

L'ONDE ÉLECTRIQUE

PUBLICATION

DE LA

SOCIÉTÉ DES AMIS

DE LA

T.S.F.

Personal Property
of
JOHN F. RIDER



SOMMAIRE

C.-R. BURCH, B. A. et Ir.-J. BLOEMSMA
Une application du périodogramme à la T. S. F.

D^r Balth. VAN DER POL et K. POSTHUMUS
Un poste d'émission de 200 k. w. pour essais de triodes.

G. BEAUVAIS
Un procédé de chauffage des filaments de lampes triodes
par le courant alternatif du secteur.

F. CHARRON
Perfectionnement aux condensateurs à capacité variable.
Diagramme des champs électriques mesurés à Meudon
pendant le premier trimestre 1925.

Chronique du mois :- Informations :- Analyses

Étienne CHIRON, Éditeur

10, rue de Seine :: PARIS :: Fleurus 47-49 ::

La rédaction décline toute responsabilité en ce qui concerne le teneur 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 30 fr.
 Étranger 35 fr.

Étienne CHIRON
 EDITEUR
 40, RUE DE SEINE, PARIS
 CHÈQUES POSTAUX: PARIS 53-35

PRIX
 DU NUMÉRO : 3 francs
 Tél : FLEURUS 47-49

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Adresser la correspondance administrative et technique à

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

Paiement des cotisations à M. ATTHALIN, trésorier

Banque de Paris et des Pays-Bas
 3, rue d'Antin, Paris-2°
 Compte de chèques postaux n° 697-38

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

CHANGEMENTS D'ADRESSE Joindre 0.50 à toute demande.

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 LEGOUEZ, président de l'Union des Syndicats de l'Electricité.

A. MESSIMY, ancien ministre.

Denis PÉROUSE, président du Syndicat des Armateurs de France

J. B. POMEY, inspecteur général des Postes et Télégraphes.

Nous pouvons fournir

tous les numéros antérieurs

de *l'Onde Électrique*

sans augmentation de prix

ainsi que des Collections reliées au prix
 de 50 francs le volume.

UNE APPLICATION DU PÉRIODOGRAMME

A LA T. S. F. ⁽¹⁾

Par C. R. BURCH, B. A. et Ir. J. BLOEMSMA, Ing. E. S. E.

(Suite et fin.)

III. — LA « RÉPONSE » D'UN SYSTÈME OSCILLANT

On a développé des formules indiquant l'action $\left(\int_0^\infty \text{courant}^2 dt \right)$ sur des systèmes récepteurs d'amortissement donné, de transmissions à amortissement exponentiel. Ce sont les formules bien connues de Bjerknes et d'autres.

Leur type est toujours :

$$\int_0^\infty Q^2 dt = K \frac{1}{\delta_1 \delta_2} \cdot \frac{\delta_1 \delta_2}{\left(\frac{\delta p}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\delta_1 \delta_2}{2\pi} \right)^2},$$

où K est un facteur de proportionnalité.

Elles ne s'appliquent que quand les décréments interchangeables à la transmission et à la réception sont bien exponentiels. Ceci implique une courbe de résonance très spéciale, de largeur effective proportionnelle au décrécent. On s'est souvent demandé si on ne pourrait pas généraliser ces formules, de façon à se libérer de la condition que les amortissements soient exponentiels, cette condition n'étant pas toujours remplie, surtout à la transmission.

La généralisation désirée est donnée par (4) :

$$\pi \int_0^\infty Q^2 dt = \int_0^\infty |X_i|^2 \cdot |Y_i|^2 dq.$$

Les grandeurs interchangeables sont $|X_i|$ et $|Y_i|$, et elles sont dans un certain sens additives.

Ainsi, le périodogramme donne les phénomènes à la transmission exactement dans le même sens que la courbe de résonance d'un récepteur donne les phénomènes à la réception. Si le récepteur est infiniment sélectif, c'est le périodogramme de la transmission seul qui détermine le courant dans le récepteur.

(1) Voir *l'Onde Électrique*, juillet 1925.

Ceci peut être montré d'ailleurs par un simple calcul :

Si on considère un circuit à self-induction et capacité, sans résistance, qu'on supposera en repos absolu, on voit facilement en écrivant son équation différentielle du deuxième ordre, et en la résolvant selon la méthode d'Heaviside, que pour une fonction $f(t)$ quelconque, qui vient agir sur le circuit, l'oscillation libre (fonction complémentaire) est donnée en grandeur et en phase par l'expression complexe :

$$L^{-1} \left[\frac{-f(0)}{D + i q_0} \right] = \frac{X_{f0}}{L}$$

où q_0 est déterminée par la relation $q_0^2 L C = 1$. Dans ce cas où $R = 0$, on voit facilement que c'est l'oscillation libre qui contribue exclusivement à $\int_0^\infty Q^2 dt$, quelle que soit la forme de l'excitation $f(t)$.

Une exception doit être faite seulement pour une oscillation sinusoïdale infiniment longue dont la pulsation serait q_0 .

Mais nous aurons à considérer des circuits de décrément fini, et aussi des circuits ayant des courbes de résonance de forme quelconque. Si nous procédons à l'étude d'un circuit à L, C, R , de décrément δ

$$\left(\delta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \right)$$

dans lequel nous appellerons Q le courant et E la tension induite, nous pourrions écrire pour $|Y_i|^2(Q, E)$

$$|Y_i|^2 = \frac{q^2 C^2}{(1 - q^2 L C)^2 + q^2 C^2 R^2}$$

Considérons une atmosphérique de l'espèce la plus gênante, c'est-à-dire du type (10).

Alors :

$$\int_0^\infty Q^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty |X_q|^2 |Y_i|^2 dq = \frac{I^2}{\pi} \int_0^\infty |Y_i|^2 dq$$

En faisant l'intégration :

$$\int_0^\infty Q^2 dt = \frac{I^2}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \frac{\pi^2}{2\delta}$$

L'énergie développée est donc finie et proportionnelle à δ^{-1} , tandis que l'excitation, si elle agissait sur une résistance pure, développerait

une énergie infinie. L'énergie développée par une onde sinusoïdale très longue et de même période que les oscillations libres du circuit serait proportionnelle à δ^{-2} .

Donc le quotient :

$$\frac{\text{énergie reçue du signal}}{\text{énergie reçue de l'atmosphérique}} = \delta^{-1}$$

pour une excitation du type 10, et il est facile à voir qu'un changement de $|X_q|^2$ pour des valeurs de q éloignées de $q_0 \left(= \frac{1}{\sqrt{LC}} \right)$ sera sans effet, si δ est suffisamment petit.

Pour $\delta \ll 2\pi$ ce résultat subsistera pour tout atmosphérique; en employant un décrétement suffisamment petit, on pourrait faire le rapport signal atmosphérique aussi grand que l'on veut.

Mais en pratique on ne peut pas diminuer indéfiniment le décrétement; il y a une limite, imposée par la lisibilité des signaux. Il faut avoir soin que les signaux successifs restent bien séparés les uns des autres. Il faut prévenir le « collage ». Il sera nécessaire alors de discuter le cas où la sélectivité ne peut pas être augmentée indéfiniment.

Nous ne pouvons rien dire sur l'amplitude initiale et la forme des oscillations libres dans un système à courbe de résonance arbitraire. Cependant, on peut se rendre compte de la distorsion produite d'une façon très simple. Considérons l'effet $\left(\int_0^\infty Q^2 dt \right)$ d'un signal composé de deux points, séparés par une espace de durée égale à celle d'un point.

Le second point pourra avoir une phase quelconque par rapport au premier point. Si le « collage » a lieu, la réponse dépendra de cette relation de phase, mais si elle n'en dépend pas, alors le premier point est évidemment bien séparé du deuxième. Nous avons construit les périodogrammes de deux points pour deux cas extrêmes en la figure 12. La courbe b représente le cas où les deux points sont « synphasés », la courbe c représente le cas où les deux points sont « antiphasés ». On remarquera, en comparant ces deux courbes avec la courbe a qui représente le périodogramme d'un point isolé, qu'en b la pointe est plus élevée (4 : 1) et plus aiguë, et qu'en c la pointe se divise en deux avec un zéro central. Si en c les deux pointes sont intérieures à la partie aplatie d'une courbe $|Y_q|^2$ l'effet dans ce cas sera approximativement le même que si les deux points étaient

« synphasés ». Si, par contre, la pointe de $|Y_q|^2$ n'est pas aplatie, mais approximativement aussi aiguë que la pointe principale dans le cas b (syn —), l'effet dans ce cas sera considérablement plus grand que dans le cas de points antiphasés.

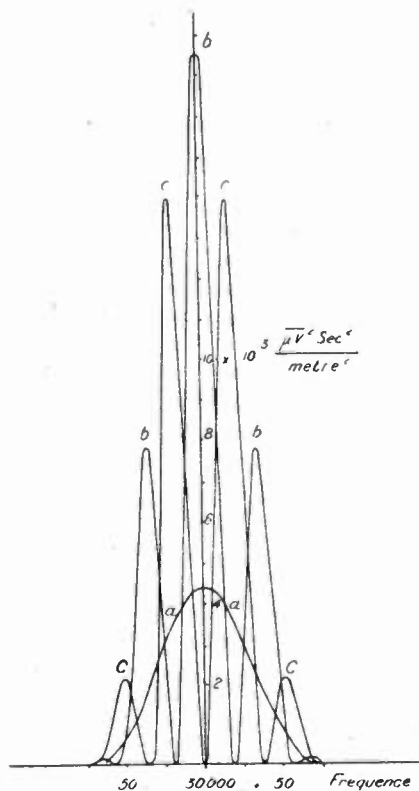


Fig. 12

$|X_q|^2$ en fonction de $f = \frac{q}{2\pi}$ au voisinage de $f = 30000$ (10 km).

- a Périodogramme d'un point en ondes entretenues.
- b — de deux points en ondes entretenues synphasées.
- c — de deux points en ondes entretenues antiphasées.

$\lambda = 10.000$ metres.

Nombre d'oscillations dans un point 400
($m = 400, 95$ mots par minute).

Champ maximal à la réception $10 \frac{\text{microvolt}}{\text{metre}}$.

Le problème consistant à déterminer la meilleure forme de $|Y|^2$ pour un récepteur peut être attaqué différemment.

Il faut comparer deux courbes de résonance arbitraires, par rapport à une certaine base. Nous admettrons d'abord qu'elles ont la

même ordonnée maximum pour une pulsation q_0 ; ceci revient à dire que les deux récepteurs recevront également bien des traits longs sur cette pulsation q_0 . Puis nous leur attribuerons la même aire totale; ceci implique que les deux récepteurs sont également gênés par les troubles atmosphériques du type 10. Pour juger maintenant les mérites respectifs des deux courbes $|Y_q|^2$, qui satisfont aux deux conditions de base énumérées ci-dessus, on pourra dire que celle des deux sera la meilleure qui assurera la meilleure réception d'un point isolé. Alors évidemment, une pointe aiguë et une base ronde seront des conditions mauvaises, et bien que le raisonnement et par suite le résultat ne soient pas absolument rigoureux, la forme optimale de $|Y_q|^2$ semble être zéro, excepté dans une zone de pulsation $q_0 \pm \Delta q$ où Δq dépend de la distorsion admissible. Dans cette zone $|Y_q|^2$ devra être constant.

Un cas particulier est illustré dans la figure 13, où nous avons

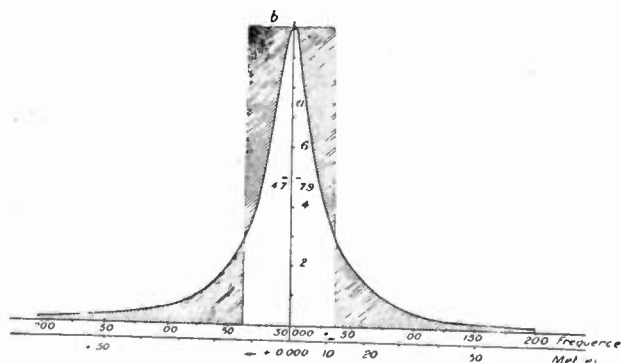


Fig. 13.

a) Courbe de résonance pour $\delta = 0,005$

I^2 en fonction de f au voisinage de $f_0 = 30,000$. Echelle arbitraire pour I^2

$$I^2 = \frac{57000^2}{57000^2 + (1/f)^2}$$

b) Courbe de résonance équivalente à la courbe (a). Les abscisses sont à la même échelle que dans la figure 12.

construit une courbe de résonance pour $d = 0,005$ et aussi une courbe $|Y_q|^2$ aplatie aux descentes verticales, de même hauteur et aire. Largeur (aplatie) $= \frac{\pi}{2}$ largeur (L R C) à la moitié de la hauteur.

Le périodogramme de deux points « antiphasés » est montré figure 12. On verra, en superposant les figures 13 et 12 en pensée, que la distorsion est très diminuée avec la courbe aplatie.

