expériences de T.S.F. de la Marine Nationale, Toulon).

Z angle de la normale au plan de bobinage avec la direction du signal.

On en concluait que :

« Sauf précautions spéciales, le son ne peut s'annuler ; il passe « par un minimum pour un gisement erroné » (1).

Aux notations près, les expressions (1) et (2) ci-dessus, sont iden-

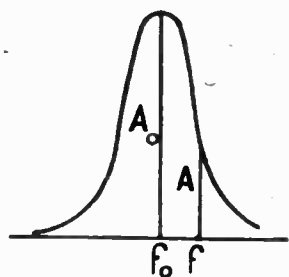


Fig. 3.

tiques ; quant aux propriétés directives du cadre, elles sont évidemment les mêmes, qu'il soit utilisé comme émetteur ou comme récepteur.

2. — Si le résonateur est un des circuits d'un récepteur, dont il doit assurer la syntonie, toute dissymétrie de la nature représentée par

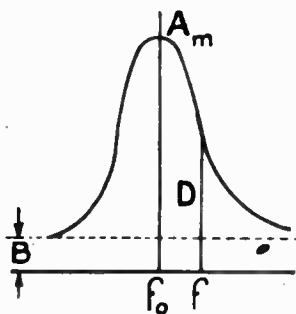


Fig. 4.

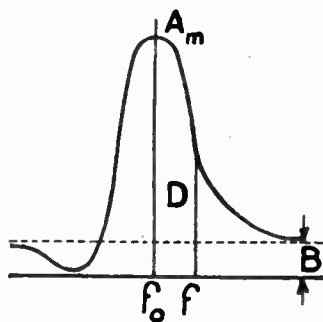


Fig. 5.

la fig. 2 aura un effet extrêmement nuisible. En effet, dans l'expression (2), le terme Z représentant le gisement n'existe plus, mais l'amplitude $h f(\Delta \gamma)$ et la phase ψ de l'oscillation normale, varient

(1) Dans une note du 2 juin 1917, M. Mesny découvrait de son côté, la possibilité d'annuler les erreurs des relèvements radiogoniométriques, en disposant deux petites capacités réglables entre la terre et chacune des armatures du condensateur d'accord du cadre.

suivant le rapport existant entre la fréquence des brouillages et celle du résonateur fermé; tandis qu'au contraire l'amplitude $h'(C\lambda'\gamma)$ et la phase ψ de l'oscillation additionnelle, demeurent pratiquement constantes dans de larges limites, le résonateur envisagé comme ouvert, se trouvant d'ordinaire notablement désaccordé.

Dans ces conditions, au lieu d'avoir la forme connue représentée fig. 3, la courbe de résonance, obtenue quand la fréquence de l'excitation varie, affecte l'une des formes représentées figures 4 et 5, également extraites de l'étude en question: Bien que le rapport qui existe entre ces courbes et l'expression (2) soit à peu près évident, nous allons le développer en quelques mots.

L'oscillation normale créée par l'excitation (signal ou brouillage) dans le résonateur fermé, et transmise par ce dernier au reste du récepteur, peut être mise sous la forme connue :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} i_1 = A \sin (\omega t + \psi) \\ A = \frac{A_0}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}} \\ \operatorname{tg} \psi = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{f - f_0}{f_0} \end{array} \right.$$

dans laquelle γ représente le décrément logarithmique du circuit envisagé comme résonateur fermé, A_0 l'amplitude atteinte à la résonance, A et ψ l'amplitude et la phase correspondant au désaccord relatif $\frac{f - f_0}{f_0}$ entre la fréquence f_0 propre au résonateur et la fréquence f de l'excitation.

$$\text{Comme} \quad \cos \psi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}}$$

la relation qui existe entre A A_0 ψ est traduite par la fig. 6, où G est une circonférence.

Envisageant maintenant le résonateur comme ouvert, au terme précédent i_1 , doit en être ajouté un autre

$$i_2 = B \sin (\omega t + \psi')$$

qui peut relativement à i_1 être beaucoup plus important que dans le cas d'un cadre radiogoniométrique. D'une part, en effet, le circuit ouvert dû aux liaisons dissymétriques existe toujours, exactement de la même manière et pour les mêmes raisons, mais avec chance d'être plus développé, parce qu'au lieu d'être seulement, comme un cadre, couplé aux circuits qui le suivent, le résonateur l'est en outre à ceux qui le précèdent; d'autre part, il est malheureusement iné-

vitale qu'une partie plus ou moins importante de l'énergie se transmette directement des circuits précédents aux suivants, sans passer par le résonateur intermédiaire. Le courant total transmis aux circuits suivants est donc de la forme :

$$i = A \sin (\omega t + \psi) + B \sin (\omega t + \psi') \quad (4)$$

dans laquelle A et ψ varient comme il a été dit, tandis que B et ψ' demeurent à peu près invariables dans une gamme de fréquences assez étendue de part et d'autre de f_0 .

