

L'ONDE ÉLECTRIQUE

RADIOÉLECTRICITÉ ET SES APPLICATIONS
SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

BULLETIN DE LA
SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

Les câbles coaxiaux, leur emploi en haute fréquence, en particulier pour la télévision, par E. BELUS.

Relais passifs pour ondes métriques et décimétriques, par J. LOEB.

Altimètre à lecture directe pour l'aéronautique, par SADAHIRO MATSUO.

Analyses.

ÉTIENNE CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS (VI)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens

(Ancienne Société des Amis de la T. S. F.)

ABONNEMENT D'UN AN	Etienne CHIRON ÉDITEUR	PRIX
France..... 90 fr.	40, rue de Seine - PARIS	DU NUMÉRO : 9 fr.
Étranger { Tarif faible 110 fr. Étranger { Tarif fort. 120 fr.	CHÈQUES POSTAUX : PARIS 53-35	Tél. : DANTON 47-56

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

Adresser la correspondance administrative et technique, et effectuer le versement des cotisations à l'adresse suivante :

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

14, avenue Pierre-Larousse

Malakoff (Seine)

Tél. : ALESIA 56-30

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 2 francs à toute demande.

BUTS ET AVANTAGES OFFERTS

La Société des Radio-Electriciens, fondée en 1921 sous le titre « Société des Amis de la T. S. F. », a pour buts :

1^o De contribuer à l'avancement de la Radiotélégraphie théorique et appliquée, ainsi qu'à celui des Sciences et Industries qui s'y rattachent;

2^o d'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité (art. 1 des Statuts).

Les avantages qu'elle offre à ses membres sont les suivants :

1^o Service gratuit de la revue mensuelle *l'Onde Électrique*.

2^o Réunions mensuelles, avec conférences, discussions et expériences sur tous les sujets d'actualité technique.

3^o Visites de diverses installations radio-électriques : stations d'émission et de réception, postes de navires et d'avions, laboratoires, radiophares, expositions, studios, etc.

4^o Bibliothèque et prêt de livres ou de revues à domicile.

5^o Abonnements circulaires à certaines revues.

6^o Renseignements de tous ordres (joindre un timbre pour la réponse).

COTISATIONS

Elles sont ainsi fixées :

1^o Membres titulaires, âgés de moins de 21 ans ou en cours d'études (pendant 5 ans au plus).... 48 fr.

2^o Membres titulaires, particuliers..... 80 fr.

— sociétés ou collectivités..... 320 fr.

Les membres de ces deux catégories, résidant à l'étranger, doivent verser en plus, pour couvrir le supplément de frais postaux :

Pays ayant adhéré à l'accord de Stockholm..... 20 fr.

Autres pays..... 30 fr.

3^o Membres à vie :

Les particuliers, membres titulaires, peuvent racheter leur cotisation annuelle par un versement unique égal à quinze fois le montant de cette cotisation, soit..... 1200 fr.

4^o Membres donateurs :

Seront inscrits en qualité de donateurs, les membres qui auront fait don à la Société, en plus de leur cotisation, d'une somme égale au moins à..... 300 fr.

5^o Membres bienfaiteurs :

Auront droit au titre de « Bienfaiteurs », les membres qui auront pris l'engagement de verser, pendant cinq années consécutives, pour favoriser les études ou publications techniques ou scientifiques de la Société une subvention annuelle d'au moins 1.000 fr.

CONFÉRENCE DE DOCUMENTATION

**LES CABLES COAXIAUX, LEUR EMPLOI
EN HAUTE FRÉQUENCE,
EN PARTICULIER POUR LA TÉLÉVISION**

par

Raoul BELUS,
Ingénieur en Chef des P.T.T.**Évolution de la technique des câbles souterrains.**

Les câbles souterrains, rendus soudainement possibles par l'intervention de la charge, se sont développés de façon continue jusqu'à l'époque actuelle pour aboutir à un type tout à fait au point et qui répond encore aux besoins de la téléphonie. Chose curieuse, dans cette évolution continue, la charge qui avait permis l'existence de ces câbles s'allège de plus en plus. C'est qu'en effet, l'amélioration essentielle qu'elle apportait avec elle et qui est l'augmentation du rendement, peut être obtenue par un autre moyen en utilisant les tubes électroniques, triodes ou pentodes.

La charge Pupin est donc venue d'abord. On a fait passer aussitôt en souterrain les circuits aériens, trop bruyants et l'on ne s'est pas trop soucié au début de la perte de qualité qui en résultait pour la transmission téléphonique, car l'on était déjà trop heureux de disposer de circuits silencieux. On a d'abord chargé très fort pour accroître la portée des sections souterraines. On s'est alors vite aperçu que la limitation de la bande transmise, due à la présence de la charge, devenait prohibitive. Il faut, pour transmettre la parole, une bande minima; si l'on n'est pas trop difficile sur la reproduction du timbre de la voix elle-même, si l'on demande seulement qu'elle soit intelligible, une bande de 300 à 2400 p:s suffit; les dernières recommandations du Comité Consultatif International ont encore élargi cette bande de 2400 à 2700 p:s vers le haut. Cette bande étant effectivement transmise, la charge qui la

laisse passer est encore trop lourde pour les grandes distances en raison de la petitesse de la vitesse de propagation (échos gênants) et de l'existence des phénomènes transitoires. Or, l'allégement de la charge était entre temps devenu possible, parce que les pertes de rendement qui en résultent pouvaient être compensées dans des répéteurs qui sont des amplificateurs à lampes.

Les deux dispositifs d'amélioration du rendement : charge par bobines de self intercalées à intervalles réguliers (1830 m. ou 915 m. en France) et amplificateurs à lampes ont continué de coexister dans les types de câble actuellement utilisés. Rappelons brièvement que l'unité dans ces câbles est la quarte, c'est-à-dire un ensemble de deux paires câblées ensemble, isolées au papier et qui sert de support métallique à trois circuits électriques : deux circuits réels et un fantôme, ce dernier étant appliqué aux points milieux des transformateurs situés à l'extrémité des circuits réels.

Si l'on ne prenait pas de précautions spéciales, les courants ne resteraient pas localisés dans les circuits qui ont pour but de les transmettre. Une partie trop importante en serait dérivée dans les circuits voisins sous forme de courants de « diaphonie ». De même, les lignes d'énergie qui suivent parfois les câbles souterrains sur une partie de leur parcours et qui y induisent des f.e.m. d'induction, seraient la cause de courants perturbateurs. On a reconnu que pour éviter les courants de diaphonie, il suffisait, aux fréquences vocales, de réduire ou de compenser certains déséquilibres transversaux de capacité et certains déséquilibres de résistance dans les paires ou d'inductance dans les bobines. De même pour éviter la circulation de courants perturbateurs lorsqu'il existe des f.e.m. induites par les lignes d'énergie, le câble doit remplir des conditions de symétrie par rapport à la terre pour chaque fil. La solution de ces problèmes est de technique courante.

Apparition des courants porteurs sur les câbles souterrains.

La nécessité de disposer de circuits à grande vitesse de propagation pour le trafic européen a conduit les administrations à utiliser des charges assez légères pour que la bande dont on puisse disposer soit bien plus large que celle qui est nécessaire pour une bonne transmission de la voix. C'est ainsi que les dernières spécifi-

cations adoptées pour les circuits à quatre fils¹ comportent une charge de 22 mH pour les réels et 9 mH pour les fantômes, tous les 1830 mètres, ce qui donne une fréquence de coupure de 8000 p:s environ pour le réel et de 10.000 p:s pour le fantôme. Supposons que nous modulions par les courants de conversation un courant porteur de 6000 p:s. Nous obtenons une bande de 3300 p:s à 5700 p:s qui peut être transmise encore sur le circuit. Ce qui est remarquable, c'est que la diaphonie en câble est encore assez réduite sans qu'il soit nécessaire de recourir à des équilibrages supplémentaires, même pour cette nouvelle bande. Il faut cependant prendre garde que les appareils en station et les bobines Pupin aient des caractéristiques suffisamment linéaires pour qu'il ne se produise aucun harmonique gênant pouvant se loger dans la bande voisine, ou aucune intermodulation entre deux fréquences, produisant des effets semblables. C'est ainsi que, par évolution continue, la téléphonie à courant porteur s'est introduite dans la technique des câbles souterrains.

A vrai dire, seule la téléphonie à deux bandes restait possible sans modifications essentielles dans la structure des câbles. Quand on a voulu dépasser deux bandes, il a fallu renoncer à la quarte, pour des raisons de diaphonie, et alléger la charge. Une nouvelle cause de diaphonie, quand la fréquence s'élève, est due aux couplages magnétiques. On a développé une technique conduisant à l'emploi d'un petit nombre de paires sans écran, noyées dans les quartes de même sens et pouvant transmettre 4 bandes avec deux paires, une pour chaque sens. De telles paires existent dans le câble le plus moderne français. A l'étranger, on a été plus loin dans ce sens. On a envisagé des paires sous écran, non chargées, transmettant 12 ou 15 bandes.

C'est sous l'impulsion d'un problème nouveau que la structure normalement adoptée pour les câbles souterrains a subi une brusque mutation.

1. Rappelons brièvement que pour les longs circuits on est conduit à utiliser une voie différente pour chaque interlocuteur, chaque voie étant amplifiée séparément dans toutes les stations intermédiaires; les deux voies sont recombinées aux extrémités. Cette disposition est rendue nécessaire pour limiter le danger d'amorçage d'oscillations sur le circuit.

Transmission des courants de télévision.

Le problème s'est en effet posé de transmettre des courants de modulation dont la fréquence est comprise dans une bande bien plus large que celle admise en téléphonie. On sait qu'en télévision, l'exploration d'une image carrée de N lignes n fois par seconde engendre des courants dont la fréquence va de 0 à $\frac{N^2 n}{2}$. Si nous prenons l'exemple d'un système à 440 lignes et à 25 images par seconde, les courants de modulation qui en résultent ont une fréquence comprise entre 0 et 2.400.000 p : s. Il existe deux systèmes pour transmettre de pareilles fréquences par fil. Le premier est une paire symétrique placée sous écran; le second est la paire dite coaxiale c'est-à-dire constituée par un conducteur central, entouré par un conducteur cylindrique de même axe par lequel les courants reviennent. Le but du présent article est de décrire les propriétés du second système qui vient d'être adopté récemment par l'administration française. Nous n'insisterons pas sur les raisons qui ont fait rejeter l'emploi d'une paire normale symétrique et qui sont d'abord des raisons d'encombrement. La paire coaxiale est, pour le même affaiblissement, moins encombrante que la paire symétrique.

Structure des paires coaxiales.

La paire coaxiale permet de limiter simplement le champ à l'extérieur

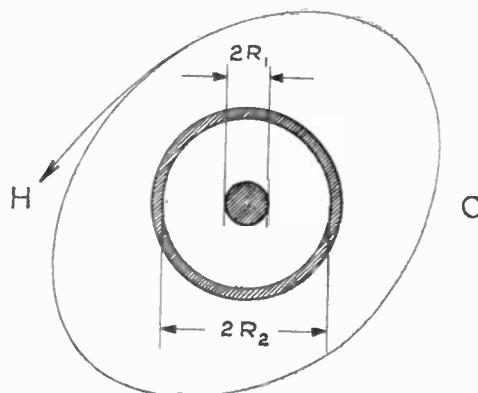


Fig. 1.

rieur de la paire. L'un des conducteurs enveloppe l'autre (fig. 1).

La circulation du vecteur \mathbf{H} représentant l'intensité magnétique le long de la courbe fermée C enveloppant la paire, soit $\oint \mathbf{H} ds$ est nulle puisque la somme des courants qui traverse le plan de C à l'intérieur de C est nulle; mais de plus \mathbf{H} est sensiblement nul en tout point de C , si le courant de retour a sensiblement la même direction que le courant d'aller. Cette dernière condition n'est pas toujours réalisée, quand le conducteur de retour est formé d'éléments plats câblés, c'est-à-dire formant des hélices à long pas. La paire rayonne alors légèrement. Nous reviendrons sur ce point. Nous allons étudier d'abord les propriétés de la paire coaxiale pour la transmission des courants alternatifs; nous verrons, chemin faisant, quelle est la nature des difficultés qui a retardé l'application d'un principe de construction aussi simple.

Affaiblissement, pertes dans le conducteur.

La formule qui donne l'affaiblissement subi par un courant alternatif se propageant sur la paire coaxiale est bien connue. C'est celle des lignes homogènes; elle s'écrit :

$$(1) \quad \beta = \frac{1}{2} \frac{R}{Z} + \frac{1}{2} GZ.$$

Z est l'impédance caractéristique de la ligne, R et G , la conductance et la perditance de la paire pour l'unité de longueur (le km. par exemple); β s'exprime en népers par kilomètre, R et G , respectivement en ohms et en mhos par kilomètre; quant à Z , on peut le calculer très approximativement par la formule simple

$$(2) \quad Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

L et C étant la self et la capacité de la paire.

La formule 1 montre que l'affaiblissement est la somme de deux termes, correspondant chacun à une perte localisée la première, dans le conducteur, la seconde, dans le diélectrique. Considérons la première

$$(3) \quad \beta_1 = \frac{1}{2} \frac{R}{Z}$$

En introduisant la longueur d'onde $\lambda = \frac{V}{f} = \frac{2\pi}{\omega} \sqrt{\frac{1}{LC}}$ cette perte se met sous la forme

$$(3 bis) \quad \beta_1 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{R}{\omega L}$$

Lorsqu'on remplace R et L par leurs valeurs en fonction des constantes de matériaux employés et des caractéristiques géométriques de la paire, on trouve très simplement que β_1 est inversement proportionnel à R_2 (diamètre intérieur du conducteur extérieur, voir figure 1) et proportionnel à une fonction du rapport $x = \frac{R_2}{R_1}$; une propriété très remarquable de la paire coaxiale est que cette fonction présente un minimum pour une certaine valeur de x ; notamment, dans le cas où le conducteur d'aller est constitué avec le même métal (le cuivre) que le conducteur de retour¹, ce minimum a lieu pour $x = 3,6$. Nous supposons dans la suite que l'on donne à x cette valeur optima. β_1 est alors proportionnel à $\frac{\sqrt{f}}{R_2}$, f étant la fréquence.