On réalise, dans un récepteur, ces courbes $|Y_q|^2$ aplaties en mettant

en cascade un grand nombre de circuits à faible décrement. La courbe ainsi obtenue s'approche mieux de la courbe idéale à angles droits. que la courbe d'un seul circuit.

Si on choisit les décrets de telle sorte que les courbes de résonance des divers circuits se coupent à des valeurs particulières de q , et si on prend l'échelle de façon que les ordonnées maximum soient égales, la courbe des circuits en cascade ne sera jamais plus basse que la courbe d'un circuit entre ces valeurs de q , et ne sera jamais plus haute en dehors de ces valeurs.

On trouvera facilement des circuits dans lesquels on pourra faire $|Y_0|^2$ proportionnel à toute puissance désirée de q et q^{-1} quand q tend respectivement vers 0 et ∞ . On notera qu'il faut tenir compte en déterminant $|Y_0|^2$ pour q grand, de l'augmentation due à l'effet de peau, capacité distribuée, radiation, etc.

Des ensembles de triodes, dans lesquelles l'amplification est linéaire, et la réaction insuffisante pour produire des ondes entretenues, ont la propriété que toute oscillation libre possible à un coefficient d'amortissement fini et positif; on pourra appliquer, dès lors, la méthode à des amplificateurs n'accrochant pas et les circuits en cascade pourront donc être formés de circuits à triodes dans lesquels on réalise facilement un faible décrement.

Nous noterons en passant que, contrairement à certaines affirmations, les considérations précédentes montrent que le point où l'on place le circuit à moindre décrement dans le système Antenne-Détecteur n'a aucune importance.

On pourrait aller plus loin dans ces considérations et invoquer, par exemple, l'utilité de courbes $|Y_0|^2$ aplaties si la transmission à recevoir n'est pas rigoureusement constante, mais par exemple sur une pulsation centrale q_0 , avec un écart possible de celle-ci d'un côté et d'autre de $\pm \Delta q$. Pour recevoir également bien cette transmission dans tous les cas, il faudra évidemment avoir une courbe $|Y_0|^2$ à la réception qui est aplatie non seulement aux pulsations où le périodogramme de la transmission a encore des valeurs importantes, mais il faudra étendre cette région d'un côté et de l'autre de Δq .

Dans tout ceci, nous avons considéré un transmetteur dans lequel le courant dans l'antenne atteint immédiatement sa valeur de régime permanent dès qu'on le ferme. Aux transmissions à grande vitesse, sans onde dans l'intervalle de deux signaux, il peut être nécessaire de prendre en considération le fait que le courant ne s'établit que graduellement. Ceci peut être fait en faisant le périodogramme des oscillogrammes de points, par la formule de la courbe enveloppe.

Une autre méthode serait de superposer la courbe de résonance de l'antenne à celle du récepteur ; celle-ci n'est qu'approximative parce que les triodes et d'autres générateurs ne se comportent pas linéairement.

Réception d'un signal répété. — Nous avons démontré en II que l'énergie d'une transmission comme les points d'un transmetteur Wheatstone ou les trains d'oscillations successifs d'un poste à étincelles à fréquence musicale est concentrée dans des régions très étroites autour des harmoniques de la fréquence musicale. Une telle transmission sera déformée à la réception quand la partie principale de l'effet provient d'une pointe de la courbe $|Y_g|^2$ de largeur comparable à la pulsation musicale. Dans ce cas, les signaux d'un poste à étincelles donnent un son impur aux téléphones, par suite de l'absence de loi entre les phases des différentes étincelles successives.

La position des ordonnées harmoniques est indiquée dans la figure 9 pour le cas de points « syn — » et « antiphases », en supposant les espaces égaux en durée aux points. A moins que la distorsion admissible ne soit très grande, la courbe $|Y_g|^2$ du récepteur doit être approximativement aussi large que la pointe principale dans le périodogramme d'un point ; et il est encore avantageux d'avoir un sommet aplati et des pentes verticales, tout au moins en ce qui concerne le rapport signal
atmosphérique.

Réception à hétérodyne et sélection acoustique. — En employant une hétérodyne suffisamment puissante de pulsation N on peut représenter le débit du détecteur, pour un signal infiniment long à ondes entretenues $A \cos q_0 t$, aussi exactement qu'on le désire, par :

$$K A \cos (q_0 + N) t + K A \cos (q_0 - N) t$$

où K est une constante dépendant de la puissance de l'hétérodyne et du détecteur. Supposons l'excitation $E = f(t)$ analysée en série de Fourier avec une période fondamentale très longue T . En faisant T suffisamment long, le débit du détecteur Q , dû à l'excitation évaluée comme la somme des débits dus à chaque terme de la série, sera indépendant des petites variations de T . Nous pourrions supposer alors que T contient un nombre entier d'oscillations d'hétérodyne. Tous les termes dans le débit Q seront ainsi harmonique de T , et $\int_0^\infty Q^2 dt$ sera donné par la somme des contributions que tout harmonique donnerait

en l'absence des autres. Chaque terme dans le débit Q provient de deux termes avant la détection. Supposons que la sélection acoustique après la détection soit telle qu'on n'ait besoin de considérer qu'une région limitée de pulsations, q_1 à q_2 dans le débit du détecteur. A cette région correspondront deux autres régions avant le détecteur

$$(q_1 + N) \text{ à } (q_1 + N) \text{ et } (q_1 - N) \text{ à } (q_1 - N).$$

Si la sélection avant la détection est telle qu'on n'ait à considérer qu'une de ces régions, tous les termes de $f(t)$ dans cette région contribuent indépendamment au débit du détecteur. Alors $\int_0^\infty Q^2 dt$ peut être déterminé en incorporant les sélectivités H. F. et B. F. en une courbe de résonance dans laquelle sera représenté le rapport :

$$\frac{\text{énergie débitée (courant effectif}^2\text{)}}{\text{énergie fournie (courant effectif}^2\text{)}}$$

Si alors on dispose d'un circuit filtre qui ne laisse appréciablement passer qu'une certaine bande de pulsations, on peut encore rétrécir cette bande en employant une hétérodyne, avant la sélection finale; il est cependant nécessaire que la sélection avant l'hétérodyne soit assez bonne pour qu'une pulsation acoustique donnée puisse provenir sensiblement d'une seule pulsation H. F. Nous allons passer la revue des principaux moyens qu'on trouve recommandés par différents auteurs pour atténuer l'effet de troubles atmosphériques. Nous ne parlerons pas des *systèmes différentiels* dont la recommandation a été une faute grossière de raisonnement élémentaire.

L'antenne apériodique. — Une antenne de capacité C est mise à la terre à travers une résistance R . L'espace grille-filament d'une triode est branché sur R . Nous examinerons la tension de grille U , due à E .

$$|Y_g|^2 (U, E) = 1 - \frac{1}{1 + q^2 C^2 R^2}$$

$|Y_g|^2$ donc, est constant pour q grand, et tend vers zéro en même temps que q .

La meilleure résistance R à insérer dans l'antenne n'est pas la plus grande possible; quand on veut rendre le rapport :

$\frac{\text{signal}}{\text{atmosphérique}}$ aussi petit que possible il faut choisir pour une certaine valeur q_0 de q une résistance telle que $|Y_g|^2$ soit notablement plus petit que l'unité (voir fig. 14). Ainsi, on diminue considérable-

ment la contribution à $\int_0^\infty Q^2 dt$ provenant de valeurs de $q < q_0$, tandis que la contribution provenant des valeurs $q > q_0$ n'est pas beaucoup changée.

Le cadre. — L'excitation $E = f(t)$ agit en sens inverse sur les deux

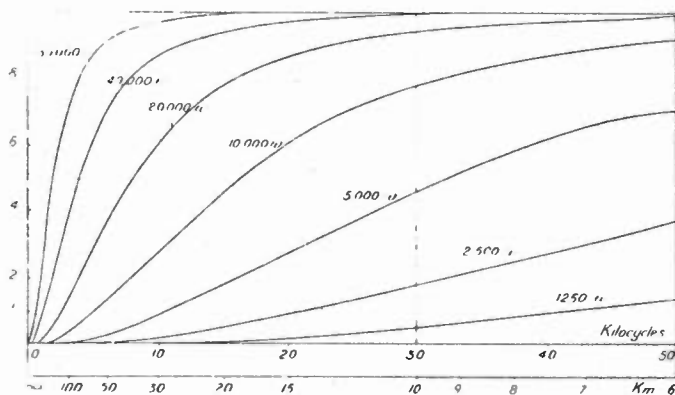


Fig. 14.

$$|Y_q|^2 = 1 - \frac{1}{1 + q^2 C R^2} \quad C = 1 \text{ m } \mu \text{ T.}$$

côtés du cadre avec un décalage dans le temps de $t = -\frac{r}{c}$, où r est la distance entre les deux côtés du cadre, c la vitesse de propagation des ondes, le plan du cadre étant supposé perpendiculaire au front de l'onde.

L'intégrale de la force électrique autour du cadre s'obtient en multipliant (X_q) de $f(t)$ par $2 \sin \frac{q r}{2 c}$.

Pour l'antenne ouverte nous avons trouvé :

$$\int_0^\infty Q^2 dt = \int_0^\infty |X_q|^2 |Y_q|^2 dq.$$

Pour le cadre :

$$\int_0^\infty Q^2 dt = 4 \int_0^\infty |X_q|^2 |Y_q|^2 \sin^2 \frac{q r}{2 c} dq$$

Il existe donc une différence fondamentale entre l'antenne ouverte et le cadre dans le fait que la contribution à $\int_0^\infty Q^2 dt$ est réduite dans le cas du cadre pour les valeurs de $q < \pi \frac{c}{3 r}$.

Mais si le décrément est suffisamment petit, la seule partie de la contribution dont on aura à tenir compte sera celle qui provient d'une zone de largeur proportionnelle au décrément de centre $q = q_0$ (pulsation du signal). Mais dans cette zone $\sin^2 \frac{q}{2} \frac{r}{c}$ est approximativement constant, et réduit en même proportion l'effet au signal et de l'atmosphérique.

Donc, à part l'effet directif, dont nous n'avons pas parlé, ceci constituant un tout autre chapitre, l'avantage d'un cadre à bas décrément sur une antenne ouverte de même décrément est illusoire quant au rapport $\frac{\text{signal}}{\text{atmosphérique}}$. Également, on ne réalise aucun gain en employant une antenne apériodique si elle est suivie d'un circuit à décrément suffisamment petit. Seulement quand la sélection dans les étages ultérieurs est limitée il y a un gain.

Dans les systèmes considérés, bien que nous ayons disposé librement de la forme de la courbe de résonance le rapport :

$$\frac{\int_0^\infty Q^2 dt (\text{signal})}{\int_0^\infty Q^2 dt (\text{atmosphérique})} \text{ ne pourra que s'approcher du rapport : } \\ \frac{|X_q|^2 (\text{signal})}{|X_q|^2 (\text{atmosphérique})} \text{ et ne pourra jamais le dépasser. }$$

Sur les limiteurs d'atmosphériques. — On emploie souvent des limiteurs qui, basés sur le phénomène de saturation, limiteraient la valeur maximum des perturbations d'origine atmosphérique, tout en ne se saturant pas pour le courant qu'on se propose de recevoir, qui passe ainsi sans changement. Ils protégeraient ainsi le récepteur proprement dit contre les chocs trop violents. Le principe est très beau, mais on a remarqué depuis longtemps que la pratique était moins belle, et que s'il y avait effectivement une amélioration, celle-ci était vraiment très petite. La théorie exposée donne très simplement la cause de ce résultat pratique. Traitons un cas particulier, qui est néanmoins d'intérêt général :

Considérons une excitation du type (3).

$$E = F_0 \cdot x t \cdot e^{-x t} \quad \text{de } t = 0 \text{ à } t = \infty \quad |X_q|^2 = \frac{x^2 \cdot E_0^2}{(x^2 + q^2)^2}$$

Dans un premier cas cette excitation agira sur un circuit de décrément δ , ($\delta < 2\pi$) accordé sur q_0 . Dans un second cas elle agira sur un

limiteur, que nous supposerons à saturation abrupte, ou tout au moins assez abrupte: après elle passera dans le même circuit qu'au premier cas. Dans le second cas, si la limitation a lieu à t_1 , ou $\alpha t_1 < 1$, on peut considérer l'excitation

$$\begin{aligned} \text{comme égale à } E &= E_0 \alpha t_1 & \text{de } t = 0 \text{ à } t = t_1 & \text{ et} \\ E &= E_0 \alpha t_1 & \text{de } t = t_1 \text{ à } t = t_2 \\ E &= E_0 \alpha t. e^{-\alpha t} & \text{de } t = t_2 \text{ à } t = \infty \end{aligned}$$

A t_2 la limitation est supposée finie. Nous supposerons t_1 suffisamment grand pour comprendre plusieurs périodes de signal $\frac{2\pi}{q_0}$. Les discontinuités introduites par la limitation n'ont pas de relation de phase privilégiée avec le signal. Pour cette raison, en déterminant $|X_q|^2$ selon la méthode indiquée pour le type général, nous évaluerons $|X_{q_0}|^2$ pour chaque discontinuité séparément, et nous ferons la somme de ces valeurs pour avoir la valeur totale.