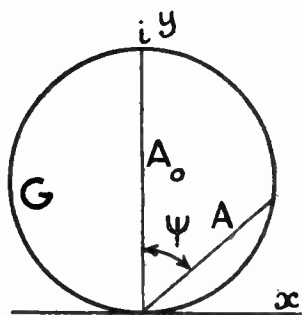


Fig. 6.

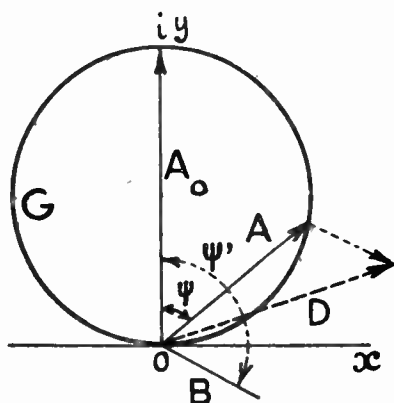


Fig. 7.

La fig. 6 doit donc être modifiée comme l'indique la fig. 7, dans laquelle B est un vecteur sensiblement fixe en grandeur et direction.

Pour le désaccord $\frac{f-f_0}{f_0}$ décalant le vecteur normal A de l'angle ψ , le vecteur résultant est D .

Il est donc aisé, en partant de chacune des ordonnées A de la courbe de résonance ordinaire représentée fig. 3, d'en déduire le décalage ψ ; et, si l'on connaît les caractéristiques B et ψ' du résonateur ouvert, d'obtenir la nouvelle ordonnée D . En opérant ainsi, on retrouve bien les courbes publiées il y a 14 ans : soit la fig. 4 dans le cas particulier où $\psi' \approx 0$ (B confondu avec l'axe oy de la fig. 7), et la courbe de la fig. 5 dans le cas particulier où $\psi' \approx \frac{\pi}{2}$.

Les relevés expérimentaux montrent que ce dernier cas est de beaucoup le plus fréquent.

Si le résonateur comporte n résonateurs accordés, deux variantes peuvent être envisagées :

ou bien ces résonateurs sont associés par l'intermédiaire de

lampes; la sélection de l'ensemble récepteur est alors obtenue avec une approximation convenable en élevant à la puissance n les ordonnées de la courbe caractérisant individuellement chaque résonateur; dans une gamme assez étendue autour de f_0 , la sélection maxima qu'il est possible d'obtenir vaut donc à peu près :

$$K = \left(\frac{B}{A_0} \right)^n.$$

Par exemple, si $n = 3$, $\frac{B}{A_0} = 0,15$, $K = \frac{1}{300}$. Ceci suppose bien entendu que les résonateurs sont très exactement accordés, ce qui n'est pas toujours le cas dans les récepteurs dits « à commande unique ».

ou bien ces résonateurs sont directement couplés ensemble; par exemple de façon à constituer un filtre; il arrive alors fréquemment qu'une partie notable de l'énergie, passe des conducteurs d'entrée aux conducteurs de sortie, sans bénéficier de la sélection intermédiaire; on observe alors des courbes telles que celles représentées par les figures 4 et 5, avec sans doute des sommets plus affinés, mais

un rapport $\frac{B}{A_m}$ encore très important. En 1917, de tels montages équipaient encore la presque totalité des récepteurs, de sorte que nous écrivions : « Un montage compliqué donne aisément une excellente « syntonie pour l'élimination de longueurs d'ondes très voisines, « mais dont l'énergie n'excède pas notablement celle du signal à « recevoir; quand on a affaire à des brouillages intenses, il devient « franchement mauvais si les précautions les plus minutieuses n'ont « pas été prises ».

Cette note signalait, pour la première fois peut-être, l'intérêt de réaliser des résonateurs « homogènes », c'est-à-dire présentant réellement une seule fréquence propre.

3. — C'est notamment ce que l'on obtient en transformant (fig. 8) la fig. 2, par l'adjonction d'un condensateur C'' équilibrant la dissymétrie C' ; car on est alors en présence d'un résonateur unique dont la capacité totale est

$$C = \frac{C'}{2}.$$

La portée de cette remarque est très générale et s'applique aux cas les plus variées; par exemple, le rendement d'une antenne émettrice fig. 9 est amélioré en égalisant avec soin les self inductances $L_1, L_2, L_3 \dots$ qui aboutissent aux diverses prises de terre $T_1, T_2, T_3 \dots$. A la

fin de 1917, nous avons fait cette application sur la station émettrice de la Marine à Basse-Lande.