Supposons que l'on puisse en première approximation négliger les pertes dans le diélectrique et posons le problème de la transmission en nous donnant des amplificateurs de gain donné, qui seront disposés à des intervalles d'amplification réguliers sur le câble. β , qui se réduit sensiblement à β_1 , est déterminé par R_2 et $\sqrt{f_{max}}$, f_{max} représentant la plus haute fréquence à transmettre. Nous pouvons alors résumer les résultats acquis en une loi, énoncée ci-après, sous deux formes différentes.

1. — Pour une distance d'amplification donnée, la largeur de la bande transmise croît comme le carré du diamètre du conducteur.

Si nous nous donnons R_2 et que nous cherchions le nombre d'amplificateurs correspondant à une certaine longueur l de câble, également donnée, la quantité $l \sqrt{f_{max}}$ détermine le nombre n de répéteurs qui compensent cet affaiblissement, et dont le gain est supposé connu. On peut dire alors :

1. Et en supposant le conducteur de retour constitué par un cylindre et non par des rubans câblés.

2. — Pour un diamètre donné et une longueur donnée totale du câble, la largeur de la bande est proportionnelle au carré du nombre de répéteurs intermédiaires.

Forme à donner au conducteur extérieur.

On s'est efforcé, pour la fabrication de ces câbles, de conserver le principe des anciennes câbleuses. Ceci a conduit les constructeurs à employer, pour les conducteurs extérieurs, des conducteurs plats, câblés en hélice suivant un pas très long (fig. 2).

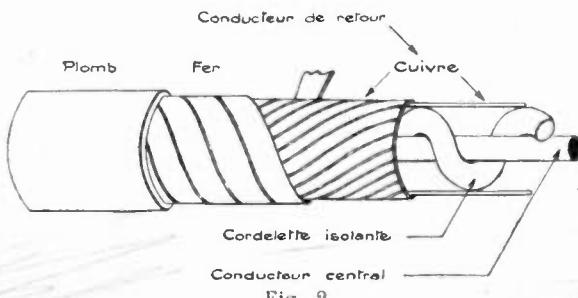


Fig. 2.

Les conducteurs extérieurs forment alors un solénoïde, possédant un champ magnétique dans la direction de l'axe. Si l'on considère l'enveloppe de plomb, elle peut être regardée comme le secondaire d'un transformateur dont le primaire est constitué par les conducteurs de retour. L'enveloppe agit donc comme une spire en court-circuit. Cette spire réagit pour annuler le champ axial à l'intérieur des conducteurs de retour. L'expérience montre en effet que, avec cette disposition des conducteurs de retour, la sel-induction de la paire n'est pas sensiblement différente de celle d'une paire coaxiale à conducteurs de retour axiaux. Il en est de même pour Z. Par contre, les courants de Foucault qui, dans le plomb, réagissent contre le champ axial, introduisent une porte supplémentaire dont il faut tenir compte. Il faut également considérer le fait que le conducteur de retour est plus long que le conducteur d'aller; le minimum obtenu pour une certaine valeur de x dépend maintenant du pas de l'hélice formée par un des conducteurs extérieurs.

Les considérations qui précèdent ont conduit certains constructeurs à renoncer au câblage des conducteurs extérieurs; c'est ainsi qu'en Allemagne, on a constitué le conducteur de retour au

moyen de deux demi-cylindres accolés l'un à l'autre (câble dit « à coquilles »). Des cannelures (fig. 3) disposées de place en place sur chaque demi-cylindre empêchent ces demi-cylindres de pénétrer l'un dans l'autre quand on les applique l'un contre l'autre (fig. 4). On flette l'ensemble. Pour réaliser cette forme, il a fallu

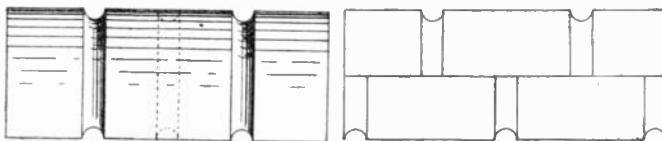


Fig. 3.

Fig. 4.

renoncer aux machines à câbler habituelles; mais les nouvelles machines sont très simples¹. À partir de rubans plats qu'elles emboutissent, elles débitent les deux demi-cylindres cannelés et les appliquent l'un contre l'autre, de façon à entourer l'âme. Cette disposition a l'avantage de réduire le volume du diélectrique; il est vrai que la cannelure, en rapprochant le conducteur extérieur de l'âme au moins de place en place, accroît en ces points la capacité. Somme toute, on gagne sur l'affaiblissement.

Un autre avantage est que cet ensemble est rigide quant aux

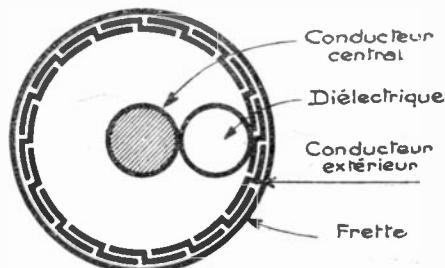


Fig. 5.

dimensions transversales. Son diamètre est très constant, ce qui entraîne également une grande constance de l'impédance caractéristique, condition requise dans la transmission des courants de télévision. En effet les décentrements de l'âme n'ont qu'une influence relativement faible sur la valeur de l'impédance caracté-

1. Une difficulté réside, cependant, dans le fait que l'emboutissage des cannelures nécessite un arrêt des rubans et qu'ensuite le mouvement de ces rubans doit redévenir continu avant d'entrer dans la câbleuse.

ristique. Il n'en est pas de même des variations du diamètre extérieur. Or, la réalisation précédente, en n'appliquant pas le conducteur extérieur sur le diélectrique, rend les dimensions de celui-là indépendantes des variations de l'épaisseur de celui-ci.

L'importance de cette condition est telle que, dans la forme câblée, on a cherché également à la réaliser. Les rubans de cuivre câblés sont profilés en forme de Z et imbriqués les uns dans les autres de façon à former voûte. Ils sont ensuite frettés, conformément au schéma de la figure 5.

Pertes dans le diélectrique.

Elles se calculent à partir de la formule 4.

$$(4) \quad \beta^2 = \frac{1}{2} GZ$$

que l'on peut encore écrire :

$$\beta_2 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{G}{\omega C}.$$

Rappelons que $G + jC\omega$ représente la conductance du diélectrique pour l'unité de longueur; comme G est très faible, cette conductance peut s'écrire :

$$jC\omega \left(1 + \frac{G}{jC_0} \right) = jC_0 e^{-j\delta}$$

avec $\delta \cong \frac{G}{C_0}.$

δ s'appelle l'angle de perte du diélectrique.

La perte est donc proportionnelle à l'angle δ qui est une quantité à peu près constante, quand la fréquence varie surtout dans le cas du styroflex isolant nouveau sur lequel nous reviendrons. On le calcule à partir de l'impédance d'une courte longueur de câble à circuit ouvert, que l'on mesure. On voit que, quelles que soient les dimensions du câble, à condition de le réaliser, avec le rapport des rayons optimums (γ étant alors constant avec ω !), l'affaiblisse-

1. On peut prendre : $L = 0,2 \log_e \frac{R_2}{R_1} 10^{-3} \frac{H}{km}$

ment β comporte un terme constant pour une fréquence donnée et qui est $\beta_2 = \frac{\pi}{\lambda} \varepsilon$; il est donc nécessaire de le réduire autant qu'on le peut.

A cet égard, le papier est prohibitif, on a :

$$\varepsilon \approx 15 \cdot 10^{-3}$$

ce qui conduit à des dimensions de la paire coaxiale trop considérables pour un affaiblissement donné. Par exemple, pour $\beta = 0.25$ N : km à $f_{max} = 10^6$ p : s, on trouve pour $2R_2$, 41 mm. Il a donc fallu chercher des diélectriques à faible angle de perte. Le malheur



Fig. 6.

est que de tels diélectriques sont rigides; ils se prêtent à une fabrication qui réalise la séparation des deux conducteurs au moyen de cales disposées de place en place (fig. 6). Cette disposition ne permet pas d'utiliser les câbleuses, pour la pose du diélectrique¹. On a donc cherché à réaliser des cordelettes souples pouvant s'enrouler autour du conducteur central et d'angle de perte aussi faible que possible. Deux techniques principales ont été mises au point. En Angleterre, on emploie surtout le spécial-cotopa qui a un coton acétylé et pour lequel $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-3}$. En Allemagne on a choisi le styrosflex, dérivé du polystyrol ou trolitul, sans addition de matières

$$C = \frac{\varepsilon}{18 \log e \frac{R_2}{R_1}} 10^{-6} \frac{F}{km}$$

d'où :

$$V = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{3 \cdot 10^5}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{km}{sec}$$

et V est bien égal à la vitesse de la lumière si $\varepsilon = 1$. On en déduit :

$$\lambda = \frac{V}{f} = \frac{3 \cdot 10^5}{f \sqrt{\varepsilon}}$$

1. Il convient d'ajouter que l'on a mis au point une machine à poser les cales, qui n'arrête pas le mouvement continu du fil central vers la câbleuse. Elle est essentiellement constituée par deux roues entre lesquelles est pris le fil central. Les circonférences des roues sont automatiquement garnies de cales qu'elles distribuent sur le fil central à intervalles réguliers.

plastiques, qui sont nuisibles aux qualités électriques. Pour le styroflex, matière solide, souple, non hygrométrique on a $\varepsilon = 0,5 \cdot 10^{-3}$, ce qui est très faible.

Avec le spécial-cotopa et le styroflex, la fabrication des paires coaxiales devenait économiquement réalisable en dehors de l'utilisation de cales. Le spécial-cotopa ayant un angle moins favorable permet de transmettre une bande plus étroite que dans le cas du styroflex pour des dimensions comparables. Mais rien n'empêche de morceler les bandes à transmettre et de les distribuer dans plusieurs paires. L'essentiel est que la solution demeure économique.

La perte, proportionnelle à ε , l'est aussi à $\sqrt{\varepsilon}$. Mais ici la valeur de ε qui intervient n'est pas celle du diélectrique. En effet, pour que ε se rapproche le plus de 1, on laisse le plus de vide possible entre les deux conducteurs. La cordelette sert uniquement à centrer l'aîme à l'intérieur du conducteur de retour. Pour le styroflex, ε est égal à 2,2; mais pour le calcul de la perte, il suffit de prendre $\varepsilon = 1,18$.

Temps de propagation et distorsion de phase.

En première approximation, le temps de propagation¹.

$$(5) \quad \tau = \frac{z}{\omega} = \sqrt{LC} = \frac{10^{-3}}{3} \sqrt{\varepsilon}$$

ne dépend que de ε et non des dimensions de la paire coaxiale ni même du rapport $\frac{R_2}{R_1}$. Cela n'est pas tout à fait vrai. Nous avons un peu simplifié les phénomènes pour donner prise à une théorie simple.

En réalité, au fur et à mesure que la fréquence s'élève, le champ magnétique associé au courant se concentre surtout entre les deux conducteurs. Bien que la loi de décroissance du champ, quand on se rapproche de l'axe du conducteur soit exponentielle, il reste toujours un champ résiduel à l'intérieur du cuivre. L'existence des courants de Foucault qui font décroître ce champ en se rapprochant de l'axe, provoque le rassemblement des courants à la surface du

1. L'influence de la résistance est négligeable.

conducteur sous une faible épaisseur. Par suite, dans la formule qui donne β , R doit être calculé en tenant compte de l'effet pelliculaire. On introduit pour cela la quantité d , qui est l'épaisseur d'un cylindre, ayant en courant continu la même résistance que le conducteur à la même fréquence. Pour le cuivre on peut prendre :

$$(6) \quad d = \sqrt{\frac{r^2}{\pi \rho f}}$$

Cette épaisseur passe de 6,6 mm à 100 p : s à 0,066 mm pour 1 mégacycle.

Revenons au champ magnétique. Le flux qui passe à l'intérieur du diélectrique (air et isolant) donne lieu à un coefficient de self L rigoureusement indépendant de ω . Il n'en est pas de même pour le champ résiduel à l'intérieur du cuivre. On ne peut plus dire que γ soit rigoureusement indépendant de ω . Si nous posons :

$$(7) \quad \gamma_o = \frac{10^{-3}}{3} \sqrt{\epsilon}$$

γ est la somme de γ_o et d'une partie variable; en supposant que l'on a donné au rapport $\frac{R_2}{R_1}$ sa valeur optima soit 3,6, on trouve :

$$(8) \quad \gamma = \gamma_o \left(1 + \frac{3,6}{4} \frac{d}{R_2} \right).$$

On sait que l'on caractérise les phénomènes dus à la distorsion de phase, non pas par la quantité $\frac{\gamma}{\omega}$, mais par la quantité $\frac{d\gamma}{d\omega}$. Rappons brièvement comme on analyse les phénomènes. On suppose que l'on applique brusquement, à un instant déterminé, une tension alternative à l'origine du circuit; on recherche ce qui se passe à l'extrémité. Un courant alternatif de même forme que la tension à l'origine finit par s'établir au bout d'un temps déterminé et l'on porte son attention sur cette période transitoire ou d'établissement. Il est possible de ramener le problème à celui du régime permanent. On peut considérer en effet, la tension brusquement appliquée, comme la somme d'une infinité d'ondes élémentaires occupant toute la gamme des fréquences de 0 à ∞ , chacune existant depuis toujours.