Une limite inférieure à $|X_0|^2$ (limité) est obtenue en ne considérant que les deux premières discontinuités, dans lesquelles les discontinuités de $\frac{dE}{dt}$ sont $+\alpha$ et $-\alpha$.

$$\text{Alors } |X_0|^2 \text{ limité est } 2 \alpha^2 E_0^2 \int_0^{\frac{\pi}{q_0}}$$

Ceci est un peu plus grand que deux fois $|X_{q_0}|^2$ (sans limiteur). (En pratique $\alpha \ll q_0$).

Si le limiteur ne se sature pas brusquement, mais que la limitation ait lieu graduellement, l'effet sur $|X_q|^2$ reste peu important, d'autant plus que le temps nécessaire pour faire varier $\frac{dE}{dt}$ de α reste petit par rapport à la demi-période du signal : $\frac{\pi}{q_0}$.

Le fait de limiter a donc doublé $|X_{q_0}|^2$, et $\int_0^\infty Q^2 dt$ se trouve aussi doublé dans le circuit à bas décrément, et on entrevoit que dans le cas d'une excitation contenant seulement des discontinuités dans les dérivées supérieures, $|X_{q_0}|^2$ pourra être augmenté beaucoup plus.

Quoique nous n'ayons examiné qu'un cas particulier, en théorie linéaire, ceci suffit pour affirmer qu'une analyse considérable serait nécessaire avant de pouvoir dire avec L. B. Turner (1) qu'en supposant qu'on dispose d'un limiteur approprié, la méthode du limiteur-

1.-L. B. Turner, Outline of wireless.

sélecteur donne une solution, ne fût-ce qu'en théorie, du problème des atmosphériques.

Pour conclure, il nous reste à exprimer nos meilleurs remerciements à MM. Dr. Balth. van der Pol, Jr., Prof. Dr. W. H. Eccles, Prof. Dr. G. I. Taylor, Prof. Dr. C. L. Fortescue, et spécialement à M. Dr. A. Koerts, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu montrer à notre étude, et pour leur critique bienveillante.

Nous devons également beaucoup à M. Mesny, secrétaire de la Société des Amis de la T. S. F., qui a bien voulu nous ouvrir les colonnes de *l'Onde Electrique* pour atteindre la publicité.

Enfin, nous devons la permission, dont nous lui savons gré, de publier cette investigation, à M. A. P. M. Fleming, C. B. E., M. I. E. E., M. Sc. Techn, Director of Research, Metropolitan Vickers Electrical Company Limited, Trafford Park, Manchester.

Note — M. J.-R. Carson nous signale qu'il a traité le même sujet que nous avons étudié ici, dans un article du *Bell System Technical Journal* et devant l'Assemblée générale annuelle de l'Am. Inst. of El. Eng. en juin 1924 (Analyse se trouve dans le J. A. I. E. E., déc. 1924, p. 1145.)

C. R. BURCH et Ir. J. BLOMSTAD

UN POSTE D'ÉMISSION DE 200 K. W. POUR ESSAIS DE TRIODES

Par le Dr Balth. VAN DER POL et K. POSTHUMUS, ingénieur

Le fait que des énergies de très haute fréquence peuvent actuellement être obtenues avec des triodes d'émission à refroidissement à eau, nous a suggéré l'idée de construire un poste d'émission pour l'essai de nouveaux types de triodes.

Ce poste d'émission a les dimensions normales d'une station de 200 kilowatts et possède une antenne artificielle disposant d'une résistance égale à la résistance de rayonnement d'une véritable antenne qu'elle remplace.

Des triodes oscillantes y furent minutieusement mesurées, il y a quelques mois, et nous avons l'intention d'en donner un aperçu succinct ci-après.

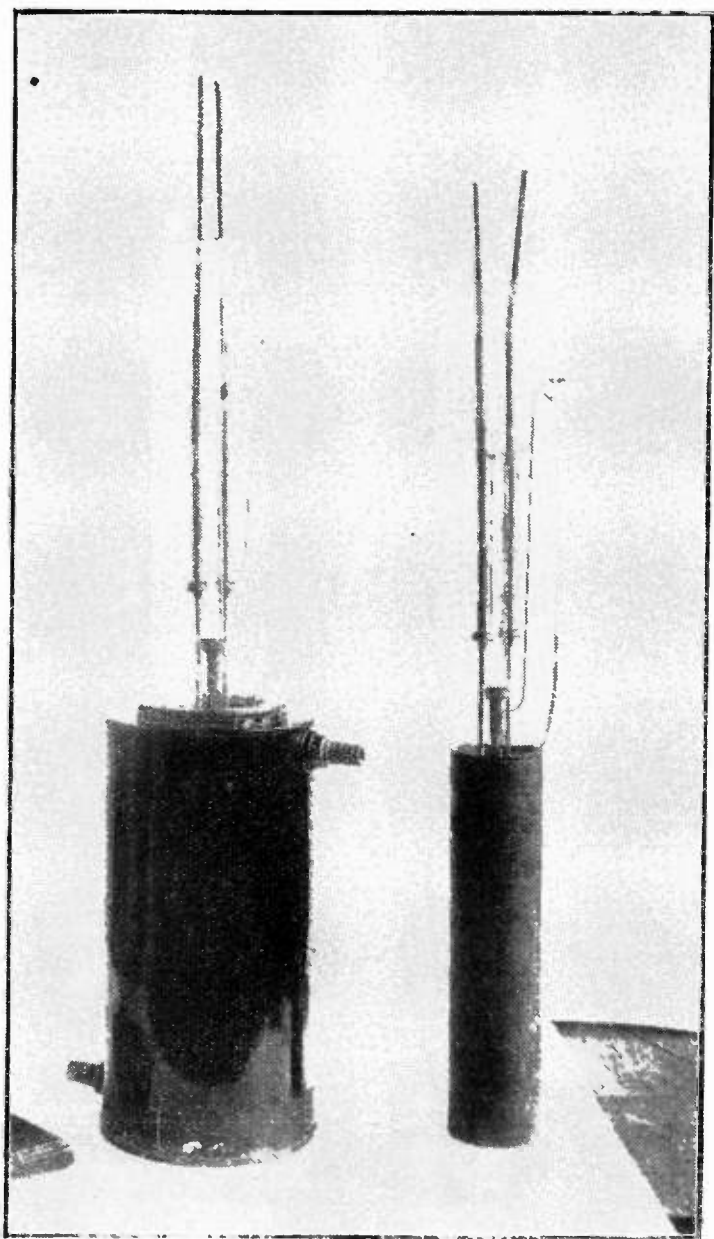


Fig 1.

Avant de décrire l'installation de la station proprement dite, nous citerons quelques particularités du dernier type de triode émettrice métallique à refroidissement à eau, avec lequel toutes les mesures furent effectuées.

Une description d'un type précédent parut déjà en 1923 dans la publication *Sterkstroom* ⁽¹⁾.

La figure 1 représente respectivement l'extérieur d'un tube et le tube lui-même, dont l'anode est entourée d'un réservoir réfrigérant à circulation d'eau. Comme il est indiqué sur la photographie, les deux connexions du filament sortent de la partie supérieure du tube, tandis que la connexion de la grille se trouve sur le côté, ce qui parut essentiel eu égard aux tensions qui peuvent se produire entre la grille et le filament. La connexion de l'anode s'effectue simplement par raccord au réservoir réfrigérant. La hauteur totale de cette triode, depuis l'extrémité inférieure de l'anode jusqu'à l'extrémité supérieure de la partie en verre (à l'exception des tubes capillaires), est de 57 centimètres.

La possibilité de refroidir l'anode par circulation d'eau et, conséquemment, d'atteindre des puissances bien supérieures à celles qui peuvent être réalisées avec des triodes en verre, est due à l'existence d'un scellement possible entre verre et métal, scellement solide, robuste et imperméable à l'air. A cet effet, on a réalisé une anode formée d'un alliage de chrome et de fer, d'une composition ayant sensiblement le même coefficient de dilatation que le verre et donnant lieu à une soudure parfaite entre ce métal et le verre. Les diamètres intérieurs et extérieurs de l'anode sont respectivement de 54 et de 60 millimètres.

A l'intérieur de l'anode, et supportés en leur extrémité supérieure, se trouvent la grille et le filament. La grille comporte un enroulement de fils de tungstène, supporté par des tiges de tungstène.

Le filament cathodique a la forme de deux V montés en parallèle. En leur milieu ces deux V ont des points équipotentiels reliés par un fil de tungstène et ce pour la consolidation du filament. La sortie du filament hors du tube est effectuée à l'aide de petits scellements de ferro-chrome au verre. La tension normale est de 17-18 volts et l'intensité normale du courant de chauffage est d'environ 80 ampères.

Pour éviter l'électrolyse du verre, les conducteurs extérieurs du filament sont en forme de tubes minces, ce qui permet, pendant le fonctionnement de la triode, de refroidir les points de soudure par

⁽¹⁾ Van der Pol, *Sterkstroom* 1, 265 (1923)

soufflage d'air dans ces tubes minces. Il est, du reste, à recommander de refroidir également par soufflage d'air la grande soudure existant entre l'anode et le verre.

Notons que les diodes, qui redressent le courant alternatif du transformateur, sont construites de façon analogue à ces triodes, et possèdent également une anode métallique refroidie par circulation d'eau.

La figure 2 donne les caractéristiques d'une triode métallique pour 8.000, 10.000 et 12 000 volts de tension anodique et ce avec une

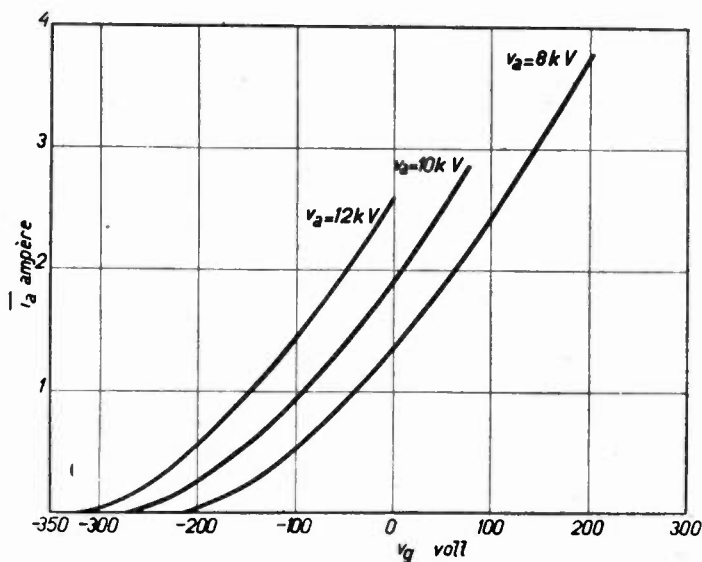


Fig. 2.

dissipation anodique maximum de 30 kilowatts. On en déduit les valeurs suivantes pour le facteur d'amplification g , l'inclinaison S et la résistance interne R_i :

$$g = 40$$

$$S = 13 \text{ m. A. / volt}$$

$$R_i = 3\,000 \text{ ohm.}$$

Nous arrivons maintenant à la description du fonctionnement des triodes sur leurs circuits, qui sont établies en vue d'une grande puissance et d'un grand rendement.

Il est connu qu'une théorie linéaire d'oscillations de triodes donne pour rendement $\eta = 50\%$. Ce rendement peut cependant être augmenté considérablement en étudiant la courbure des courbes

caractéristiques ; l'étude de ces courbes montre que l'on peut effectivement obtenir une excitation pulsatoire, c'est-à-dire une excitation telle que le courant anodique ne passe que pendant une courte durée de la période totale. Cette théorie peut être comprise comme suit :

Une excitation pulsatoire peut très bien être comparée à un pendule, dont la vitesse est, à des intervalles équidistants, augmentée d'une façon discontinue, d'une quantité déterminée u . Le pendule effectue alors, entre deux de ces pulsations, une oscillation amortie. Quand, après une longue durée, le mouvement est devenu

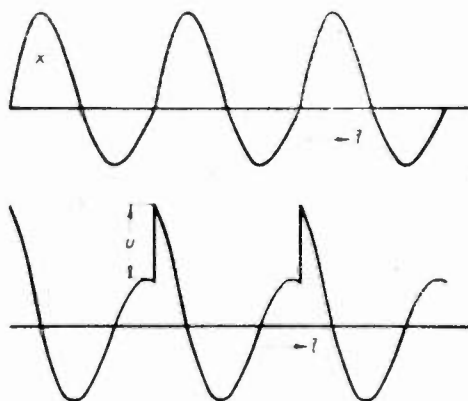


Fig. 3

exactement périodique, comme il appert de la figure 3, la déviation x est une fonction continue, tandis que la vitesse $\dot{x}$ est une fonction discontinue du temps.