De même, chacun sait qu'un résonateur dont la bobine possède une notable capacité, répartie donne de mauvais résultats : ce n'est pas tant dû à un accroissement de résistance, qu'à l'aplatissement de la courbe de résonance, causé par la présence de plusieurs fréquences propres voisines les unes des autres.

Les conclusions à tirer de cette étude sont évidemment les suivantes :

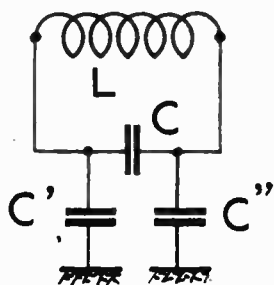


Fig. 8.

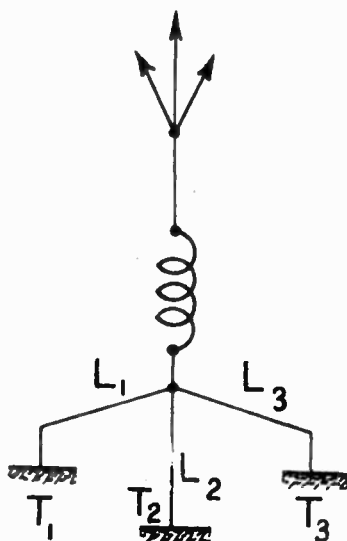


Fig. 9.

Pour qu'un récepteur, ouvert ou fermé, donne des résultats normaux, au point de vue tant de la syntonie que la radiogoniométrie, il convient de le rendre entièrement symétrique au point de vue des actions électriques distribuées de part et d'autre de sa capacité d'accord (fig. 2). Ce résultat peut être obtenu par divers moyens, notamment en reproduisant artificiellement sur chacun des conducteurs partant des armatures *a* et *b* du condensateur principal, les caractéristiques électriques des appareils reliés à l'autre armature; et encore en reliant le milieu de la self-inductance *L* au sol ou à la masse, et en réalisant des couplages symétriques par rapport au point de la bobine dont le potentiel est ainsi stabilisé.

Voici, pour terminer, la réponse à la question suivante que l'on ne manquera pas de se poser :

Si les erreurs affectant la radiogoniométrie et la syntonie sont

deux aspects différents d'un même défaut, celui traduit par la relation (2), comment les anomalies affectant la radiogoniométrie sont-elles si bien connues, tandis que celle affectant la résonance semblent encore ignorées de tous, à l'exception sans doute de quelques spécialistes ?

Simplement parce que les premières ne peuvent passer inaperçues, chaque radiogoniomètre étant pourvu d'un cadre gradué sur lequel on lit les gisements ; tandis que l'observation des secondes nécessite de la réflexion et un matériel tout à fait spécial. Un opérateur indûment gêné par le brouillage d'une station voisine incrimine le plus souvent cette station ; pour soupçonner la réalité, il lui faudrait procéder à des calculs compliqués et incertains, portant sur les rayonnements comparés du brouillage et du signal, sur les courbes de résonance des résonateurs de sa réception, etc.... Si toutefois, poussant plus loin la curiosité, et soumettant le récepteur à l'excitation d'un hétérodyne local de fréquence réglable, il relevait en fonction de cette fréquence le courant issu du détecteur, la question n'en serait pas éclaircie : par suite de l'effet carré de la détection, les ordonnées des courbes telles que celles représentées figures 4 et 5 seraient élevées au carré ; de sorte que si, par exemple

$$\frac{B}{\Lambda_m} = 0,15 \quad (\text{chiffre tout à fait courant pour un seul résonateur}),$$

le courant observé loin de la résonance serait 15 fois plus faible qu'à la résonance, la courbe relevée paraîtrait excellente et l'erreur passerait inaperçue. *A fortiori* si le récepteur comporte plusieurs résonateurs en cascade. La seule façon de procéder consiste à se mettre dans les conditions de la réalité, à savoir figurer les brouillages éventuels à l'aide d'un émetteur local réglable, non seulement en fréquence, mais en force électromotrice, et cela dans les limites nécessaires ; si, par exemple, les brouillages à éliminer sont 1.000 fois plus intenses que les signaux à recevoir (une semblable proportion n'est pas rare, elle est fréquemment dépassée), la force électromotrice exercée par l'émetteur local sur le récepteur, doit pouvoir varier dans la proportion de 1.000 à 1 ; moyennant quoi, pour chaque fréquence f on observe la force électromotrice ramenant le courant détecté à la même valeur. De la sorte, la courbe de sélection est correctement tracée, et les erreurs ne risquent pas de passer inaperçues.

H. de BELLESCIZE.