À l'arrivée, chaque onde élémentaire se retrouve, l'amplitude ayant été affaiblie de βl népers et sa phase ayant tourné de αl radians (l étant la longueur du circuit). Pour recomposer ces ondes élémentaires, pour lesquelles les phénomènes transitoires n'existent pas puisqu'on les suppose appliquées depuis toujours, on peut opérer en les composant deux par deux.

Si l'on prend deux ondes élémentaires de fréquence f et $f + df$, elles donnent lieu à une onde de fréquence très petite df qui constitue le battement, ou l'onde enveloppe de la somme de ces deux fréquences. Toutes les ondes de battement, qui ont même fréquence df , se recomposent pour donner le phénomène transitoire qui est infiniment long. Elles se recomposent suivant leurs phases relatives, et ces valeurs relatives dépendent de leur vitesse, qui est fonction de f . On trouve aisément en effet que la vitesse de l'onde de battement des ondes f et $f + df$ (de pulsation ω et $\omega + d\omega$) est :

$\frac{1}{l} \frac{dz}{d\omega}$ et le temps de propagation correspondant à l'unité de longueur

$$\tau' = \frac{dz}{d\omega}$$

Si l'on revient à la paire coaxiale, on trouve que :

$$(9) \quad \tau' = \tau_0 \left(1 + \frac{3,6 \cdot d}{R_2} \right)$$

C'est ce temps τ' qui permet de caractériser les phénomènes transitoires. Si τ' était constant les phénomènes transitoires auraient une durée nulle. τ' tend vers τ_0 quand f augmente, car d varie comme $\frac{1}{\sqrt{f}}$. Pour réduire la distorsion de phase, il faut réduire la partie variable de τ' et par suite prendre R_3 suffisamment grand, le flux entre les deux conducteurs est alors le plus influent.

(A suivre.)

R. BELUS.

RELAIS PASSIFS POUR ONDES MÉTRIQUES ET DÉCIMÉTRIQUES

par J. LOEB,

Ingénieur des P. T. T.

SOMMAIRE

Les ondes métriques et décimétriques ne sont employées jusqu'ici que lorsque aucun obstacle matériel n'est interposé entre l'émetteur et le récepteur, ou bien lorsque la diffraction naturelle ne provoque pas une extinction complète du rayonnement.

La présente étude a pour objet de décrire un procédé nouveau de retransmission permettant d'obtenir des communications dans les cas où la présence d'obstacles matériels limite la portée des émissions.

Le principe en est le suivant : un ensemble de conducteurs soumis à un rayonnement incident est parcouru par un courant, et par suite constitue un émetteur secondaire qui rerayonne de l'énergie. Si ces conducteurs sont placés en un point d'où l'on puisse voir à la fois l'émetteur et le récepteur, la communication pourra s'établir.

On aura ainsi constitué un relais pour ondes ultra-courtes, mais ce relais ne comportera aucun élément actif (lampes, sources de courant, etc...). Nous l'appellerons par la suite, un *relais passif ou réfracteur*.

Les calculs qui vont suivre ont pour but d'évaluer aussi exactement que possible le champ produit à distance par un ensemble de conducteurs, constituant un relais passif et de le comparer au champ résultant de la diffraction naturelle.

I. — Calcul des courants induits dans une baie simple.

A. *Généralités.* — Une première catégorie de dispositifs étudiés consiste en des baies de fils équidistants, parallèles à la force électrique du champ incident, et vibrant en 1/2 onde.

Dans le calcul du courant induit dans chaque fil par le rayonnement incident, on ne peut pas négliger l'action des fils l'un sur l'autre.

Soient :

N le nombre des fils,

a la distance entre 2 fils,

E_o le champ incident (valeur efficace moyenne à l'emplacement de la baie),

λ la longueur d'onde,

R la résistance de rayonnement d'un fil.

Pour le fil de rang K, soient :

I_K le courant y passant effectivement (valeur efficace),

E_K le champ résultant de la superposition :

1^o du champ incident,

2^o des champs produits, à l'emplacement du fil K, par les autres antennes,

e_{oK} le champ incident en K. Son module est égal à E_o mais sa phase est à considérer,

$$j = \sqrt{-1}.$$

Le champ créé par un fil dans son voisinage immédiat est donné par la formule suivante (voir cours de Radioélectricité générale de M. Mesny, t. II, p. 415 à 420) :

$$(1,0) \quad E = \frac{-4\pi^2 c l}{\lambda^2 (2r)^3} \sqrt{1 - (2r)^2 + (2r)^4} \sin(\omega t - ar + \varphi) \rightarrow \operatorname{tg} \varphi = ar - \frac{1}{2r},$$

l est la longueur effective du fil,

c la vitesse de la lumière,

$$x = \frac{2\pi}{\lambda},$$

r = distance au fil.

Cette formule permet de calculer le champ e_{MK} produit, à la place occupée par l'antenne de rang K, par l'antenne de rang M.

$$(1,1) \quad e_{MK} = \frac{-4\pi^2 c l I_M}{\lambda^2 (2a(M-K))^3} \sqrt{1 - [2a(M-K)]^2 + [2a(M-K)]^4} \sin(\omega t - 2a(M-K) + \varphi).$$

Nous mettrons l'équation 1,1 sous la forme

$$(1,2) \quad e_{MK} = A_{MK} I_M.$$

Le champ résultant en un point K est alors :

$$(2) \quad E_K = e_{oK} + \sum_{M \neq K} A_{MK} I_M.$$

Par ailleurs, le courant I_K est donné par le champ résultant E_K , selon la loi :

$$(3) \quad I_K = \frac{E_K l}{R} = B E_K.$$

On a alors les N équations générales du problème, linéaires à N inconnues où l'on a posé : $D_{ij} = BA_{ij}$.

$$(4,1) \quad I_1 + D_{12}I_2 + \dots + D_{1p}I_p + \dots + D_{1N}I_N = - Be_{o1}$$

$$(4,2) \quad D_{21}I_1 - I_2 + \dots + D_{2N}I_N = - Be_{o2}$$

$$(4,P) \quad D_{p1}I_1 + \dots + I_p + \dots + D_{pN}I_N = - Be_{op}$$

$$(4,N) \quad D_{N1}I_1 + \dots + I_N = - Be_{on}$$

Remarque. — Dans la formule (3), il y a bien lieu de considérer que les fils ont tous la même résistance de rayonnement $R = \frac{80\pi^2 l^2}{\lambda^2}$. En effet, il s'agit là de leur résistance propre, et le couplage entre fils se traduit par les f. e. m. induites prises en considération.

Simplifications. — Les actions des fils, l'un sur l'autre, ne dépendent ni en module ni en phase, du sens de la propagation.

On a :

$$(5,1) \quad D_{ij} = D_{ji}$$

$$(5,2) \quad D_{i,i+k} = D_{i,i-k}.$$

Enfin, si on néglige l'effet des bords,

$$(5,3) \quad D_{i,i+k} = D_{i,-i+k}.$$

Ceci signifie que les quantités D ne dépendent que de l'écartement entre les 2 fils.

B. *Calcul des coefficients dans plusieurs cas particuliers.* —

a) *Cas où* $a = \frac{\lambda}{2}$.

$$(6,1) \quad \text{Posons} \quad A = - \frac{4\pi^2 cl}{\lambda^2}.$$

On a :

$$az = \pi.$$

$$(6,2) \quad A_{i,i+1} = - \frac{A \sqrt{1 - \pi^2 + \pi^4}}{\pi^3} (\cos \varphi + j \sin \varphi)$$

$$\left(\text{avec } \operatorname{tg} \varphi = \pi - \frac{1}{\pi} \right)$$

$$(7,1) \quad A_{i,i+1} = - \frac{A}{\pi} (0,95j + 0,3)$$

$$(7,2) \quad A_{i,i+2} = \frac{+A}{2\pi} (j + 0,16)$$

$$(7,3) \quad A_{i,i+3} = \frac{-A}{3\pi} (j + 0,1)$$

$$(7,P) \quad A_{i,i+p} = \frac{A}{P\pi} \left(j + \frac{0,3}{P} \right) (-1)^p.$$

b) Cas où $a = \lambda$

$$(8,1) \quad A_{i,i+1} = \frac{-A}{2\pi} (j + 0,16)$$

$$(8,2) \quad A_{i,i+2} = \frac{-A}{4\pi} (j + 0,08)$$

$$(8,P) \quad A_{i,i+p} = \frac{-A}{2P\pi} \left(j + \frac{0,16}{P} \right).$$

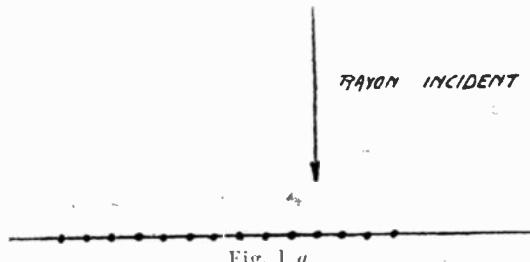
c) Cas où $a = \frac{3\lambda}{2}$

$$(9,1) \quad A_{i,i+1} = \frac{-A}{3\pi} (j + 0,1)$$

$$(9,P) \quad A_{i,i+p} = \frac{-A}{3P\pi} \left(j + \frac{0,1}{P} \right) (-1)^p.$$

Ces formules vont permettre de calculer les courants induits par un rayonnement incident.

C. Cas où le rayon incident est perpendiculaire au plan du réseau (fig. 1 a). — Nous allons supposer que le réseau comporte



un nombre suffisant d'éléments pour que l'on puisse négliger l'effet des bords. Dans ce cas, le champ induit sur un fil par tous les autres ne dépend pas de la position de ce premier. Par ailleurs, l'action du

champ incident s'exerce également, en module et en phase, sur chaque fil. En conséquence, *tous les I_k sont égaux en module et en phase.*

Extrayons des équations 4 l'équation 4,P. Comme nous négligeons l'effet des bords, nous l'écrirons en appelant I la valeur commune des courants.

$$(10,0) \quad I = Be_o + I \Sigma D_{px}.$$

Le signe Σ s'étend à toute la baie, sauf le fil p . Enfin :

$$(10,1) \quad I = \frac{Be_o}{1 - B\Sigma\Lambda_{px}}.$$

Pour poursuivre le calcul plus loin, reprenons les résultats acquis au paragraphe B.

Cas où $a = \frac{\lambda}{2}$.

On a :

$$(11,1) \quad \Sigma\Lambda_{px} = \frac{-2\Lambda}{\pi} \left(- (0,95j + 0,3) + \frac{1}{2}(j + 0,16) - \frac{1}{3}(j + 0,1) + \dots + \frac{(-1)^p}{P} j + \frac{0,3}{P} \right).$$

Si on suppose la baie infinie, on a affaire ici à une série alternée, rapidement convergente.

$$(11,2) \quad \Sigma\Lambda_{px} = \frac{-2\Lambda}{\pi} (0,56j + 0,25), \text{ et, comme } AB = -3$$

$$(11,3) \quad B\Sigma\Lambda_{px} = 1,12j + 0,5 \text{ et enfin}$$

$$(11,4) \quad I = Be_o (0,35 + 0,75j).$$

Si I_o est le courant qui traverserait le fil supposé seul, on a, en valeur absolue :

$$(11,5) \quad I = 0,84 I_o.$$

Le coefficient réducteur qui a pour valeur 0,84 correspond à l'augmentation de résistance des antennes due à leur induction mutuelle (cf. remarque après formule 4,N).

Cas où a = λ.

Ici, l'on ne peut plus considérer comme infini le nombre des fils, car la série harmonique non alternée diverge.

Prenons par exemple 20 éléments.

$$(12,1) \quad \Sigma A_{px} = -\frac{\lambda}{\pi} (2,9j + 0,2).$$

$$(12,2) \quad B\Sigma A_{px} = -(2,9j + 0,2).$$

$$(12,3) \quad I = \frac{I_o}{2,9j + 1,2}. \text{ En valeur absolue :}$$

$$(12,4) \quad I = 0,32 I_o.$$

Ici, si n augmente indéfiniment, I tend vers zéro comme $\frac{1}{\log n}$ ce qui n'empêche d'ailleurs pas le champ produit d'augmenter, comme

$$\frac{n}{\log n}.$$

Cas où a = $\frac{3\lambda}{2}$.

On a de la même façon :

$$(13,1) \quad B\Sigma A_{px} = -0,4 + 0,2j.$$

$$(13,2) \quad I = \frac{I_o}{1,4 + 0,2j}.$$

Soit, en valeur absolue :

$$(13,3) \quad I = 0,7 I_o.$$

D. *Cas où le rayon incident est oblique par rapport au plan*

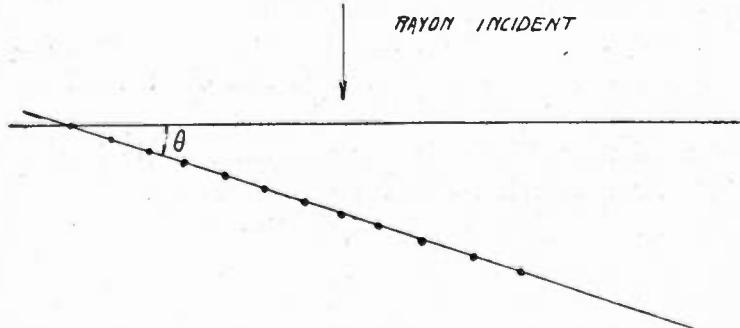


Fig. 1 b.

du réseau (Voir fig. 1 b). — Une hypothèse du même ordre que

celle du § C, permettra de trouver une solution approximative du problème. Lorsque le rayon incident fait un angle θ avec la perpendiculaire au plan du réseau, les champs e_p arrivent décalés l'un par rapport à l'autre de l'angle $\frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}$.