L'équation différentielle à laquelle un système analogue correspond est :

$$\frac{d}{dt} + 2\alpha \dot{x} + \omega^2 x = 2\alpha f(t)$$

où $f(t)$ représente des impulsions d'amplitude u données aux intervalles :

$$t = 0, \tau, 2\tau, 3\tau, \dots, n\tau, \dots \text{ etc.}$$

Si on considère, par exemple, la période d'impulsion comme ayant une durée identique à celle de l'oscillation libre, soit :

$$\tau = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}}$$

on trouve alors ⁽¹⁾, pour expression de x , la formule suivante, valable pour la durée d'une seule période :

$$x = \frac{u \sin 2\pi\varepsilon}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} \left(1 - e^{-\frac{2\pi x}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}}} \right)} \cdot e^{-\frac{\alpha}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}} 2\pi\varepsilon}$$

dans laquelle ε représente le laps de temps entre deux impulsions de 0 à 1. On en déduit aussitôt que x à la fin de chaque période τ s'accroît d'une façon discontinue de la quantité u .

Toute l'énergie donnée par les impulsions infiniment courtes u , est transmise au pendule, de sorte que le rendement de cette expérience théorique est représenté par :

$$\eta = 1.$$

On peut obtenir un mouvement semblable avec un triode d'émission, en rendant la grille très négative et en ne laissant passer le courant anodique à travers celle-ci que pendant une courte durée de la période ⁽²⁾. On peut également se figurer que le condensateur de l'antenne reçoit une augmentation de charge à chaque impulsion de courant, après quoi, le système oscille librement pendant la durée d'une période. Mais, pratiquement, la durée de l'impulsion est toujours bien finie, de sorte que le rendement, bien que n'ayant pas pu être

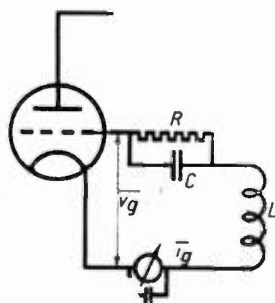


Fig. 4.

porté jusque 100 %, dépasse sensiblement 50 %. Des mesures exactes ont indiqué des rendements allant jusqu'à 87,5 %.

La grille peut être rendue négative par les oscillations et le courant de grille en employant une résistance de grille et un condensateur de grille. (Voir fig. 4.)

⁽¹⁾ Voir p. ex. Karr. *Phys. Zeitschr.* 24, 63, 1923.

⁽²⁾ M. Round a appelé notre attention sur le caractère pratique de cette méthode.

Comme il est impossible de laisser passer un courant continu à travers le condensateur de grille C et que, d'autre part, il ne peut exister une tension continue sur la bobine de réaction L qui, pratiquement, n'a pas de résistance, on détermine la tension moyenne de grille $\bar{V}_g$ par la résistance R , la résistance de grille, et le courant moyen de grille $\bar{i}_g$ par la formule :

$$\bar{V}_g = R \bar{i}_g.$$

Bien qu'un transmetteur à triodes dépende d'une grande quantité de variables qui toutes sont reliées par des équations différentielles, de sorte que pas une ne peut être modifiée sans influencer les autres, on peut cependant, avec quelque approximation, déterminer les oscillations en fonction du temps d'une façon exacte et, de la sorte, acquérir une connaissance générale des phénomènes d'oscillations.

Nous considérerons, à cet effet, les tensions anodiques V_a et la tension de grille V_g comme des fonctions du temps purement sinusoïdales.

Si, pour une première approximation, on considère les caractéristiques i_a, V_g , comme des lignes droites, donc sans courbe à la partie inférieure et tirées avec une inclinaison constante allant de zéro jusqu'à la partie de saturation, la tension anodique V_a , la tension de grille V_g et le courant anodique i_a , pourront être représentés

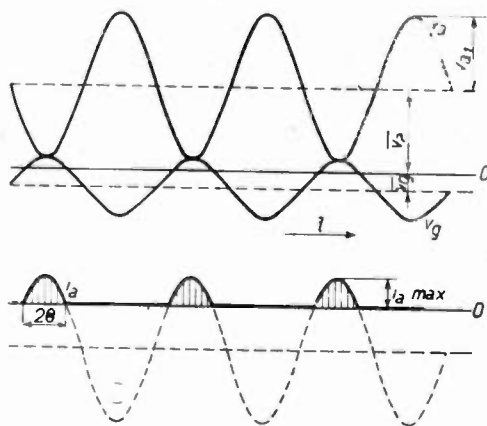


Fig 5.

approximativement par la figure 5. V_a et V_g varieront de façon sinusoïdale autour de leurs valeurs moyennes $\bar{V}_a$ et $\bar{V}_g$, alors que le courant anodique aura la forme des sommets de courbes sinusoïdales.

Au moyen de cette approximation, il est possible de calculer l'énergie primaire fournie W_i , l'énergie secondaire utile W_u , le rendement η , ainsi que le rapport entre le carré du courant anodique moyen et le carré moyen de ce courant, notamment

$$\frac{\bar{i}_a^2}{i_a^2}$$

On trouve ainsi :

$$\left. \begin{aligned} W_i &= \bar{V}_a \cdot \bar{i}_a = \bar{V}_a i_{a \max} \cdot \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi (1 - \cos \theta)} \\ W_u &= \bar{V}_a \cdot \bar{i}_a - \bar{V}_a \bar{i}_a = V_{a1} i_{a \max} \cdot \frac{\theta - \sin \theta \cos \theta}{2\pi (1 - \cos \theta)} \\ \eta &= 1 - \frac{\bar{V}_a \bar{i}_a}{\bar{V}_a \cdot i_a} = \frac{V_{a1}}{\bar{V}_a} \cdot \frac{\theta - \sin \theta \cos \theta}{2(\sin \theta - \theta \cos \theta)} \\ \frac{\bar{i}_a^2}{i_a^2} &= \frac{2(1 - \cos 2\theta) + \theta^2(1 + \cos 2\theta) - 2\theta \sin 2\theta}{4\theta + 2\theta \cos 2\theta - 3 \sin 2\theta} \end{aligned} \right\} \dots (I)$$

dans laquelle V_{a1} représente l'amplitude de la tension alternative anodique et 2θ (voir fig. 5) la partie de la période pendant le passage du courant anodique.

Les courbes de la figure 6 donnent les valeurs de W_i , W_u , η , et

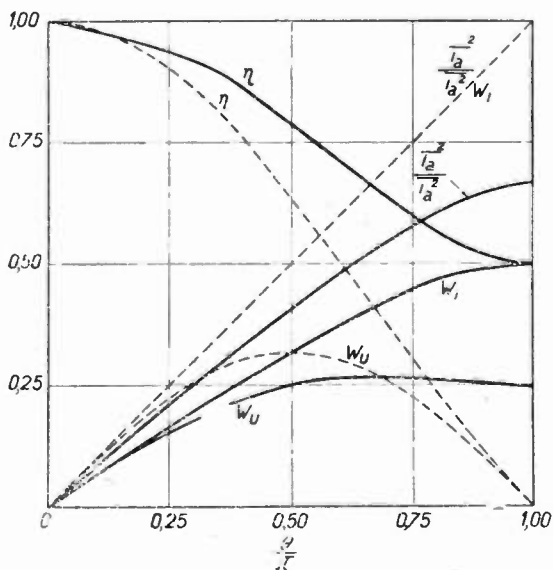


Fig 6.

$\frac{\bar{i}_a^2}{i_a^2}$ en fonction de θ avec omission des facteurs $\bar{V}_a i_{a \max}$, $V_{a1} i_{a \max}$ et $\frac{V_{a1}}{\bar{V}_a}$.

Ceci nous apprend comment, en augmentant θ , l'énergie primaire fournie W_i croît de 0 à 0,5, alors qu'entre les mêmes limites le rendement η diminue de 1 à 0,5, tandis que l'énergie secondaire utile W_u est portée à un maximum. Lorsque le courant anodique ne passe que pendant une petite partie de la période, (1) est simplifié et donne (donc pour $\theta \leq \pi$) :

$$\left. \begin{aligned} W_i &= \bar{V}_a i_{a \max} \cdot \frac{2}{3} \frac{\theta}{\pi} \\ W_u &= V_{a1} i_{a \max} \cdot \frac{2}{3} \frac{\theta}{\pi} \\ \eta &= \frac{V_{a1}}{\bar{V}_a} \left(1 - \frac{\theta^2}{10} \right) \\ \frac{i_a^2}{\bar{i}_a^2} &= \frac{5}{6} \frac{\theta}{\pi} \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

et le rendement, tout comme pour l'expérience avec le pendule, se rapproche de l'unité si, en outre, la tension alternative anodique est rendue égale à la tension continue ($V_{a1} = \bar{V}_a$).

Si, par contre, on donne au courant anodique une forme rectangulaire au lieu de la forme d'une partie de sinusoïde, on obtient en opérant de la même manière :

$$\begin{aligned} W_i &= \bar{V}_a i_{a \max} \cdot \frac{\theta}{\pi} \\ W_u &= V_{a1} i_{a \max} \cdot \frac{\sin \theta}{\pi} \\ \eta &= \frac{V_{a1}}{\bar{V}_a} \cdot \frac{\sin \theta}{\theta} \div \frac{V_{a1}}{\bar{V}_a} \left(1 - \frac{\theta^2}{6} \right) \\ \frac{i_a^2}{\bar{i}_a^2} &= \frac{\theta}{\pi} \end{aligned}$$

ces fonctions sont représentées par un pointillé dans la figure 6.

Nous examinerons maintenant d'un peu plus près le couplage de l'anode (voir fig 7). Lorsque le système oscille sans correction de fréquence, l'on peut considérer le circuit oscillant — qui est relié par une induction mutuelle M au circuit anodique — comme équivalent à la résistance fictive R qui est amenée directement dans le circuit anodique et à laquelle on donne la valeur :

$$R = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{L_1}{Cr}$$

A grands traits, l'on peut donner l'aperçu suivant de l'influence de cet R fictif, qui est déterminé par le couplage de l'anode M.

En série avec la résistance R se trouve la résistance intérieure

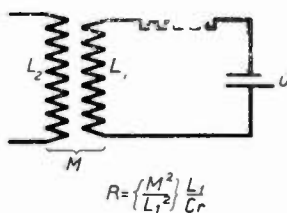


Fig 7.

R_i de la triode, et l'on peut encore supposer dans le circuit anodique une tension alternative gV_i . Si pour une première approximation, on considère cette tension alternative indépendamment du circuit anodique, on obtient : 1° une *énergie secondaire optimum*, si les résistances primaires et secondaires sont égales,

$$R_i = R$$

et 2° un *rendement optimum* si la résistance secondaire est aussi grande que possible par rapport à la résistance primaire :

$$R \gg R_i$$

Les conditions pour l'obtention d'un rendement maximum et d'une énergie secondaire maximum utile, sont donc différentes et dans la pratique on prend un compromis.

La figure 8 représente quelques mesures effectuées avec $\bar{V}_a = 10.000$ volts, dans lesquelles tous les paramètres, à l'exception du couplage de l'anode (exprimé par le nombre de tours d'une bobine de couplage), furent tenus invariables.

Nous apprenons ainsi comment en augmentant le couplage de l'anode, le courant moyen anodique $\bar{i}_a$ diminue continuellement alors que le courant d'antenne i_{ant} présente un maximum. Par suite de l'accroissement du couplage anodique, le rendement augmente d'abord par une forte inclinaison et, d'après l'aperçu précité, devrait continuer à augmenter, mais, en réalité, il atteint un maximum d'environ 80 % pour diminuer ensuite. Nous croyons que cette diminution est imputable au fait que la tension anodique alternative V_{a1} est plus grande que la tension anodique continue $\bar{V}_a$, ce qui rend l'anode momentanément négative pendant chaque période

et le courant anodique est coupé chaque fois au milieu de son parcours. Ces circonstances diffèrent donc sensiblement ici de celles que nous avons considérées plus haut. En effet, l'action négative de la tension anodique a pu être constatée à l'aide d'une diode isolée, dont le

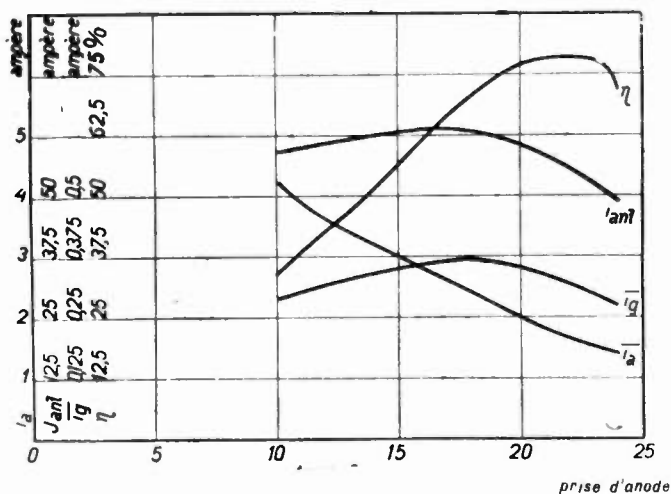


Fig 8

filament était relié à l'anode de la triode, et dont l'anode était reliée au filament de la triode. L'anode de la triode devient négative au moment où le courant s'échappe de la diode.