Si l'on pose $r = e^{\frac{2\pi ja \sin \theta}{\lambda}}$

$$(14) \quad e^p = E_o r^p.$$

Il est alors naturel de penser que, l'effet des bords étant mis à part, les courants dans les divers brins sont égaux en module et déphasés par rapport au premier, de l'angle : $\frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}$.

On a alors :

$$(15,1) \quad I_p = I_r^p.$$

$$(15,2) \quad I_{p+1} = I_r^{p+1}.$$

$$(15,3) \quad I_{p-1} = I_r^{p-1}, \quad \text{etc...}$$

L'équation 4,P devient alors :

$$(16,P) \quad + \dots I_r^{p-1} D_{p1} - I_r^p + I_r^{p+1} D_{p+1} + \dots = B E_o r_p.$$

Ou enfin :

$$(17,1) \quad I = \frac{B E_o}{1 - \sum r^k D_{pk}}.$$

L'hypothèse ci-dessus se justifie par le fait que la rapide décroissance des D_{pk} permet de négliger l'effet des bords et de considérer que les Σ sont les mêmes pour tous les fils.

Pratiquement, la seule précaution à prendre consiste à faire en sorte que les actions des divers fils sur l'un d'eux n'arrivent pas en phase. S'il en était ainsi, en effet, on se trouverait placé dans le cas le plus défavorable de la formule (12,4) (série harmonique divergente). Au contraire, dans tous les autres cas, la valeur de I peut être considérée comme étant de l'ordre de grandeur de $0,7 I_o$.

II. — Effet directif d'un réseau retransmetteur.

Ce calcul est tout à fait comparable à celui de la diffraction des rayons Roentgen dans les cristaux.

A. *Cas du rayon incident perpendiculaire au plan de la baie.*

— La théorie classique donne pour le champ ϵ produit à distance, par une baie, dans le plan perpendiculaire aux brins, en valeur absolue :

$$(18,1) \quad \epsilon = e \frac{\sin \left(\frac{N\pi a}{\lambda} \sin \beta \right)}{\sin \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \beta \right)}$$

où : e est le champ produit par un fil isolé,

N le nombre de fils de la baie,

β l'angle que fait la direction étudiée avec la normale au plan de la baie.

Il y a un maximum pour : $\beta = 0$, auquel cas :

$$(18,2) \quad \epsilon = Ne.$$

La première extinction a lieu pour :

$$(18,3) \quad \sin \beta = \frac{\lambda}{Na}.$$

Il y aura d'autres maxima, qui seront égaux à celui de l'équation (18,2), lorsque $\frac{a \sin \beta}{\lambda}$ sera un nombre entier. Ceci implique $a \geq \lambda$.

En effet, posons $\frac{a \sin \beta}{\lambda} = p + v$

p étant un nombre entier et v un nombre très petit que l'on fera tendre vers zéro. L'expression (18,1) se met sous la forme :

$$(18,4) \quad \epsilon = e \frac{\sin Nv}{\sin v}$$

qui tend effectivement vers Ne lorsque v tend vers zéro.

Lorsque l'on augmente a , le nombre de ces maxima augmente,

mais l'angle qui sépare chacun d'eux de la première extinction diminue. L'énergie totale rayonnée se répartit ainsi en un certain nombre de secteurs limités par des angles de plus en plus aigus.

B. Cas du rayon incident faisant avec la normale à la baie

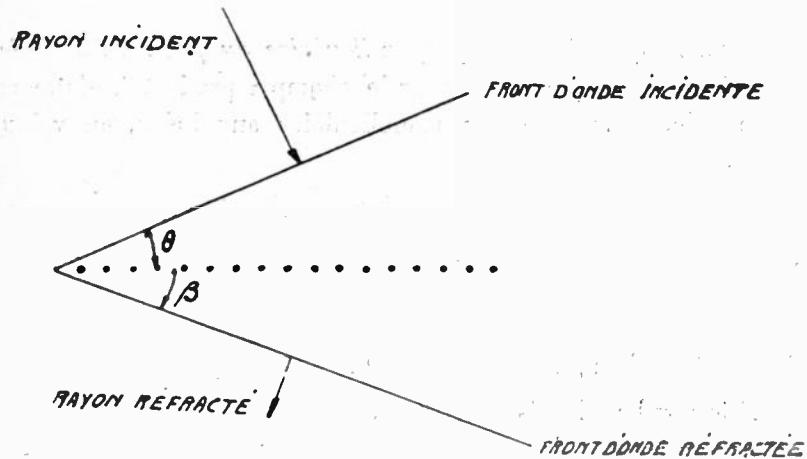


Fig. 2.

un angle θ (voir fig. 2). — Les courants dans les fils sont répartis suivant la loi (15,1), à savoir :

$$(19,1) \quad I_p = I e^{\frac{2\pi p j a \sin \theta}{\lambda}}$$

L'effet à distance d'un fil p est de la forme :

$$(19,2) \quad I_p e^{\frac{2\pi p j a \sin \beta}{\lambda}} \quad \text{ou}$$

$$(19,3) \quad I e^{\frac{2\pi j a}{\lambda} (\sin \beta + \sin \theta)}$$

Finalement, avec les mêmes notations :

$$(19,4) \quad \varepsilon = e^{\frac{\sin \left[N\pi \frac{a}{\lambda} (\sin \theta + \sin \beta) \right]}{\sin \left[\frac{\pi a}{\lambda} (\sin \theta + \sin \beta) \right]}}$$

De la même façon que précédemment on a un maximum pour $\sin \beta = -\sin \theta$, ce qui implique que $\theta = -\beta$, à un angle π près. Une direction privilégiée sera donc le prolongement du rayon incident.

On aura d'autres maxima pour :

$$(19,5) \quad \frac{a}{\lambda} (\sin \theta + \sin \beta) = P \quad P \text{ étant un nombre entier.}$$

Pour ces maxima, on a aussi :

$$(19,55) \quad \varepsilon = N e.$$

Remarque. — Ceci ne veut pas dire qu'effectivement le champ total au voisinage du réseau sera maximum, car il faut superposer au champ du réseau le champ incident qui n'est pas en phase avec lui.

Comme il est dit en 1, l'usage des réseaux-relais n'est justifiable que dans les cas où le récepteur est soustrait au champ direct de l'émetteur par un obstacle matériel qui ne les sépare pas du réseau retransmetteur.

III. — Réseaux multiples.

Comme on peut le voir sur la figure 3, l'effet d'un rideau paral-

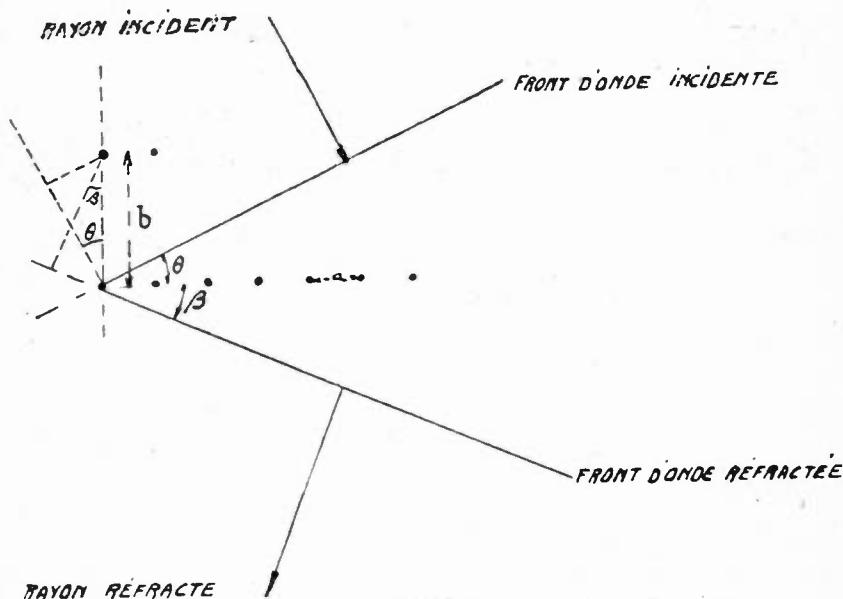


Fig. 3.

lèle au rideau étudié ci-dessus, à une distance b , s'ajoutera à celui-ci, si :

$$\frac{b}{\lambda} (\cos \theta - \cos \beta) = P \quad (P \text{ entier}).$$

En particulier, si le rideau est placé dans le plan bissecteur de l'angle formé par le rayon réfracté et le rayon incident, l'effet devient indépendant de b , pourvu que les conditions relatives à l'interaction des fils soient satisfaites.

Les conclusions de l'étude ci-dessus subsistent si on dispose un certain nombre de rideaux. Le courant I dans chaque brin est de l'ordre de $0,7 I_0$, I_0 étant le courant dans le cas d'un brin isolé. On a finalement, comme ordre de grandeur, en appelant N' le nombre de rangées :

$$(19,6) \quad \epsilon = N N' e.$$

Par ailleurs, il est évident que N'' rangées de fils peuvent être superposées dans un plan vertical. On a alors (avec la même approximation et sous la même réserve) :

$$(19,7) \quad \epsilon = N N' N'' e.$$

IV. — Comparaison avec les résultats d'une propagation par diffraction naturelle.

L'emploi de réseaux passifs retransmetteurs n'a d'intérêt que si le champ produit par ces réseaux est notablement supérieur à celui

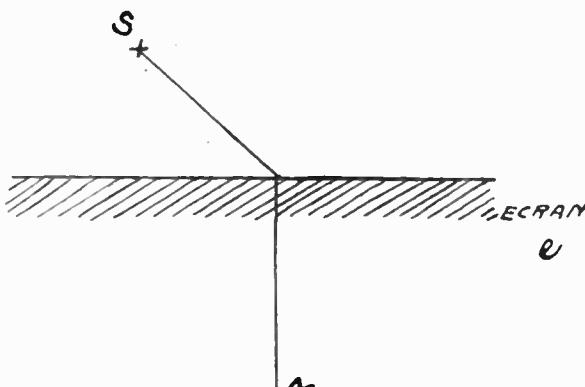


Fig. 4.

qui résulte d'une simple diffraction le long de l'obstacle interposé entre l'émetteur et le récepteur. Il faut donc, pour que la présente

étude ait un sens, calculer le champ qui serait produit au récepteur en l'absence de réseau réfracteur.

Dans les cas pratiques, l'écran est constitué par un volume de forme quelconque, et le calcul exact du rayon diffracté présenterait des difficultés mathématiques insurmontables.

Nous allons commencer par étudier le cas simple d'un écran à bord rectiligne. Cette étude permettra ensuite l'examen du cas d'un écran de forme quelconque.

Il s'agit de calculer le champ produit par une source S en un point M placé dans l'ombre de l'écran dont le bord est la droite e (fig. 4).

Nous admettrons d'abord les simplifications suivantes :

- Le champ électrique est parallèle à e .
- L'onde incidente est considérée comme plane.

Il en résulte que le front de l'onde contient la droite e .

A. *Rappel des principes mathématiques.* — Nous voulons ici rappeler la façon dont l'effet de diffraction peut être calculé suivant

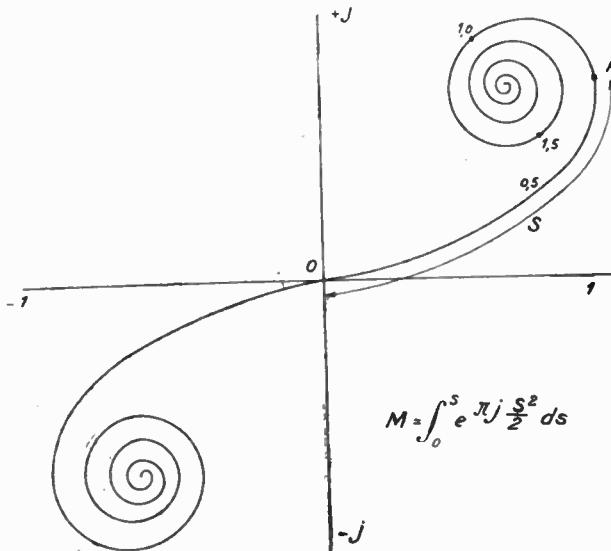


Fig. 5.

la méthode de Fresnel. Le calcul repose sur la résolution approximative de l'intégrale de Cornu que l'on peut mettre sous la forme imaginaire :

$$(20,00) \quad \mathcal{J} = \int_0^{\infty} e^{-j\frac{S^2}{2}} dS.$$

Le point M de la figure 5 représente la quantité complexe \mathcal{J} . L'argument S est la longueur d'arc OM.

Une constatation importante permet d'appreciables simplifications : dès que S a dépassé 1, la courbe est pratiquement une spirale hyperbolique, dont le centre est le point asymptotique.

Dès que S atteint plusieurs unités, l'intégrale \int_s^{∞} c'est-à-dire la distance MA, devient très petite. Ceci permet de rendre infinie la limite supérieure de l'intégrale $\int_u^{\infty} f(u)e^{-j\frac{u^2}{2}} du$, tout en considérant, pour les approximations concernant $f(u)$, que u est petit.