A l'aide d'une diode, et de façon similaire, on a pu constater (comme indiqué dans la figure 5) qu'avec une bonne mise au point, le minimum de la tension anodique momentanée devient environ égal au maximum de la tension de grille momentanée, donc

$$\bar{V}_g - V_{a1} = V_{g1} - |\bar{V}|$$

où $\bar{V}_g$ représente l'amplitude de la tension de grille.

L'amplitude des oscillations est donc déterminée ici par les courants de grilles, et comme ceux-ci — grâce à l'émission secondaire d'électrons de l'anode — augmentent soudainement dans de grandes limites aussitôt que la tension de grille est momentanément plus élevée que les tensions anodiques, on peut dire que c'est l'émission secondaire d'électrons de l'anode qui détermine l'amplitude des oscillations.

Pour déterminer l'énergie secondaire utile et, par conséquent, celle du rendement, on a, comme de juste, mesuré le courant dans l'antenne artificielle et ce avec un ampère mètre thermo-élec-

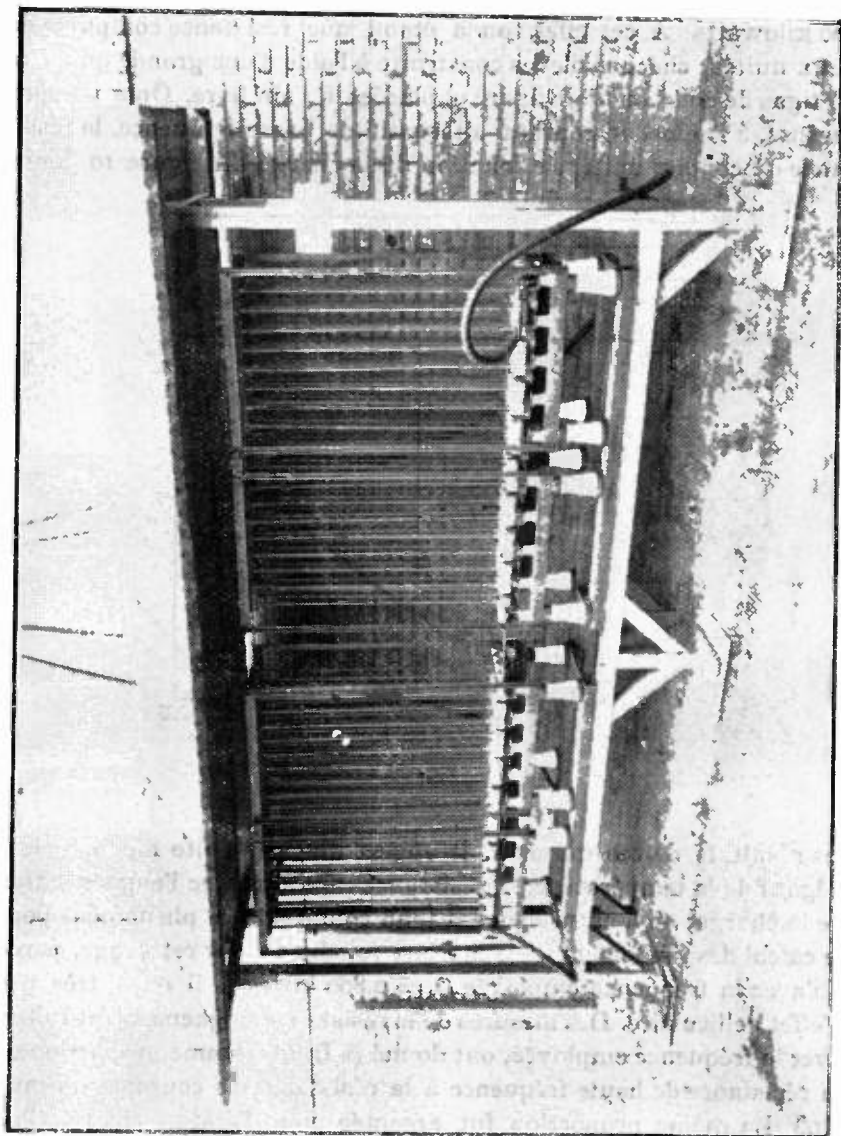


Fig 9

trique de haute fréquence (Chauvin et Arnoux). Pour permettre de calculer la puissance fournie, il était naturellement nécessaire de connaître la résistance exacte de l'antenne artificielle et, de plus, cette résistance de l'antenne devait pouvoir dissiper des puissances de 200 kilowatts. A cet effet, on a établi une résistance composée de deux unités; chacune d'elles construite à l'aide d'une grande quantité de tiges de charbon (voir figure 9) placées à l'air libre. On a d'abord mesuré, à l'aide d'un courant alternatif de basse fréquence, la résistance de chaque unité en fonction de la charge. La figure 10 donne

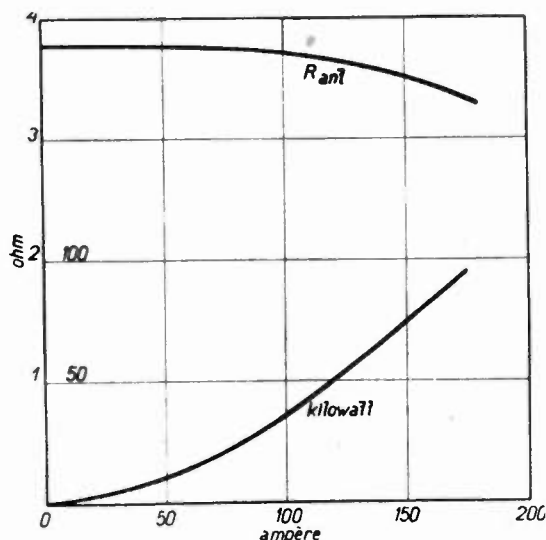


Fig. 10.

les résultats de ces mesures. Il appert que par suite du coefficient négatif de la température, la résistance diminue avec l'augmentation de la charge; on a naturellement tenu compte de ce phénomène pour le calcul des rendements. Le charbon fut choisi pour cet usage, parce qu'avec la fréquence employée ($\lambda = 2\,800$ mètres), il offre très peu d'effet pelliculaire. Des mesures de la résistance soigneusement faites, avec la fréquence employée, ont donné (à froid) comme proportion de la résistance de haute fréquence à la résistance du courant continu : 1,06. La même proportion fut acceptée pour l'état à chaud. Chacune des unités a une résistance de haute fréquence d'environ 3,8 ohms. Donc, avec des enchainements en série et en parallèle, on a obtenu des résistances d'antenne variant de 1,9 jusqu'à 7,6 ohms.

Naturellement il y a aussi des pertes dans le condensateur de

l'antenne et dans l'inductance de l'antenne, mais on n'en a pas tenu compte dans le calcul du rendement, de sorte que les données de la valeur η représentent toujours une limite minimum.

Dans la figure 11, le courant d'antenne et le courant moyen anodique sont indiqués, pour deux valeurs du couplage de réaction,

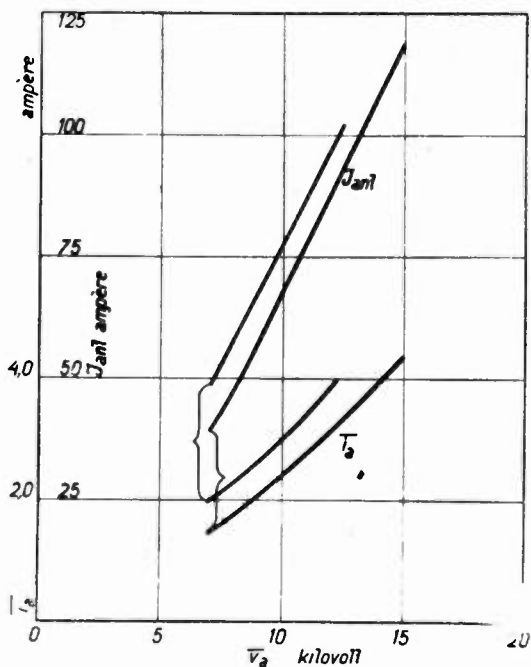


Fig. 11

comme fonction de la tension anodique, alors que tous les autres paramètres ont été laissés invariables.

De même, dans la figure 12, l'énergie primaire fournie W_p , l'énergie secondaire utile W_u et le rendement η , sont représentés (à nouveau pour deux valeurs du couplage de réaction) en fonction de la tension anodique V_a . Nous en déduisons que, par exemple, avec une tension anodique de 15 000 volts, une triode consomme environ 65 kilowatts, dont 50 kilowatts sont convertis en énergie de haute fréquence. Il apparaît, d'autre part, de cette figure, qu'il est nécessaire d'avoir un nouveau couplage de réaction avec chaque tension anodique. On est arrivé à de bons résultats en syntonisant la bobine de réaction dans le circuit de grille, à l'aide d'un condensateur variable à huile.

Toutefois, lorsque ce circuit de grille fut syntonisé sur la double

fréquence du circuit anodique, toutes les courbes des courants et tensions montrèrent une inclinaison très rapide, comme le démontrent les courbes de la figure 13, où I_{ani} , i_a^2 et i_a , sont représentés comme fonction de la longueur d'onde même du circuit de grille. Cette inclinaison rapide pouvait cependant être modifiée en intercalant dans le

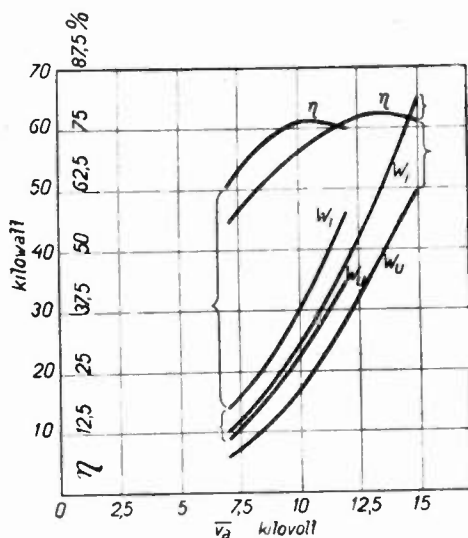


Fig. 12

circuit d'oscillation de la grille, une résistance constituée de lampes à incandescence ayant au total 30 ohms.

Toutes les mesures dont il a été question jusqu'ici ont été faites

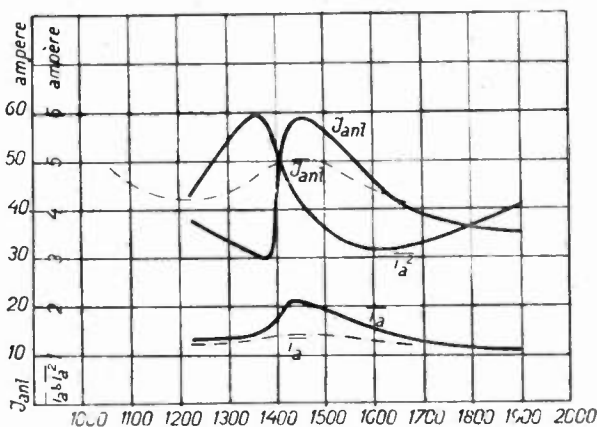


Fig. 13.

avec une seule triode. Des mesures de contrôle des pertes anodiques, faites à l'aide de l'élévation de la température de l'eau de refroidissement ont confirmé les mesures précédentes à 1 % près.