B. Position du problème et notations. — La figure 6 donne le sens de toutes les notations rapportées au trièdre de référence

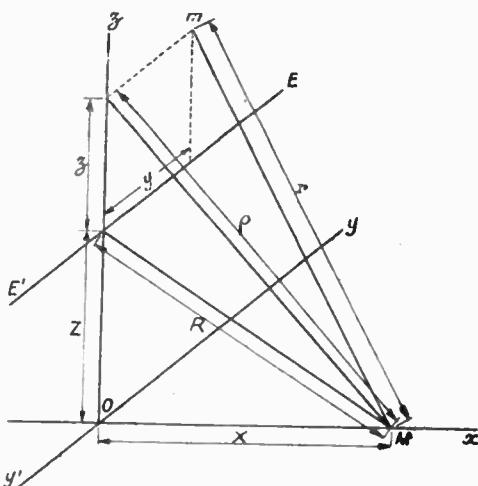


Fig. 6.

oxyz. La source est à l'infini sur la demi-droite ox'. Le récepteur est en M sur l'axe des x. Le bord de l'écran est une droite E'E du plan zoy et parallèle à y'y.

Le calcul a pour objet d'intégrer les actions en M de tous les éléments de la surface d'onde constituée par le demi-plan supérieur à E'E.

La force électrique est supposée parallèle à l'axe oy.

Il faut faire la somme des actions qui arrivent en M exercées par tous les points m du demi-plan supérieur à l'horizontale de cote Z.

Le champ total en M sera donné par la formule :

$$(21,00) \quad E = K \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r} e^{2\pi j \frac{r}{\lambda}} dy dz.$$

Calcul de K. — On a, en appelant E_o le champ qui existerait en M en l'absence d'écran :

$$(21,01) \quad E_o = K \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r} e^{2\pi j \frac{r}{\lambda}} dy dz.$$

On trouve facilement, en développant r suivant les puissances croissantes de y et z .

$$(21,02) \quad E_o = \frac{K\lambda}{2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\pi j \frac{v^2}{2}} dv \right|^2 = K\lambda.$$

Done : $K = \frac{E_o}{\lambda}$.

Enfin :

$$(21,1) \quad E = \frac{E_o}{\lambda} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r} e^{2\pi j \frac{r}{\lambda}} dy dz.$$

Ici, la formule n'est plus symétrique en y et z et la simplification que l'on trouve dans le calcul classique s'applique seulement à y . En développant les quantités sous le signe \iint en série suivant les puissances croissantes de y , on a :

$$(21,2) \quad E = \frac{E_o}{\lambda} \int_0^{\infty} \frac{1}{\rho} e^{2\pi j \frac{\rho}{\lambda}} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{-\pi j y^2}{\rho}} dy \right| dz.$$

$$(22,1) \quad E = \frac{E_o}{\sqrt{\lambda}} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\rho}} e^{\frac{-2\pi j z}{\sqrt{\rho}}} dz.$$

Prenons ρ comme variable.

$$(23,0) \quad E = \frac{E_o}{\sqrt{\lambda}} \int_R^{\infty} \sqrt{\frac{\rho^2}{\rho^2 - X^2}} e^{\frac{-2\pi j z}{\sqrt{\rho}}} d\rho.$$

Posons : $\rho = Xu$.

$$(23,1) \quad E = E_o \sqrt{\frac{X}{\lambda}} \int_{\frac{R}{X}}^{\infty} \sqrt{\frac{u^2}{1-u^2}} e^{2\pi j \frac{Xu}{\lambda}} du$$

puis, $u = 1 + v$

$$(23,2) \quad E = E_o \sqrt{\frac{X}{\lambda}} \int_{\frac{R-X}{X}-1}^{\infty} \sqrt{\frac{1+v}{2+v}} e^{2\pi j \frac{Xv}{\lambda}} \frac{dv}{\sqrt{v}}$$

et enfin,

$$2\pi i \frac{Xv}{\lambda} = \pi j \frac{w^2}{2}$$

$$(23,3) \quad E = E_o \int_{\frac{2\sqrt{R-X}}{\lambda}}^{\infty} \sqrt{\frac{1+\frac{w^2\lambda}{4X}}{2+\frac{w^2\lambda}{4X}}} e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw.$$

Décomposons E en 2 parties :

$$(23,4) \quad E = E_1 + E_2$$

$$(23,41) \quad E_1 = E_o \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{1+\frac{w^2\lambda}{4X}}{2+\frac{w^2\lambda}{4X}}} e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw = \frac{E_o}{2} e^{-\frac{\pi j}{4}}$$

$$(23,42) \quad E_2 = -E_o \int_0^{\frac{2\sqrt{R-X}}{\lambda}} \sqrt{\frac{1+\frac{w^2\lambda}{4X}}{2+\frac{w^2\lambda}{4X}}} e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw.$$

C. Cas particuliers. — 1° $Z = 0$ (la ligne émetteur-récepteur passe par le bord de l'écran).

(24.01) On a $E_2 = 0$.

(24.02) $E = \frac{E_o}{2}$, ce à quoi il fallait s'attendre, car la surface d'onde est coupée en deux par l'écran suivant un axe de symétrie de la figure.

2° Z petit devant X . — On s'écarte peu de la visibilité directe.

$$R = X + \frac{Z^2}{2X}.$$

$$(24,10) \quad E_2 = -E_o \int_0^Z \sqrt{\frac{2}{\lambda X}} e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw.$$

La formule est valable tant que l'on peut négliger $2 \frac{Z^2}{X^2}$ devant l'unité.

Elle sera utilisable tant que la limite supérieure de l'intégrale sera inférieure à 0,5. Dans les cas qui se présentent en pratique, on a toujours $\lambda \ll X$.

C'est la deuxième condition qui entraîne ipso facto la première.

Posons : $\gamma = Z \sqrt{\frac{2}{\lambda X}} \quad \gamma < 0,5$

$$(24,11) \quad E_2 = -E_o \int_0^\gamma e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw$$

$$(24,12) \quad -\frac{dE_2}{d\gamma} = E_o e^{-\pi j \frac{\gamma^2}{2}}$$

$$(24,13) \quad -\frac{d^2E_2}{d\gamma^2} = E_o \pi j \frac{\gamma^2}{2} e^{-\pi j \frac{\gamma^2}{2}} \frac{2\gamma\pi j}{2} = -\frac{\pi^2\gamma^3}{2} e^{-\pi j \frac{\gamma^2}{2}} E_o.$$

Pour $\gamma = 0$

$$(24,14) \quad \frac{dE_2}{d\gamma} = -E_o \quad \frac{d^2E_2}{d\gamma^2} = 0.$$

Finalement :

$$(24,20) \quad E_2 = -Z \sqrt{\frac{2}{\lambda X}} E_o.$$

Pour les petites valeurs de Z, on a :

$$(24,30) \quad E = E_o \left| \frac{e^{\frac{\pi}{4}j}}{2} - Z \sqrt{\frac{2}{\lambda X}} \right|$$

3° $X = 0$ Z fini. — On est au pied de l'écran.

Il faut remonter à l'équation (23,0) et y faire $X = 0$.

$$(25,1) \quad E = \frac{E_o}{\sqrt{\lambda}} \int_Z^\infty e^{\frac{2\pi j \varphi}{\lambda}} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varphi}}$$

Posons $\varphi = Zu$

$$(25,2) \quad E = E_o \sqrt{\frac{Z}{\lambda}} \int^{\infty} e^{-2\pi j \frac{Z}{\lambda} u} \frac{du}{\sqrt{u}}.$$

Posant $2\pi i \frac{Z}{\lambda} u = \pi j \frac{w^2}{2}$

$$(25,3) \quad E = E_o \int_2^{\infty} e^{-\pi j \frac{w^2}{2}} dw.$$

On sait que cette intégrale est asymptotique, dès que $2\sqrt{\frac{Z}{\lambda}}$ vaut quelques unités, à

$$(25,4) \quad E = \frac{E_o}{2\pi} \sqrt{\frac{Z}{\lambda}}.$$

4° *X petit devant Z.* — Reprenant la formule (23.3), en remarquant que pour tout le domaine d'intégration, la quantité sous le signe \vee est pratiquement égale à 1, on a :

$$(26) \quad E = \frac{E_o}{2\pi \sqrt{\frac{Z}{\lambda}}} \left(1 + \frac{X}{2Z} \right).$$

5° *Cas général.* — Pour $2\sqrt{\frac{R-X}{\lambda}} > \frac{1}{2}$ la quantité sous le \vee est comprise entre 1 et $\sqrt{\frac{1}{2}}$. E sera compris entre les 2 quantités E' et E'' .

$$(27,1) \quad E' = \frac{E_o}{2\pi \sqrt{\frac{R-X}{\lambda}}}$$

$$(27,2) \quad E'' = \frac{E_o}{2\pi \sqrt{2} \sqrt{\frac{R-X}{\lambda}}}.$$

Remarque importante. — La forme de la courbe de Cornu (fig. 5) entraîne donc le fait que seules comptent au point de vue du champ produit sur le récepteur les régions du bord de l'écran immédiatement voisines du pied de la perpendiculaire abaissée dudit récepteur sur ce bord.

D. Cas où le front d'onde ne contient pas le bord rectiligne de l'écran. — Considérons, à la lumière de la remarque précédente, la région du bord de l'écran voisine du pied de la perpendiculaire abaissée du récepteur. Soit α l'angle que fait le bord de l'écran avec le front d'onde. On doit faire intervenir la « fonction d'affaiblissement », pour tenir compte du fait que la force électrique n'est plus perpendiculaire à la droite qui joint l'élément rayonnant au récepteur.

Cette fonction est : $\cos \alpha$. On a alors :

$$(28,1) \quad E = E_0 \frac{\cos \alpha}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r} e^{\frac{2\pi j}{\lambda}(r + y \sin \alpha)} dy dz.$$

Développons r suivant les puissances croissantes de y

$$\left(r = z + \frac{y^2}{2\rho} \right) \text{ et remarquons que}$$

$$(28,11) \quad \frac{y^2}{2\rho} + y \sin \alpha = \frac{1}{2\rho} ((y + \rho \sin \alpha)^2 - \rho^2 \sin^2 \alpha).$$

On obtient finalement :

$$(28,2) \quad E = \frac{E_0 \cos \alpha}{\sqrt{\lambda}} \int_o^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\rho}} e^{\frac{2\pi j}{\lambda} \frac{z \cos^2 \alpha}{\rho}} dz.$$

Tout se passe comme si λ était divisé par $\cos^2 \alpha$. Le reste du calcul s'achève ainsi facilement. On voit donc que la diffraction se fait d'autant mieux que le rayon incident est plus oblique sur le bord de l'écran.

E. Cas général d'un écran de forme quelconque. — Soit S un écran constitué par un volume quelconque (fig. 7).

Nous obtiendrons une première approximation en abaissant de l'émetteur et du récepteur deux cônes respectivement tangents à la surface S suivant les lignes ee et rr .

La courbe cc d'intersection des 2 cônes sera considérée comme le bord d'un écran infiniment mince.

L'erreur est vraisemblablement très faible, car la propagation d'une onde dans l'espace compris entre S et les 2 cônes ne peut s'effectuer en ligne droite.

A la lumière de la remarque qui suit la formule 27,2, rappelons maintenant que le plus gros de la valeur d'une intégrale double

telle que celles des formules (21,1) ou (28,1) est obtenu pour les points où la distance du récepteur à l'élément diffractant est de la forme $\alpha + \beta y^2$. Ceci signifie que l'on calcule la majeure partie du champ diffracté en explorant les points correspondant à une valeur stationnaire de r en fonction de y . On pourra donc se contenter d'abaisser la ou les perpendiculaires du point de réception à la

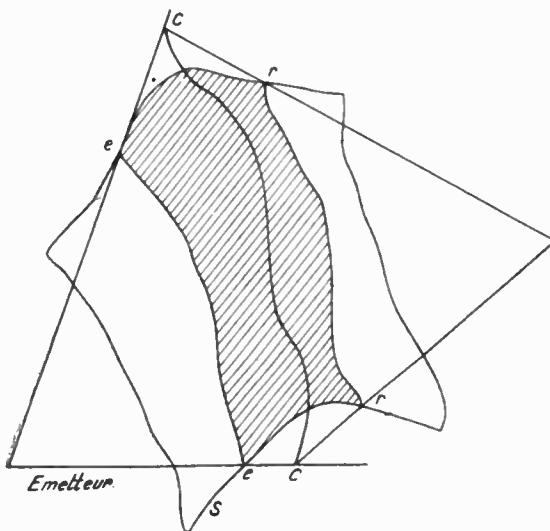


Fig. 7.

course cc . Pour ces points, on calculera l'effet comme si le bord de l'écran y était confondu avec la tangente à cc , et les formules précédentes s'appliqueront.

S'il y a une seule perpendiculaire dans la région utile, il n'y a pas de difficulté.

S'il en existe plusieurs, les effets produits en chacune d'elles arriveront avec des phases quelconques. Il faut donc s'attendre à avoir derrière un écran de forme quelconque de véritables *franges de diffraction* et il suffira peut-être d'un très petit déplacement pour passer d'un point de réception nulle à un point où le champ est intense.

Quoi qu'il en soit, l'application des formules (24,01) à (27,2) et de celles que l'on obtient, le cas échéant, en remplaçant λ par $\frac{\lambda}{\cos^2 x}$, donne déjà une idée suffisante de l'ordre de grandeur des champs obtenus par diffraction naturelle.

V. — Applications numériques.

Prenons comme exemple le problème suivant (fig. 8).

Une sourcee S émet dans la direction de l'écran e situé à 10 kilomètres. Un récepteur, placé en R, dans l'ombre de l'écran, à 1 kilomètre de son bord, dans une direction faisant un angle α avec le prolongement au rayon Se. On suppose qu'il nécessite, pour bien fonctionner, un champ de 100 microvolts par mètre. (On suppose que les difficultés de réception qui se manifestent à mesure que λ

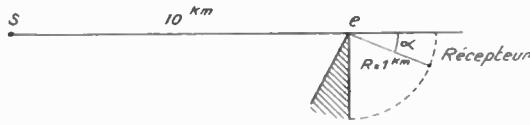


Fig. 8.

décroît sont compensées par la possibilité d'avoir des gains élevés pour l'antenne de réception.)