La figure 14 donne le schéma général des connexions de l'installation complète. La tension alternative à six phases du transformateur

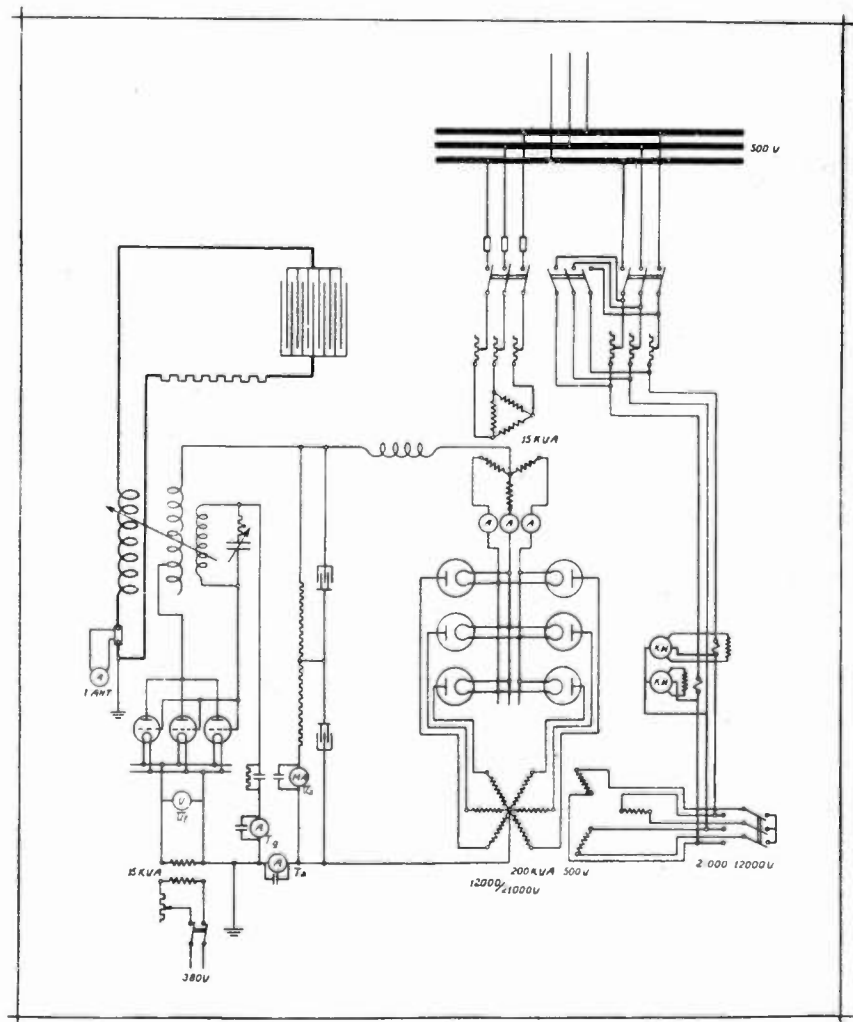


Fig. 14

de 12.000 à 21.000 volts (pouvant être commuté au primaire en étoile ou triangle) est redressée à l'aide de six diodes à refroidissement à eau. La tension redressée peut être modifiée à l'aide d'une résistance à eau triphasée, que l'on a préalablement intercalée dans

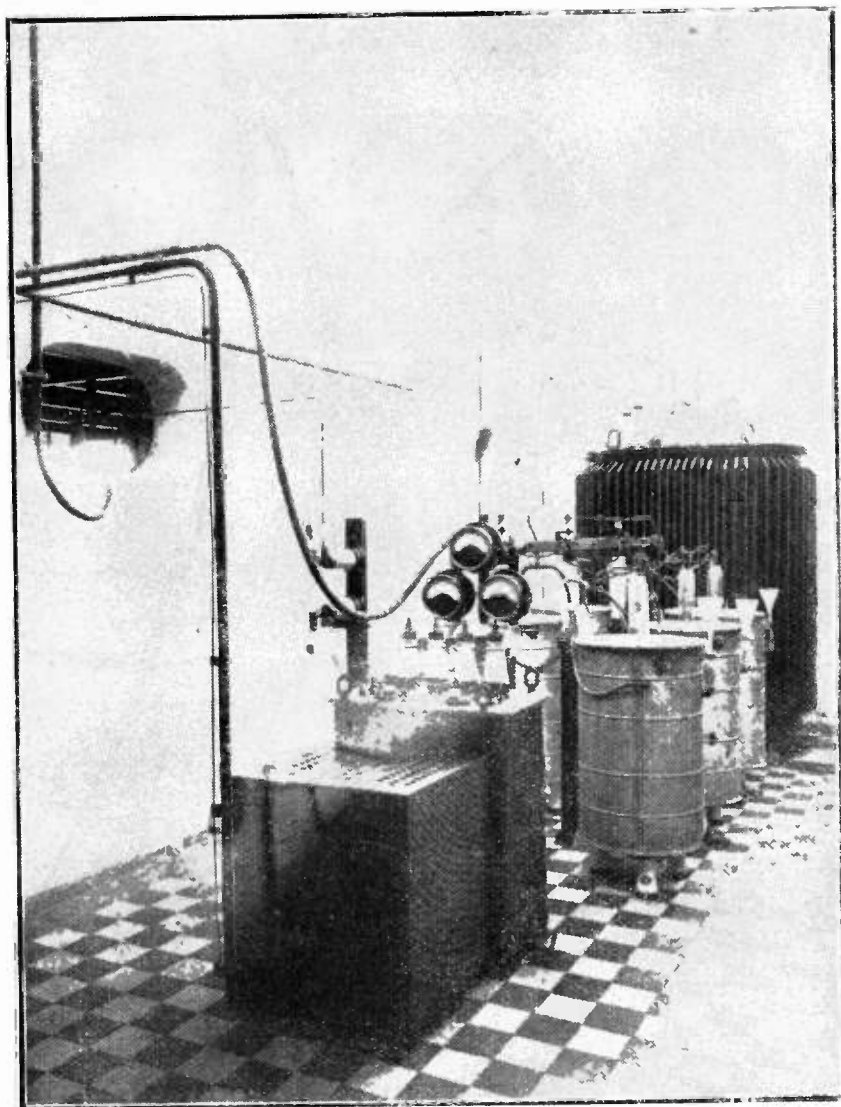


Fig 15

le circuit primaire du transformateur. Cette tension continue alimente les quatre triodes connectées en parallèle et qui travaillent avec couplage de réaction, donc sans excitation séparée. L'antenne artificielle est reliée inductivement avec le circuit des triodes, de sorte qu'elle ne se trouve pas sous une haute tension continue.

La figure 15 donne la photographie de l'installation de redres-

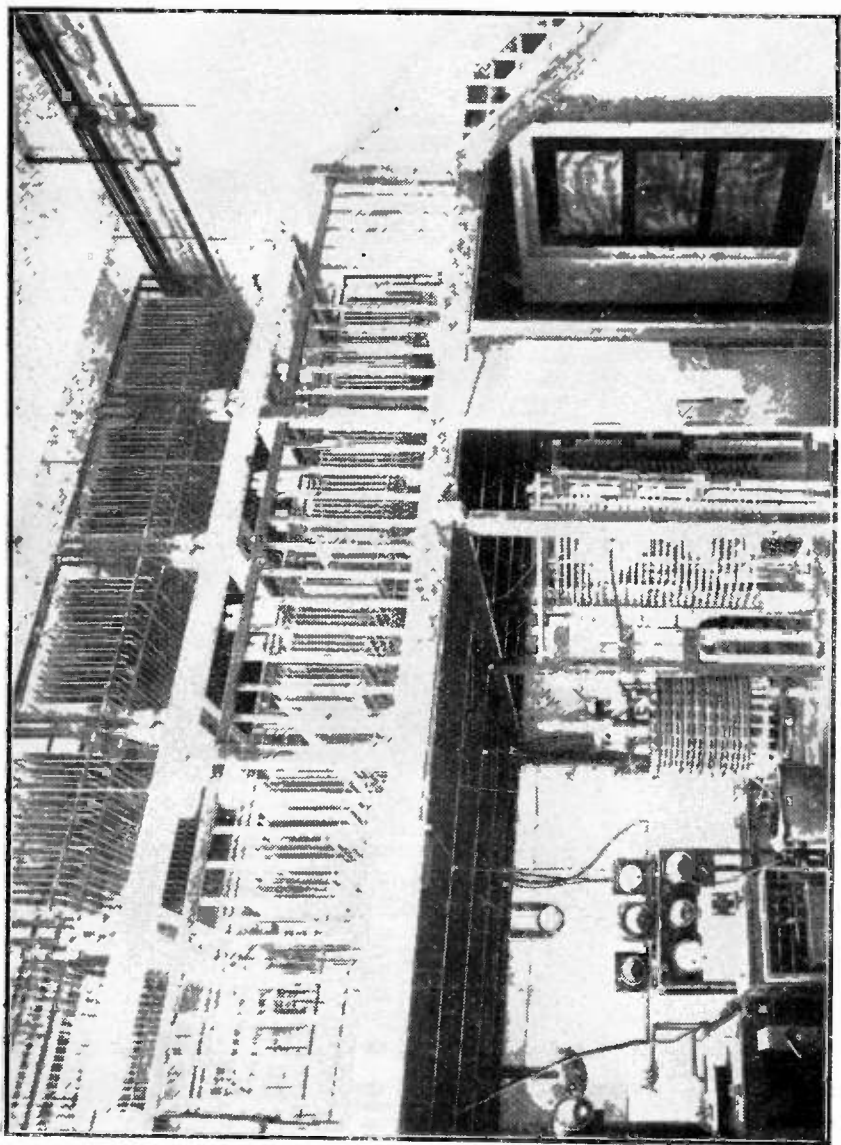


Fig. 16.

seurs, et la figure 16 un aperçu de la haute fréquence du poste d'émission. Sur la galerie on aperçoit le grand condensateur d'antenne, à droite la self induction de l'antenne, et au milieu les quatre triodes qui sont refroidies à l'aide de tuyaux en caoutchouc enroulés sur un châssis en bois.

Pour finir nous citerons quelques données numériques. La self-induction de l'antenne atteint $0,22 \cdot 10^6$ centimètres. La capacité de l'antenne est d'environ 8.000 centimètres. Le coefficient d'induction mutuelle entre l'antenne et le circuit anodique est établi à $0,097 \cdot 10^6$ centimètres pour l'emploi de quatre triodes. Le coefficient d'induction mutuelle entre l'antenne et la bobine de réaction est de $0,030 \cdot 10^6$ centimètres. L'amplitude de la tension anodique est, en outre, $\frac{0,097 \cdot 10^6}{0,030 \cdot 10^6} =$ environ trois fois l'amplitude de la tension de grille. La résistance de l'antenne est environ 7,5 ohms, la résistance du circuit de la grille, constituée par des lampes à incandescence à filament de carbone, a une résistance de 1.800 ohms. La tension anodique moyenne est de 13.500 volts et le courant anodique moyen, 13 ampères, ce qui correspond à une puissance efficace de 175 kilowatts. La tension sur les filaments incandescents, montés en parallèle, des quatre triodes est de 18 volts et le courant total d'incandescence, de 320 ampères. Le courant moyen de grille est de 1,5 ampères, de sorte que les grilles sont en moyenne de $1,5 \times 1800 = 2.700$ volts négatifs. La tension maximum momentanée entre la grille et l'anode est d'environ 33 000 volts. Les valeurs énumérées correspondent à un fonctionnement pratique. Nous sommes cependant parvenus à faire fonctionner les quatre tubes avec 15 000 volts et à obtenir ainsi un courant anodique moyen de 17 ampères, donc avec une énergie primaire fournie de 255 kilowatts et une énergie secondaire utile de 190 kilowatts.

Chaque tube séparé peut fonctionner avec 17.500 volts, fonctionnement au cours duquel on relève une puissance de 72 kilowatts, dont 55 kilowatts sont rendus.

Les dernières valeurs énumérées représentent les valeurs obtenues avec un seul réglage de tous les paramètres.

Les courbes nous montrent cependant qu'avec un courant anodique constant, on peut, en modifiant le couplage de réaction, faire varier dans des limites très grandes l'énergie primaire, l'énergie secondaire, ainsi que le rendement. Le rendement anodique maximum obtenu fut de 87,5°.

Laboratoire de physique de S. A. Philips Radio.
EINDHOVEN (Hollande).

UN PROCÉDÉ DE CHAUFFAGE DES FILAMENTS DE LAMPES TRIODES PAR LE COURANT ALTERNATIF DU SECTEUR ⁽¹⁾

Par G. BEAUVAIS.

L'alimentation des appareils utilisant des triodes par le courant alternatif du secteur comprend en réalité deux problèmes : l'alimentation des circuits plaque et le chauffage des filaments.

Le premier problème est maintenant complètement résolu : on redresse le courant à l'aide de valves, ce qui permet de charger des condensateurs : ce sont ces condensateurs chargés que l'on doit considérer comme la source d'énergie alimentant les circuits plaque. Naturellement, pour éviter que les variations inévitables de tension que subissent ces condensateurs chargés par à-coup ne viennent

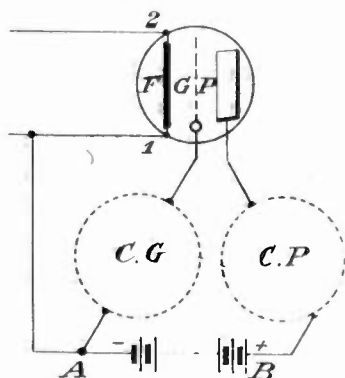


Fig. 1.

troubler la réception, on interpose entre ces condensateurs et l'endroit où l'on utilise leur tension des filtres convenables consistant en selfs et en capacités.