Quelle est, en fonction de la longueur d'onde, la puissance nécessaire pour donner en R ce champ de 100 microvolts/m?

On prendra encore comme constantes :

- La largeur de l'antenne d'émission, pourvue d'un réflecteur (prise égale à 10 mètres).
- La surface occupée par le relais passif, ou réfracteur (30 mètres de large et 5 mètres de haut).

Soient :

E_0 le champ au bord de l'écran.

P_0 la puissance rayonnée nécessaire pour donner au bord de l'écran un champ de 1 millivolt/m.

P la puissance rayonnée nécessaire pour donner, avec relais passif, un champ de 100 microvolts/m. en R.

P' la puissance nécessaire pour le même champ dans le cas de la diffraction naturelle.

N le nombre d'éléments du relais passif.

n le nombre de brins de l'antenne d'émission.

L'application des formules classiques permet de dresser les deux tableaux suivants :

TABLEAU I

P ne dépend pas de α . Une fois le réfracteur déterminé pour donner un maximum dans la direction voulue, le champ est donné par les formules 19,5 à 19,7.

Z MÈTRES	E _o m.v./m	P _o watts	N	n	P watts
0,5	1	0,01	800	60	0,01
1	2	0,02	200	30	0,08
2	4	0,04	50	15	0,64
3	6	0,06	20	10	2,16
4	8	0,08	12	7	5,12
5	10	0,10	8	6	10,00

Les courbes I et II de la figure 9 traduisent ce tableau.

TABLEAU II

P' ne dépend pas de λ . Il y a compensation exacte entre la diminution du rayon diffracté et l'augmentation de l'efficacité de l'antenne qui accompagnent une diminution de λ .

Mais par contre P' dépend de α . Considérons les régions correspondant à des valeurs finies de α (régions non voisines de la limite de l'ombre). Les formules 27,1 et 27,2 peuvent se mettre sous la forme :

$$(29,1) \quad E' = \frac{E_o}{2\pi \sqrt{\frac{2R}{\lambda}} \sin \frac{2}{\alpha}}$$

$$(29,2) \quad E'' = \frac{E_o}{4\pi \sqrt{\frac{R}{\lambda}} \sin \frac{2}{\alpha}}$$

En adoptant une valeur moyenne entre ces 2 valeurs, déduites de ces équations, on dresse finalement le tableau :

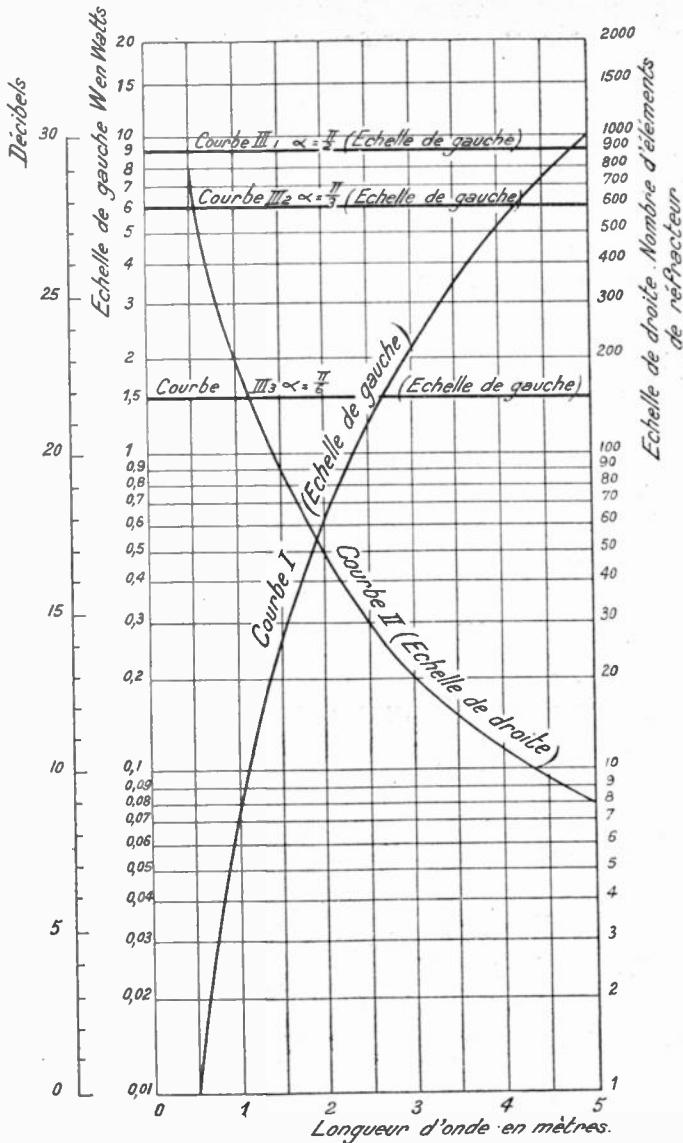


Fig. 9.

A l'émission : largeur de la baie 10 m.

Réfracteur : $H = 5$ m, $L = 30$ m.

(200 éléments pour $\lambda = 1$ m.)

A la réception : champ nécessaire 100 microvolts par mètre.

Courbe 1, Puissance nécessaire, avec réfracteur.

“ 2, Nombre d'éléments du réfracteur.

“ 3, Puissance nécessaire, en l'absence de réfracteur.

	$\text{Sin. } \frac{\alpha}{2}$	E'_{\circ}	E''_{\circ}	P' moyenne en watts
$\frac{\pi}{2}$	0,7	17,5	24,5	9
$\frac{\pi}{3}$	0,5	12,5	17,5	6
$\frac{\pi}{6}$	0,25	6	8,4	1,5

Les courbes III₁, III₂ et III₃ traduisent ce tableau.

Par exemple, dans le cas de l'onde de 1 mètre, le gain donné par le relais passif est de :

$$21 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{2}$$

$$19 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{3}$$

$$13 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{6}.$$

Si l'onde employée est de 0 m. 50, le gain croît encore, et devient :

$$30 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{2}$$

$$28 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{3}$$

$$22 \text{ décibels environ si } \alpha = \frac{\pi}{6}.$$

Ces chiffres supposent que l'on sait alimenter pour des longueurs d'ondes respectivement égales à 1 mètre et à 0 m. 50 des baies comportant respectivement 30 et 60 éléments.

Il n'en reste pas moins vrai que même si ces chiffres extrêmes ne peuvent être atteints, le gain donné par les relais passifs peut être considérable.

La difficulté d'alimentation ne se présente d'ailleurs que pour les aériens d'émission et de réception, et non pour les réseaux réfracteurs. Pour ceux-ci, le nombre d'éléments n'est limité que par l'encombrement admissible de l'appareil.

Conclusion.

On voit, par cette étude théorique sommaire, que le domaine d'emploi des ondes métriques et décimétriques peut être très sérieusement étendu au cas où un obstacle est interposé entre l'émetteur et le récepteur. Il suffira pour cela de placer un réseau de fils *non alimenté* en un point d'où l'on puisse voir chacun des 2 correspondants.

J. LOEB.

ALTIMÈTRE A LECTURE DIRECTE POUR L'AÉRONAUTIQUE

par

SADAHIRO MATSUO

Membre de l'I. E. E. du Japon.
Ingénieur de l'Université Impériale de Tohoku.

SOMMAIRE

Plusieurs systèmes utilisant les ondes radioélectriques pour fournir à un avion l'indication de son altitude ont déjà été proposés. Le dispositif faisant l'objet du présent article utilise la modulation de fréquence et présente les avantages suivants :

1^o L'altitude est obtenue d'une façon continue, par indication directe sur un cadran gravé :

2^o Des altitudes même très faibles, inférieures à 4 mètres, peuvent être indiquées;

3^o Les indications obtenues sont proportionnelles à l'altitude;

4^o L'erreur absolue est très faible et l'erreur relative est inférieure à quelque % :

5^o Avec une puissance de 3,9 watts, seulement, on peut obtenir l'indication d'altitude jusqu'à plus de 160 mètres.

Les appareils conviennent pour l'atterrissement sans visibilité. Ils peuvent aussi recevoir des applications pour la navigation maritime dans la brume, pour éviter les collisions des bateaux ou pour les guider au voisinage des ports.

I. — Introduction.

Les altimètres actuellement en usage dans l'aéronautique présentent l'inconvénient d'indiquer l'altitude par rapport au niveau de la mer, et non l'altitude par rapport au sol, du fait qu'ils sont basés sur le principe des baromètres anéroïdes. Les variations de pression barométrique et de température introduisent ainsi des erreurs qui peuvent être importantes (par exemple une centaine de mètres); aussi ces altimètres sont-ils impropre à l'atterrissement sans visibilité, qui exige la connaissance précise de faibles altitudes au-dessus du sol.

On a proposé des altimètres basés sur l'utilisation de la lumière ou du son, mais ils ne se sont pas développés.

Un altimètre utilisant les ondes radioélectriques réfléchies par le sol présente les avantages suivants :

- a) Les bruits produits à bord de l'avion n'interviennent pas;
- b) Le vent n'a aucune action, contrairement à ce qui se passe avec les altimètres acoustiques;
- c) Étant donné la très grande portée des ondes radioélectriques, l'altitude peut se mesurer jusqu'à plus de 10 kilomètres, même avec une puissance émettrice très faible.

Parmi les principes qui ont été proposés pour mesurer l'altitude réelle par des moyens électriques, on peut noter les suivants :

1^o L'utilisation de la variation de capacité de l'antenne de l'avion en fonction de l'altitude. Toutefois, cette variation de capacité devient faible quand l'altitude est très grande, aussi son emploi n'est-il pas très pratique;

2^o L'utilisation de la différence de phases entre l'onde émise depuis l'avion et l'onde réfléchie par le sol. Mais les mesures de différences de phases en très haute fréquence sont très délicates;

3^o L'utilisation d'émissions radioélectriques très brèves. L'impulsion transmise, une fois réfléchie, est vue sur un tube de Braun. Mais, si l'on veut mesurer des altitudes de l'ordre de 10 mètres, il faut une impulsion plus courte que $1/15 \times 10^6$ s., alors que le minimum pratiquement productible est $1/10^4$ s. En outre, l'amplification d'impulsions aussi courtes exige des amplificateurs à très larges bandes passantes, qui sont difficiles à réaliser.

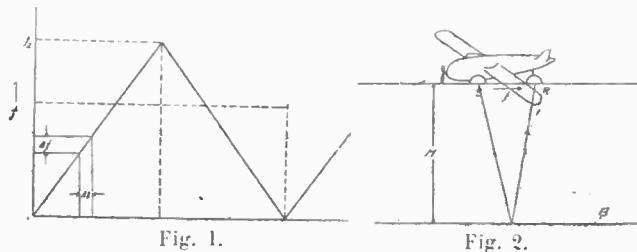
C'est pourquoi nous avons recherché pendant plusieurs années un principe nouveau, et, en utilisant la modulation de fréquence, nous avons pu obtenir un altimètre absolu à lecture directe, utilisable pour l'atterrissement sans visibilité.

II. — Principe.

Supposons que la fréquence de l'onde émise varie assez rapidement. Alors, l'onde réfléchie par le sol et atteignant l'avion n'a pas exactement, à un moment donné, la même fréquence que l'onde émise. Il s'ensuit une note de battement qui peut être audible, et qui est fonction de l'altitude de l'avion.

Par exemple, la fréquence de l'onde émise peut varier en fonction du temps comme l'indique la figure 1. Si le temps que met

l'onde pour aller de l'avion au sol où elle se réfléchit, et pour revenir à l'avion, est Δt , la différence de fréquence, à l'instant t , de l'onde reçue et de l'onde émise sera Δf , et l'on percevra un battement de cette fréquence. La figure 2 indique le trajet suivi par l'onde, de l'émetteur au sol, et du sol au récepteur. Ainsi, la fréquence du battement Δf sera proportionnelle à $2 H$, H étant



l'altitude de l'avion au-dessus du sol. Il suffira de disposer, à la sortie du récepteur un fréquencemètre pour obtenir l'indication directe de l'altitude.

III. — Choix de la fréquence porteuse.

Théoriquement, la fréquence porteuse du poste émetteur peut être quelconque, mais pratiquement, il convient d'adopter une onde très courte, qui présente les avantages suivants :

- a) Possibilité d'obtenir un faisceau dirigé.
- b) Faibles dimensions et faible poids de l'émetteur, ce qui est particulièrement important en aviation.
- c) Possibilité de produire de grandes variations de fréquence, ce qui facilite la mesure des altitudes très faibles.

Pratiquement, nous avons utilisé une longueur d'onde d'environ 50 centimètres correspondant à une fréquence de 6×10^8 C/s.

IV. — Poste émetteur.

On pourrait se servir d'un émetteur à réaction, d'un oscillateur du type Barkhausen, ou d'un magnétron, etc... En fait, c'est un oscillateur du type Barkhausen que nous avons utilisé, à cause de sa facilité d'emploi et de la possibilité d'obtenir une modulation de fréquence suffisante, en faisant varier la tension grille.

4-1. Oscillateur. — Le schéma de l'appareil est donné par la figure 3. V_o , A et M représentent respectivement la lampe oscillatrice, l'antenne et le modulateur. Une tension positive est appliquée à la

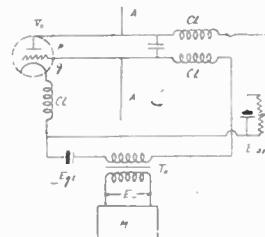


Fig. 3.

grille g et une tension négative à la plaque p , de façon à produire le régime d'oscillation de Barkhausen. La fréquence étant proportionnelle à la tension de grille, la modulation s'obtiendra en faisant varier cette tension, la valeur de la tension de modulation E_m restant d'ailleurs très petite par rapport à la tension grille, de façon à conserver la proportionnalité. Le poste réalisé permet d'obtenir un faisceau dirigé d'angle au sommet voisin de 12 degrés. Le coefficient d'efficacité de l'antenne directive est de 67.

4-2. Modulateur. — Le schéma est représenté par la figure 4, où V_m est une triode oscillatrice, T_m la bobine de self et C_m le

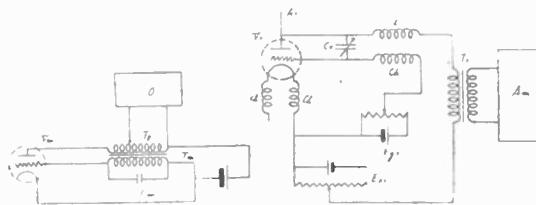


Fig. 4.

Fig. 5.

condensateur déterminant la fréquence d'oscillation. La prise variable T_t permet de régler l'amplitude de la tension appliquée à l'oscillateur O .

V. — Poste récepteur.

Le poste comprend le récepteur proprement dit, l'amplificateur et le limiteur.

5-1. *Récepteur proprement dit.* — Son schéma est donné par la figure 5. Il comporte une antenne A_r , une triode V_r , alimentée par l'intermédiaire de bobines de choc, et suivie d'un amplificateur basse fréquence convenable. On règle le récepteur en agissant sur la tension de grille E_g , ou sur la tension de plaque E_{pr} et sur le condensateur variable C_r , ce qui permet de réaliser l'accord sur la fréquence émise¹.

5-2. *Amplificateur.* — L'amplificateur basse fréquence est à couplage par capacités et résistances. Il utilise 2 penthodes, du type de haute fréquence, et donne un gain de tension d'environ 40.000.

5-3. *Limitateur.* — L'amplitude de l'onde réfléchie varie sensiblement inversement à l'altitude mesurée, aussi est-il désirable de limiter à un niveau constant l'amplitude du courant de basse fréquence produit. A cet effet, l'amplificateur est suivi d'une triode limiteuse convenablement polarisée.

VI. — Indicateur d'altitude.

À la sortie de cette triode, on obtient donc un courant de battement de fréquence variable, et d'intensité constante, qui est envoyé dans une fréquencemètre constituant l'indicateur d'altitude. Après

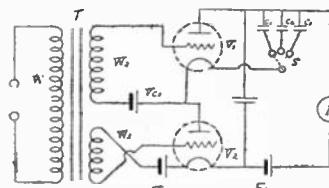


Fig. 6.

plusieurs essais, nous nous sommes arrêtés à l'appareil dont la figure 6 donne le schéma. T est un transformateur à 3 enroulements, W_1 , W_2 , W_3 . Les secondaires W_1 et W_2 sont connectés aux triodes V_r et V_2 , dont les tensions plaque et grille sont réglées de telle façon que, lorsqu'aucun courant à fréquence musicale n'alimente le transformateur T , aucun courant continu ne parcourt le milli-

1. Uda, I. E. E. Japon, 49, 729, 1929

ampèremètre. Si une tension de fréquence Δf est appliquée à l'enroulement W_1 , des courants traversent les triodes V_1 et V_2 . Lorsque V_1 n'est pas conducteur, et que V_2 l'est, le condensateur C_1 prend une charge $Q = C_1 E_b$, E_b étant la tension de la batterie figurée sur le schéma. Au contraire, lorsque V_1 devient conducteur, le condensateur se décharge dans le milliampèremètre I . Cette action se répète Δf fois par seconde, et le courant moyen traversant le milliampèremètre est donc proportionnel à Δf .

Pour permettre les mesures de fréquences dans une gamme étendue, un commutateur S permet de faire varier la capacité du condensateur chargé.

Ce type de fréquencemètre constitue donc bien un indicateur d'altitude à lecture directe. Il présente l'avantage que ses indications sont indépendantes de la tension appliquée, qui peut varier de plusieurs volts à une centaine de volts.

VII. — Appareil d'expérimentation.

La figure 7 montre les appareils utilisés au cours des essais. Le poste d'émission est en bas à gauche, le récepteur en bas à droite,

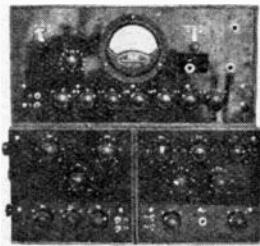


Fig. 7.

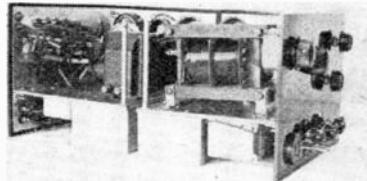


Fig. 8.

l'amplificateur, le limiteur, et l'indicateur d'altitude au-dessus. La figure 8 représente l'intérieur du poste émetteur (à droite), et du poste récepteur (à gauche). Enfin, la figure 9 montre l'intérieur de l'amplificateur, du limiteur, et de l'indicateur d'altitude.

VIII. — Expériences avec des altitudes de moins de 50 mètres.

8-1. *Méthode expérimentale.* — Les essais ont été faits dans la cour de récréation de l'Université du Tohoku (Japon). On utilisait comme surface réflectrice figurant le sol un filet métallique vertical disposé dans la cour; on déplaçait le poste émetteur-récepteur, en

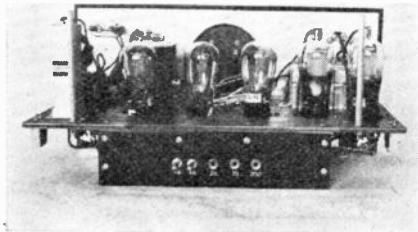


Fig. 9.



Fig. 10.

l'éloignant plus ou moins du filet, et en notant les indications fournies par l'appareil. La figure 10 représente la cour en question et le filet, qui était en fer, avec des mailles de 7 cm^2 et des dimensions de 10×30 mètres.

8-2. *Émetteur.* — L'émetteur était celui précédemment décrit. La tension grille était de 115 volts, le courant grille de 22 milliampères, correspondant à une puissance de 2,5 watts. La profondeur de modulation en fréquence était de 38 mégacycles par seconde. Le modulateur absorbait sur son circuit plaque 25 milliampères sous 150 volts, et la fréquence de la modulation était de 24 cycles par seconde.

8-3. *Récepteur.* — C'était également celui précédemment décrit. Il absorbait 3 milliampères sous 140 volts sur la grille. La polarisation de la plaque était de 1,8 volts.

8-4. — Les résultats sont fournis par le tableau suivant et par la courbe de la figure 11.

TABLEAU I

ALTITUDE mètres.	INDICATION	ALTITUDE (mètres)	INDICATION
4	16	31	56
9	23	38	67
16	30	42	74
21	33	49	76
25	50		

On voit que les indications sont très sensiblement proportionnelles à la distance, et qu'elles restent exactes comme pour des distances de l'ordre de 4 mètres.

IX. — Expériences avec des altitudes de plus de 50 mètres.

La méthode expérimentale était la même que précédemment, l'émetteur absorbait sur la grille 26 milliampères sous 150 volts, soit 3,9 watts et la profondeur de la modulation de fréquence était de 20 mégacycles par seconde. Le modulateur absorbait sur la

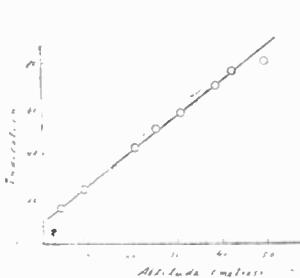


Fig. 11.

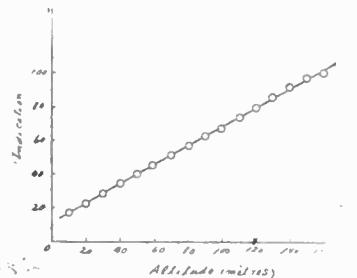


Fig. 12.

plaqué 25 milliampères sous 150 volts, la fréquence de modulation étant de 24 cycles/s., la grille du récepteur prenait 2,5 milliampères sous 200 volts, et le courant plaque était de 25 microampères.

Les résultats sont donnés par le tableau II ci-dessous et par la figure 12.

TABLEAU II

ALTITUDE mètres	INDICATION	ALTITUDE mètres	INDICATION
10	17	90	63
20	22	100	68
30	28	110	75
40	34	120	80
50	40	130	88
60	46	140	94
70	52	150	98
80	57	160	102

Ici encore, on voit que les indications sont sensiblement proportionnelles à la distance. On ne pouvait d'ailleurs porter celle-ci à plus de 160 mètres, par suite des dimensions de la cour.

X. — Conclusion.

Le nouveau principe indiqué a permis d'obtenir les résultats suivants :

- 1° Indications continues de l'altitude;
- 2° Indications exactes, même pour des altitudes inférieures à 4 mètres;
- 3° Indications sensiblement proportionnelles à l'altitude;
- 4° Erreurs très faibles;
- 5° Indications jusqu'à plus de 160 mètres avec une puissance d'alimentation de 3,9 watts seulement.

Il semble donc que les appareils en question peuvent recevoir des applications intéressantes, tant pour l'atterrissement sans visibilité que pour la navigation maritime dans la brume.

XI. — Remerciements.

Nous désirons enfin remercier l'Université de Tohoku (Sendai), pour le concours qu'elle nous a apporté; nous avons également reçu

l'aide du fonds d'inventions du Ministère du Commerce et de l'Industrie, du fonds d'Oï. de l'I. E. E. du Japon, et de la fondation gratuite de Saïto.

M. le Docteur Honda, président de l'Université Impériale de Tohoku, M. le D^r Mitsuda, chef du Laboratoire électrique du Ministère des communications ont bien voulu s'intéresser à nos travaux, et nous faire plusieurs suggestions. Nous sommes également heureux de les en remercier¹.

SADAHIRO MATSUO.

1. — La Rédaction de *l'Onde Électrique* remercie également M. Besson, qui a bien voulu revoir cet article avant publication.

ANALYSES

Pour la signification des références, se reporter au n° de janvier 1938 de l'O. E.

MESURES

Voltmètre à lampe avec amplification à contre-réaction de la tension continue. F. M. COLEBROOK, *W.R. Eng.*, XV, mars 1938 138-142.

Cet appareil est destiné à mesurer, à l'aide d'un simple milliampèremètre comme instrument de mesure, des variations de tension continue de 1 volt à 1 millivolt, avec une résistance d'entrée de l'ordre de 1 mégohm. Une diode redresseuse permet la mesure de tensions H. F. de 1 volt à 25 millivolts.

Les principales caractéristiques du montage sont les suivantes : amplification par 2 lampes couplées par résistance et batterie ; une résistance de faible valeur est commune au circuit de grille de la 1^e lampe et au circuit de plaque de la 2^e ; il en résulte une forme d'amplification à contre-réaction, donnant une pente totale qui peut atteindre 500 ou 600 ma/v sans grande difficultés. Cette pente varie en fonction de la tension d'entrée de telle façon que l'instrument de mesure est automatiquement protégé contre l'application éventuelle d'une tension d'entrée trop élevée.

L'appareil n'est pas étalonné directement en fonction de la déviation du milliampèremètre ; on l'emploie comme instrument de zéro, en le plaçant dans les conditions de sensibilité maximum, et en opposant au changement de tension d'entrée inconnu une tension auxiliaire connue avec précision.

L'auteur donne ensuite les détails de réalisation et de réglage de l'appareil.

A. B.

PROPAGATION -- RAYONNEMENT

Nuages ioniques irréguliers dans la couche ionosphérique E. Un « interféromètre radio-électrique ». — T. L. ECKERSLEY,

Nature, 13 novembre 1937, 140, 3, 550, p. 846-847, et 26 février 1938, 141, 3, 565, p. 369-370.

Résumé de recherches faites avec un système de collecteur d'ondes dirigé à deux cadres espacés, formant goniomètre à ondes courtes (non décrit).

Dans une première série d'expériences, on a enregistré des « tops » très brefs, émis par une station puissante située à 19 kilomètres. Non seulement on a trouvé les « échos » classiques sur les couches E et F, avec une certaine régularité et une incidence presque verticale, — mais aussi, on constate des échos bien plus faibles et irréguliers, produits à des distances horizontales de 20 à 300 kilomètres et des hauteurs de 60 à 300 kilomètres. — L'auteur les attribue à la présence de nuages ioniques très éphémères, produits sans doute sous l'effet d'une cause inconnue (peut-être extra-terrestre), et rapidement détruits ensuite.

Dans la seconde série d'expériences, on a utilisé le fait que le goniomètre utilisé donne des extinctions parfaites sur des signaux à direction de provenance unique, mais que l'extinction devient de plus en plus floue s'il y a plusieurs rayons incidents simultanés, provenant d'un cône d'ouverture croissante. On peut établir la relation précise entre l'ouverture du cône, et le « résidu » de signal : on retrouve une formule analogue à celle de l'interféromètre Michelson.

Appliquant la méthode aux signaux radio-électriques brefs, on trouve :

a) pour un signal direct par « onde de sol », une extinction au 1/1.000 ou mieux;

b) pour un rayon normalement réfléchi sur l'ionosphère, une extinction au 1/30 ou 1/10, correspondant à une ouverture du cône d'incidence de 1 ou 2°;

c) pour les « échos irréguliers » mentionnés ci-dessus, au contraire, l'extinction devient très mauvaise et correspond à un angle de 30° ; ce qui confirme l'hypothèse d'une réflexion sur

des nuages ioniques « irréguliers à la fois dans l'espace et dans le temps ».