Les perturbations provenant du chauffage des filaments par le courant alternatif sont de deux natures :

1° Tout d'abord le courant de chauffage change constamment d'intensité et il en résulte des variations de température du filament : ce qui entraîne des variations de l'émission électronique. On tourne

(¹) Communication faite à la S. A. T. S. F., séance du 18 mars 1925

cette difficulté en employant des triodes convenables dont la capacité calorifique du filament est telle qu'elle s'oppose par inertie aux variations de température dues au fait d'un chauffage en alternatif;

2° Un second genre de perturbation provient du fait que la polarité du filament change à chaque alternance. On s'efforce justement par les montages dont le principe est exposé ci-dessous de réduire au minimum les perturbations de cette nature.

Considérons (fig. 1) sous sa forme la plus générale un élément d'appareil utilisant une lampe triode : cet élément comporte un circuit grille schématisé en CG qui transmet à l'espace filament-grille de la triode les tensions à amplifier, il comprend également un circuit plaque-filament schématisé en CP qui reçoit les variations de courant filament-plaque provoqués par les variations de tension filament-grille. Ces deux circuits ont un point commun A réuni à une des extrémités du filament et une batterie de plaque dont l'extrémité négative est confondue avec A, et qui fournit au circuit plaque la tension convenable au fonctionnement de l'appareil.

Lorsque le filament de la triode est alimenté en courant continu, le pôle négatif de chauffage est réuni toujours à la même extrémité 1 ou 2 du filament : il s'ensuit que la polarité du point A commun aux deux circuits grille et plaque est la même, et l'on sait que le réglage de l'appareil et son fonctionnement est fonction de cette polarité.

Lorsque le filament est alimenté en alternatif, la polarité du point A change à chaque alternance, ce que l'on peut exprimer en disant que la tension du point A par rapport au pôle négatif du filament varie constamment de 0 à v volts si v volts est la tension de chauffage du filament

La tension du point B au contraire, extrémité positive de la batterie de tension plaque, varie de la même manière de V volts à $V + v$ volts si V volts est la valeur de cette tension plaque; elle varie donc en valeur relative de $\frac{v}{V}$, rapport qui ne peut être que de quelques pour cent, tandis que la variation relative de tension du point A est celle de 100 %.

On s'est demandé s'il ne serait pas possible de profiter de cette quasi stabilité de tension du point B par rapport au négatif *actuel* du filament pour fixer la tension moyenne de la grille.

Pour cela, interposons (fig. 2) entre le circuit CG et la grille de la lampe un condensateur C, et réunissons cette grille au point B par l'intermédiaire d'une résistance de grande valeur R. La grille va tendre à prendre le potentiel du point B; mais au fur et à mesure que

potentiel entre le filament et la grille est petite et que celle-ci débite peu.

Si nous alimentons maintenant le filament en alternatif, nous avons vu que nous devons considérer que la différence de potentiel entre le point B et le pôle négatif du filament varie constamment entre V valeur de la tension plaque et $V + v$ où v est la tension de chauffage du filament, c'est-à-dire que le point figuratif de la tension du point B par rapport au négatif du filament oscille constamment entre M et M' (dont l'abscisse est $V + v$). Dans ces conditions, la droite Mz se déplace continuellement entre Mz et Mz', le point figurant l'état électrique de la grille oscille sur l'élément de courbe PP', c'est-à-dire que son potentiel par rapport au pôle négatif du filament oscille entre Op et Op'.

Calculons pp' .

Appelons α l'angle OMz et β l'angle de PP' avec OX, on a :

$$pp' = PP' \cos \beta$$

si P'Q est la distance des deux droites Mz et Mz', on a :

$$P'Q = MM' \sin \alpha$$

et comme

$$PP' = \frac{P'Q}{\sin(\alpha + \beta)}$$

on a :

$$pp' = MM' \frac{\sin \alpha \cos \beta}{\sin(\alpha + \beta)}$$

or, l'angle α est petit puisque $\operatorname{tg} \alpha = \frac{I}{R}$ et qu'on a dit que R était très grand, donc on a :

$$\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha = \frac{I}{R}.$$

L'angle β est beaucoup plus grand, car la courbe caractéristique se relève très vite, donc on a $\alpha + \beta$ très peu différent de β et par suite :

$$pp' = MM' \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}$$

posons par symétrie $\operatorname{tg} \beta = \frac{I}{R'}$ où R' est la résistance de l'espace filament-grille au point P de la courbe, il vient :

$$pp' = MM' \left(\frac{R}{R'} \right)$$

Si nous prenons pour R 100 mégohms et que R' soit de 1 mégohm on a :

$$pp' = MM' \frac{I}{100}$$

L'expression précédente montre donc que lorsque le filament est chauffé par du courant alternatif, la différence de potentiel entre la

grille et le pôle négatif actuel du filament qui aurait varié du nombre de volts nécessaire au chauffage dans le montage de la figure 1, ne varie plus que d'une très petite fraction de cette valeur (1/100 par exemple) grâce à la disposition schématisée par la figure 2.

Bien entendu, dans le montage de la figure 2, on peut, en choisissant pour C des valeurs convenables, mettre en évidence ou non des effets de détection dans la lampe triode figurée.

Applications. — Nous avons tenté avec succès l'application du principe exposé ci-dessus à un grand nombre de montages comprenant tant des détections que des amplifications en haute ou en basse fréquence.

Si on ne détruit pas toute perturbation due au secteur, du moins on réduit cette perturbation dans des proportions tellement considérables qu'elle ne devient plus gênante.

Bien entendu, il faut employer des lampes possédant des filaments ayant une inertie calorifique suffisante, telles que des lampes

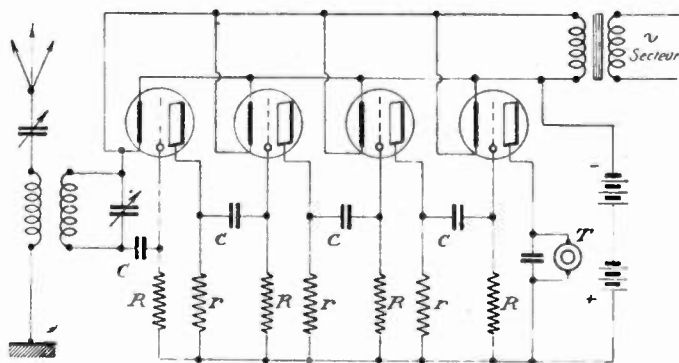


Fig. 4.

dites à « gros filament », pour que l'émission électronique reste pratiquement constante malgré le chauffage desdits filaments par du courant alternatif.

Voici, à titre d'exemple, comment on peut équiper un amplificateur haute fréquence à résistances (fig. 4).

Dans le schéma donné on a omis volontairement, pour la clarté du dessin, de représenter le compensateur servant à la réaction électrostatique. On voit que ce montage ne diffère des amplificateurs classiques qu'en ce que les résistances de fuite sont placées non entre la grille et le pôle positif de la batterie de chauffage, mais entre les grilles et le pôle positif de tension plaque.

Il faut naturellement augmenter considérablement la valeur de

ces résistances de fuite, par exemple leur donner des valeurs comprises entre 50 et 100 mégohms, le reste de l'amplificateur restant identique aux amplificateurs classiques.

On réaliserait avec la même facilité la modification permettant l'emploi de l'alimentation par le secteur d'autres appareils. Voici, à titre d'exemple, l'application à la détectrice à réaction classique suivie d'une basse fréquence à transformateur (fig. 5).

On peut toujours par la même méthode réaliser assez facilement des amplificateurs basse fréquence soit à transformateurs, soit à résistances. Bien entendu, dans tous ces montages on peut remplacer la batterie de tension plaque par une alimentation des circuits

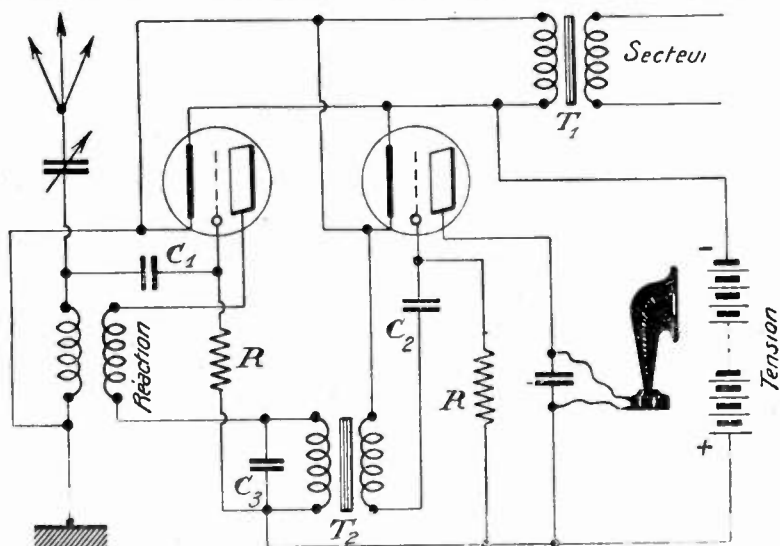


Fig. 5

plaque par de l'alternatif redressé et convenablement filtré suivant les procédés classiques.

On arrive ainsi à avoir des appareils qui sont alimentés entièrement par le secteur, et nous avons pu réaliser ainsi tant des appareils récepteurs de T. S. F. que des amplificateurs basse fréquence téléphonique. Citons un amplificateur suffisamment sensible pour amplifier et rendre audible le courant microphonique très faible produit par un microphone dissimulé dans une pièce dans laquelle parlent des personnes dont on veut surprendre la conversation; et citons également un amplificateur puissant permettant d'actionner un fort haut-parleur Gaumont à partir, soit d'une réception de T. S. F., soit d'un courant microphonique.

Georges BEAUVAIS.

PERFECTIONNEMENT AUX CONDENSATEURS A CAPACITÉ VARIABLE

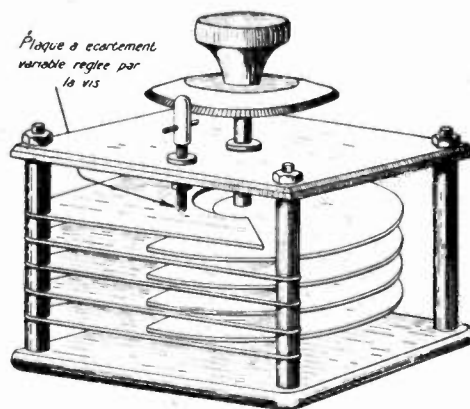
Par F. CHARRON

Docteur ès Sciences, Professeur à la Faculté d'Angers.

Les condensateurs dits « à vernier » sont indispensables pour la recherche des postes à courtes longueurs d'onde. On peut cependant adresser aux systèmes habituels une critique : appelons C la capacité du condensateur principal. Δc la variation secondaire de capacité produite par la rotation d'une division du vernier.

Le rapport $\frac{C}{\Delta c}$ caractérise ce qu'on est convenu d'appeler la souplesse du réglage ; plus il est grand, plus le réglage est progressif.

Or, dans les condensateurs ordinaires à vernier, Δc est indépendant de C . Si donc C est très grand, le réglage est très progressif, mais si



les circonstances amènent le condensateur sur une capacité principale C quasi nulle, il n'y a presque pas de tolérance, le petit condensateur d'appoint fait tout à lui seul.

Remarquons bien que les systèmes à lames de contour spiraloïde ne résolvent pas la question. Il faut un dispositif qui modifie le pouvoir correcteur du vernier, en même temps que la capacité principale, jusqu'à l'annuler quand le condensateur est lui-même au zéro.

Ceci peut s'obtenir très simplement. Soit, en effet, un conden-

sateur ordinaire, la première lame fixe du côté du bouton, au lieu d'être tenu rigidement, en trois ou quatre points de son contour, est rendue libre du côté de l'entrée du faisceau mobile. Elle est légèrement cambrée, de manière à s'écarter des autres. Une vis qui traverse une douille filetée, montée sur le flasque, et qui peut être manœuvrée à distance avec un bâton d'ébonite, vient appuyer, par sa pointe mousse, sur la lame élastique, la rapproche plus ou moins de la lame consécutive, et modifie ainsi légèrement la capacité du condensateur.

Un épaulement de la vis vient buter contre l'écrou, de manière qu'il soit impossible de trop rapprocher la lame élastique et de créer un court-circuit avec ses voisins.

Or, remarquons ici que cette variation de capacité ne porte que sur la portion de la lame élastique qui recouvre la lame mobile, c'est-à-dire précisément sur une surface à peu près proportionnelle à la capacité principale.

Il résulte d'ailleurs, de la description, que l'appareil est facile à construire, moins coûteux que les systèmes à axes creux, et qu'il ne présente pas, comme ces derniers, certains inconvénients, tels que l'entraînement fortuit d'un axe par l'autre.

Les postes munis de ce condensateur se signalent par un réglage remarquablement facile sur toutes les longueurs d'onde, même les plus courtes et dans toutes les circonstances.

Cet appareil est réalisé par M. Gody, constructeur à Amboise.

F. CHARRON.

Union Radiotélégraphique Scientifique Internationale

Diagramme des champs électriques mesurés à Meudon pendant le premier trimestre 1925.

Les diagrammes ci-contre donnent les champs électriques, en microvolts par mètre, de Bordeaux (LY), Nantes (UA), Rocky-Point (WQL), Rome (IDO) et Leafield (GBL). Ces éléments ont été mesurés

à Meudon par la méthode indiquée au n° 1 de *l'Onde Électrique* (janvier 1922).

Les résultats des mesures précédentes sont contenus dans les numéros 10, 17, 22, 25, 31, 35 et 36.

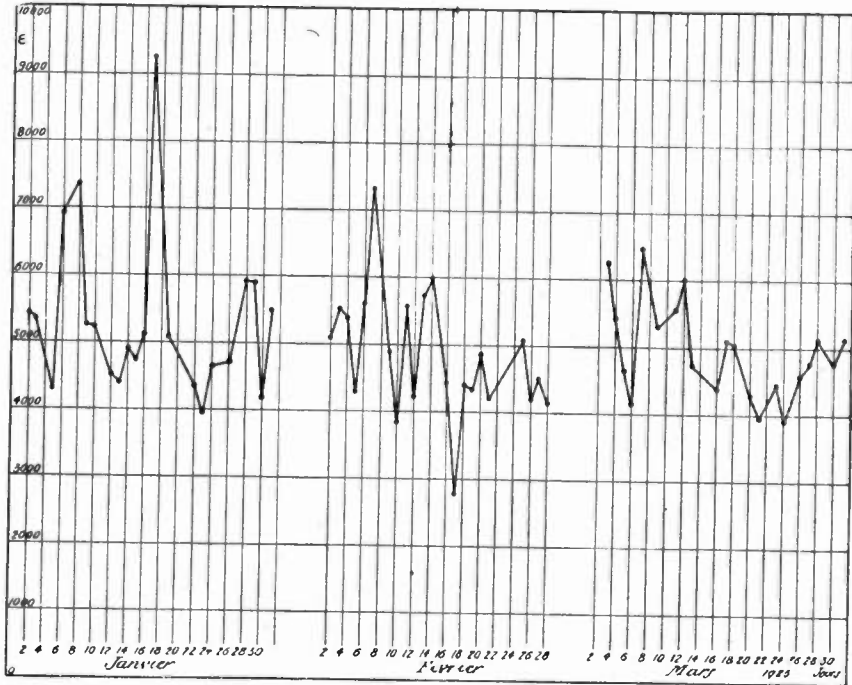


Fig. 1. — Lafayette (LY) $\lambda = 18\ 900^m$ $I_m = 4^{\circ}0_A$

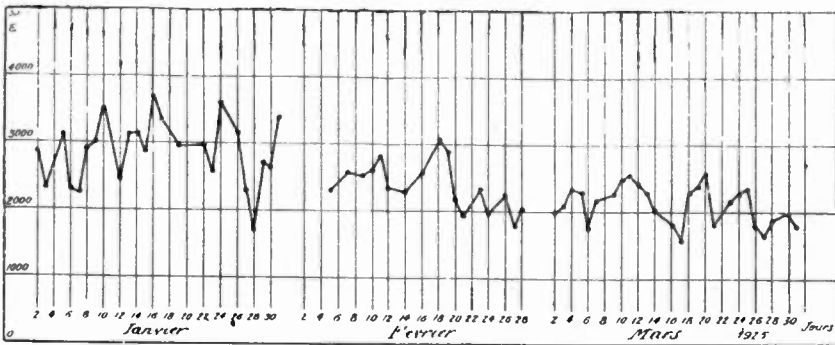


Fig. 2. — Nantes (UA) $\lambda = 9.000^m$ $I_m = 2^{\circ}0_A$

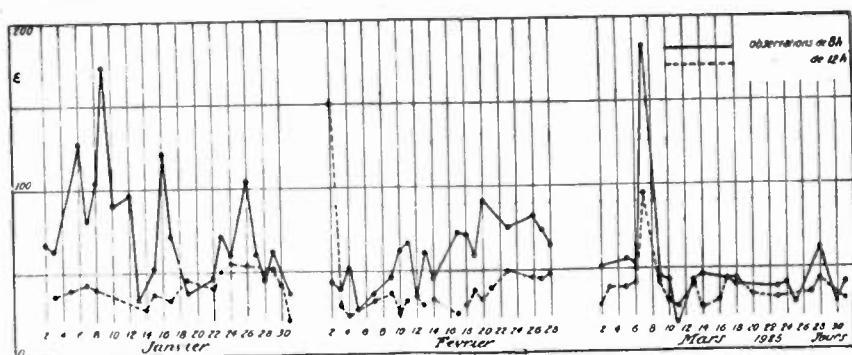


Fig. 3 — Rocky Point (WQL) $\lambda = 17.610^m$ $I_m = 680A.$

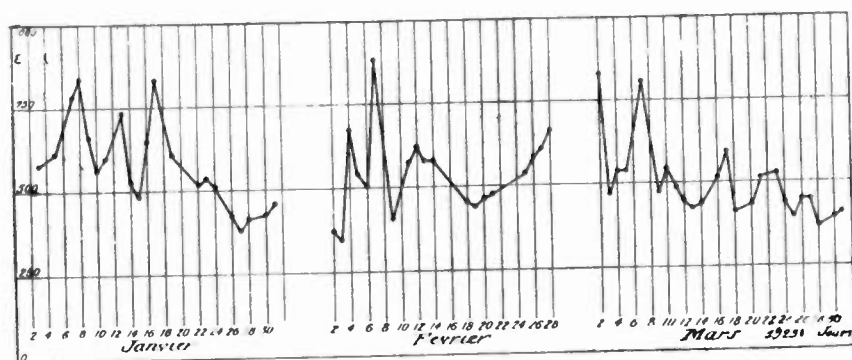


Fig. 4. — Rome (IDO) $\lambda = 10.850^m$ $I_m = 100A.$

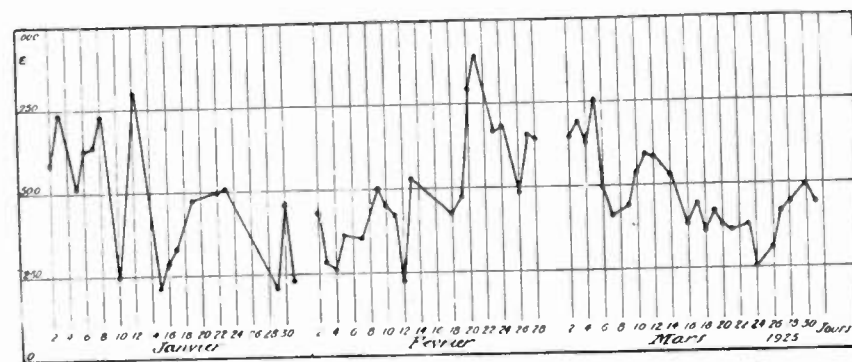


Fig 5 — Leaceld (GBL) $\lambda = 12.350^m$ $I_m = 210A.$

CHRONIQUE DU MOIS

COURS DE RADIOTÉLÉGRAPHIE DU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS (ANNÉE 1925)

Ce cours a compris :

28 conférences, 2 conférences expérimentales, 18 séances de travaux pratiques (pour chaque série d'élèves), 37 séances de lecture au son (pour chaque série).

125 élèves étaient inscrits pour suivre les travaux pratiques, 55 élèves ont demandé à subir l'examen.

L'examen de lecture au son a eu lieu le samedi 11 juillet 1925 (examen éliminatoire).

L'examen théorique écrit a eu lieu le vendredi 17 juillet 1925.

Après ces deux épreuves, 18 élèves ont été admis définitivement et 3 remis à octobre.

L'examen théorique oral a eu lieu le lundi 20 juillet 1925.

Après ce dernier examen, 19 nouveaux élèves ont été admis définitivement et 5 remis à octobre.

En résumé 37 élèves sont définitivement admis, ce sont :

MM. Vidrequin, Collette, Rossi, de Ligni, Baranger, Denys Jacques, Péchard, De Barro, Fronfroide de Lafon, Laforgue, Petit, Berthon, de Bise, Charolles, Deuber, Garès, Kazmine, Mathieu, Nossol, Nadai, Ortiz, Pettex, Reich, Zirnheld, Camus, Chosson Jean, Neveux, Sauce, Suquet, Denis Robert, Meyer, Wulfart, Gaudin. Wandrusch, Seguin, Sorret, Spiquel.

8 élèves sont remis à octobre pour une épreuve théorique, ce sont :

MM. Bouchoux, Bilon, Chatagnon, Chosson Marcel, Denis Lucien, Joligard, Langlois, Samoilenko.

Ajoutons que la collection des cours, retardée par la remise des manuscrits à notre éditeur, est maintenant complètement publiée.

Dans la nomenclature de ces cours, celui de M. Jouaust prend le numéro 4, le cours de M. Clavier terminant la série avec le numéro 5.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Examens de radiotélégraphistes. Dispenses d'âge. — L'Administration des P. T. T. a décidé que des dispenses d'âge pourraient être accordées aux candidats aux examens pour l'obtention des certificats prévus par l'arrêté du 16 novembre 1923 dans les conditions suivantes :

1^o Le candidat devra atteindre l'âge de 17 ans au cours de l'année de l'examen comptée jusqu'au 31 décembre inclus.

2^o Le certificat sera délivré à la date à laquelle le candidat aura atteint l'âge de 17 ans.

Ces nouvelles dispositions entreront en vigueur dès réception de la présente lettre.

Recrutement de Sapeurs télégraphistes. — Les jeunes gens du 2^e contingent de la classe 1925 qui désirent faire leur service militaire dans un corps de troupe de Sapeurs télégraphistes doivent adresser une demande au Général commandant la brigade de télégraphistes, 51 bis, boulevard Latour-Maubourg, Paris.

Il est extrêmement important de prendre note que les demandes d'incorporation doivent parvenir à l'adresse ci-dessus avant le 25 août. Celles reçues après cette date ne pourront être prises en considération qu'à titre tout à fait exceptionnel.

Les régiments et bataillons de Sapeurs télégraphistes sont les suivants :

8^e Génie (Tours, Mont-Valérien, Toulouse), 18^e Génie (Nancy, Lille, Grenoble), 41^e Bataillon, à Rabat (Maroc), 42^e et 44^e Bataillons, à l'Armée du Rhin, 43^e Bataillon, à l'Armée du Levant, 45^e Bataillon à Alger (Hussein Dey).

Le recrutement a seul qualité pour affecter les futurs sapeurs à l'un ou à l'autre de ces corps de troupe.

Les jeunes gens qui n'ont pas de motifs spéciaux pour être affectés à proximité de leur résidence (jeunes

gens mariés avec enfants, jeunes gens particulièrement bien classés aux épreuves du B. P. M. E.) sont envoyés d'autant plus loin de cette résidence qu'ils ont moins de frères ou de sœurs.

Par exception le 43^e bataillon (Levant) n'incorpore pas directement les jeunes soldats. Les désignations pour ce bataillon sont faites uniquement d'après le tour de départ aux théâtres d'opérations extérieurs.

Avis de Concours. — Par arrêté du Sous-Secrétaire d'Etat de l'Aéronautique et des Transports aériens, le concours pour l'emploi d'inspecteur radioélectricien qui devait avoir lieu les 9 et 10 juillet est reporté au 29 octobre 1925.

Les demandes d'admission et les pièces justificatives devront être transmises au plus tard le 5 octobre 1925, au Service de la Navigation aérienne.

Les conditions d'admission au concours ont été insérées au *Journal Officiel* des lundi 6 et mardi 7 avril 1925, page 3525.

En outre, un programme détaillé sera envoyé ou remis à tout candidat, possédant les diplômes exigés, qui en fera la demande au directeur du Service de la Navigation aérienne, 2, boulevard Victor, Bastion 68, Paris, XV^e.

Société Rennaise de T. S. F. — MM. Landresse, président, Legrand, vice-président; Rouxel, secrétaire, rue Le Bastard, 7, Divet père, trésorier; Dalibot, bibliothécaire; Barbe et Bossard, conseillers techniques, Delaune et Gresbert, membres du bureau.

Les réunions ont lieu le samedi de chaque quinzaine, au siège social, école Jean Janvier place St-Melaine, à 20 heures et demie. Des brochures, revues et publications sont à la disposition des membres. Des réductions intéressantes sont faites sur les pièces détachées par les commerçants spécialisés de Rennes et de Paris.