P. L.

Discussion sur « la propagation des ondes ultra-courtes le long de la surface sphérique de la terre ». — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, février 1938, **26**, 2, 240-245.

Nous avons déjà résumé ici (*Onde El.*, anal., mars 1936, p. 17-A, 19-A; janvier 1937, p. 3-A; septembre 1937, p. 52-A) les travaux de Burrows sur la propagation des ondes, notamment des ondes métriques; d'autre part, également, un article de Handel et Pfister (*Onde El.*, anal., février 1937, p. 10-A) paru d'abord dans *Hsr. Techin. El. Ak.*, et reproduit ensuite dans *Proc. Inst. Rad. Eng.*, mars 1937, **25**, 3, 346-363.

Il nous paraît donc intéressant de signaler une courtoise controverse entre ces deux équipes, sur les mérites de leurs formules. Pour commencer, Burrows montre que son calcul, malgré qu'il n'ait pas été fait pour les altitudes très élevées de l'émetteur, donne des résultats meilleurs que ne le ferait croire le travail de Handel et Pfister; il suffit de tenir compte de la réfraction atmosphérique et de noter qu'à faible distance, les valeurs calculées sont évidemment trop faibles. De récentes expériences de Beverage sont d'ailleurs en très bon accord avec cette formule. Enfin, Burrows pense qu'il n'est pas correct de séparer, comme le font Handel et Pfister, l'effet de la hauteur et celui de la distance, ni de supposer le sol parfaitement conducteur.

A ceci, Handel et Pfister répondent qu'en effet, l'introduction de la conductibilité finie du sol, suivant Eckersley et Van der Pol, est théoriquement plus correcte que leur approximation; cependant elle est moins bien d'accord avec l'expérience; sans doute est-ce un effet de la réfraction atmosphérique. De même, « il serait plus désirable et plus élégant d'introduire dans la même formule, la hauteur et la distance »; mais cela n'a pas été possible. Finalement Handel et Pfister soutiennent que leurs formules sont, pratiquement, les plus satisfaisantes.

P. D.

Rapport de la sous-commission de propagation des ondes radio-électriques. (Comité Consultatif

International des Radio-Communications), Londres, 25 novembre 1937.

La réunion et le présent rapport font suite à la Conférence du C. C. I. R. de Bucarest. La Commission comprenait douze membres, dont 7 anglais, 2 hollandois, 2 américains, 1 représentant de l'U. I. R.¹. Son travail semble avoir consisté à entériner les formules récemment établies par M. T. L. Eckersley, d'une part, et Van Der Pol, Bremmer, de l'autre². Il est subdivisé en quatre chapitres :

A. Fréquences moyennes : ondes de sol : les graphiques joints reproduisent à peu près deux antérieurs de Madrid et Lucerne.

B. Fréquences moyennes : onde d'espace. Courbes du « quasi-maximum » du champ, jusqu'à 12.000 kilomètres, en distinguant suivant que le trajet est Nord-Sud ou Est-Ouest, et en tenant compte de la conductibilité du sol.

C. Fréquences hautes (1.500 à 30.000 Ke s). Deux séries de courbes : les intensités maxima de champ, suivant la région du globe et la fréquence (transformation pratique des graphiques de Lisbonne 1936); et les fréquences maxima utilisables.

D. Fréquences très hautes (plus de 30.000 Ke s) : séries de graphiques calculés, en tenant compte de la diffraction et de la réfraction, et donnant les valeurs du champ suivant : la conductibilité du sol; la fréquence; la distance; la hauteur des postes au-dessus du sol³.

P. D.

Réunion du groupe d'experts du Comité International Spécial des Perturbations Radiophoniques. J. Télécomm., février 1938, N° 2, 57-60.

Nous avons déjà plusieurs fois analysé les travaux de ce Comité (Voir *Onde El.*, octobre 1935 p. 31-A; janvier 1936, p. 3-

1. Les deux délégués français, MM. GUTTEN et LE CORBEILLER, n'assistaient pas à la réunion.

2. Ces travaux ne sont pas entièrement publiés. Une partie seulement a paru dans *Proc. Royal Soc.*, 136, 1932, p. 499; *Journal I. E. E.*, 53, 1937 p. 286-304 (anal. *Onde El.*, sept. 1937, p. 80-A ; *Phil. Mag.* **24**, 1937, 141-176 et 825-864).

3. D'après les figures 55, 57, 59, on voit que dans une transmission sur mer, il serait désavantageux d'élever les postes à des hauteurs de 20 ou 30 mètres. Ceci nous paraît en contradiction avec les faits.

A; septembre 1937, p. 44-A) lesquels, dit l'auteur, peuvent sembler, « pour le lecteur non complètement averti », « se dérouler avec une lenteur décevante, pour ne pas dire inadmissible ». Heureusement; la réunion de décembre 1937 à Bruxelles, a permis « de faire un pas décisif ».

On a confirmé certains projets antérieurs sur la méthode de mesure et l'affaiblissement nécessaire des parasites; précisé que l'appareil de mesure officiel devait avoir une bande passante de 2×4500 c/s, une échelle de 50 microvolts à 500 millivolts; fixé divers points de détail sur la méthode opératoire, les fréquences de mesures (160, 240, 350, 1400 Kc/s).

Et surtout, on a fixé comme suit les valeurs des tensions perturbatrices limites pour les appareils perturbateurs domestiques de puissance inférieure à 500 watts :

Fréquences : 160 à 240 350 à 1400 Kc/s :

Fréquences	160		350	
	à 240	à 1400 Kc/s		
Tension perturbatrice microvolts	asymétrique	3000	1000	
	symétrique	1500	1500	

Ces valeurs sont des maxima provisoires.

P. L.

Lignes de transmission à très hautes radio-fréquences. L. E. REUKEMA, *El. Eng.*, août 1937, 56, 8, 1002-1011; discussion, février 1938, 57, 2, 104-107.

Etude théorique sur les constantes des lignes, et notamment leur surtension, en tenant compte de toutes les causes de pertes. On considère les deux cas classiques : 1^o fils parallèles, de rayon r , espacés de D ; 2^o tubes concentriques, le rayon du tube interne étant a et le rayon (intérieur) du tube externe étant b .

L'auteur détermine les meilleures valeurs pour ces divers paramètres, et ses résultats sont souvent différents de ceux antérieurement connus : par exemple, pour le 2^o cas, le rapport b/a donnant la plus forte surtension est 4,2 (au lieu de 3,6); celui donnant la plus forte impédance est 14,3 (au lieu de 9,2). Il existe en outre des dimensions

absolues D et b optima. Enfin, surtension et impédance réalisables diminuent lentement lorsque la fréquence croît (au lieu d'augmenter, comme certains l'avaient affirmé).

Une série de graphiques permet l'utilisation des formules.

Ce travail a suscité d'intéressants commentaires de Schelukoff, Hansel et Carter : ceux-ci ont contesté la validité des calculs et notamment la possibilité d'un rayonnement par des tubes concentriques. De plus, Mason soutient que les coefficients de surtension expérimentalement relevés sur des quartz (20.000 à 90.000) sont beaucoup plus grands que les formules de Reukema ne le feraient prévoir.

A ces critiques, l'auteur répond : que le rayonnement d'un système de tubes concentriques est certes petit, mais non nul; et que la perte d'énergie résultante doit être prise en considération, vu la petitesse des autres pertes; de plus, que pour ce qui concerne le quartz, les autres formules classiques sont encore bien plus fausses que la sienne. La question du « circuit équivalent au quartz » a donc, dit-il, « tristement besoin de révision ».

P. D.

ÉMISSION

Le dynatron, générateur d'ondes très courtes. — H. H. MEINKE, *Hfr. Techn. El. Ak.*, février 1938, 51, 2, 52-59.

Poursuivant un travail antérieur sur le fonctionnement du dynatron (1), l'auteur étudie maintenant les différents montages susceptibles de fournir des ondes courtes : résonateurs avec artifices divers, lignes de Lecher. La longueur d'onde minimum obtenue est aux environs de 6 m., parfois même de 3 m. et moins, mais il s'agit peut-être alors « d'oscillations de charge d'espace des électrons secondaires ». Pour la production des ondes courtes, « le dynatron n'est à recommander que dans quelques cas particuliers, car il donne moins de puissance et il est plus délicat que d'autres procédés ».

P. D.

(1) Voir *Onde Electrique*, anal. Mars 1938, p. 28 A.

La caractéristique statique négative du tube (magnétron) de Habann. — A. LERES, K. LAMMCHEN, *Hfr. Techn. El. Ak.*, février 1938, **51**, 60-66.

Par un procédé d'intégration graphique, on calcule les trajectoires électriques dans un magnétron à anode fendue; on vérifie que pour certaines, la différence des courants entre les deux demi-plaques peut être en sens inverse de leur différence de potentiel, c'est-à-dire que la résistance apparente entre elles est négative.

Vérification expérimentale et discussion du rôle de la charge d'espace.

Le travail sera complété par une étude du tube en cours d'oscillation.

P. D.

Mécanisme des oscillations d'un magnétron à anode fendue. — KINJIRO OKABE, *Nippon El. Comm. Eng.*, décembre 1937, 530-535.

L'auteur expose ses vues sur les oscillations engendrées par un magnétron à anode fendue et telles que leur longueur d'onde dépende du circuit extérieur. Pour lui, il ne faut pas considérer ces oscillations comme étant toujours du type dynatron; ses recherches l'ont en effet amené à distinguer une catégorie d'oscillations dites « de type B » qui se produiraient sans qu'il y ait résistance négative et seraient essentiellement différentes des oscillations du type dynatron, aussi bien au point de vue théorique qu'expérimental. Il donne ensuite une théorie du mécanisme de ces oscillations de type B, et la répartition des longueurs d'onde obtenues avec les principaux types d'oscillations : type A (oscillations indépendantes du circuit extérieur), type B et dynatron.

A. B.

Obtention d'ondes « naines » avec le magnétron. — O. H. GROOS, *Hfr. Techn. El. Ak.*, février 1938, **51**, 2, 37-44.

Un choix particulier des paramètres d'utilisation, a permis à l'auteur de faire osciller des magnétrons sur une onde nettement plus courte (moitié environ, λ minimum 5 à 8 cm.) que le montage « classique ». Tous les détails de construction, tous les résultats expérimen-

taux sont donnés. La puissance obtenue est de l'ordre du watt.

Le mécanisme de l'oscillation ne serait pas très différent du mécanisme habituel pour une anode fendue; il ne s'agirait pas d'un harmonique, mais d'un couplage particulièrement favorable entre les constantes de l'oscillation interne, et le circuit d'utilisation : en modifiant ces deux accords, on peut régler à volonté la longueur d'onde, par exemple entre 5, 6 et 8 cm. pour un certain tube.

P. D.

La répartition du potentiel dans le magnétron. — W. ENGBERT, *Hfr. Techn. El. Ak.*, février 1938, **51**, 2, 44-52.

Entre cathode et anode, l'auteur glisse une « sonde » formée d'un fil très fin, relié à un potentiel fixe réglable, et dont on observe au microscope les petites déflexions. Il étudie ainsi la répartition du potentiel entre les électrodes — malheureusement, semble-t-il, toujours pour des champs magnétiques plus faibles que ceux nécessaires à l'oscillation.

Après avoir discuté les précautions nécessaires et le mode opérateur, il présente une série de résultats, et montre que la variation du potentiel près de la cathode, est beaucoup moins rapide que celle calculée en supposant aux électrons une trajectoire rectiligne. C'est donc qu'il existe une charge d'espace considérable — disproportionnée même avec l'intensité effective du courant — et provenant nécessairement d'un épais uage d'électrons tournant autour de la cathode.

P. D.

RÉCEPTION

Sélection par contre-réaction. — G. H. FRITZINGER, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, janvier 1938, **26**, 1, 207-225.

Dans un amplificateur à contre-réaction, on peut étudier les variations du gain en fonction de l'amplitude et de la phase du vecteur « contre-réaction » — par exemple au moyen d'une méthode graphique. De plus, si le couplage contre-réactif est fait par un système sélectif rudimentaire : capacités résis-

tances, on peut rendre la variation du gain avec la fréquence, relativement rapide dans certaines bandes, relativement lente dans d'autres : c'est-à-dire réaliser des amplificateurs-filtres passe-haut ou passe-bas.

P. L.

Nouveau type de circuit sélectif et ses applications. — H. H. Scov, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, février 1938, 26, 2 226-235.

Principe analogue au précédent, mais l'impédance de couplage contre-réactif est une sorte de pont de Wien, accordé sur une fréquence déterminée : on obtient alors un amplificateur ayant les mêmes propriétés sélectives qu'un résonateur.

Comme le pont ne contient que des résistances et des capacités, on économise ainsi une self-induction ; la variation continue est plus commode ; bref le dispositif est plus avantageux que les appareils existants, surtout en très basse fréquence.

P. L.

Un amplificateur d'expériences système Doherty de 5 kw. — C. E. STRONG, G. G. SAMSON, *El. Comm.*, janvier 1938, 16, 3, 233-239.

Nous avons déjà résumé le principe de la modulation Doherty : subdivision de l'étage de puissance en deux groupes de lampes, dont le premier fonctionne seul sur l'onde porteuse, tandis que le second intervient par l'intermédiaire d'un transformateur d'impédances, lors de la modulation, pour modifier l'impédance de travail du premier et fournir en même temps un appont d'énergie. (*Onde El. anal.*, février 1937, p. 11-A).

Dans le présent article, après un rappel de ce principe et quelques informations de détail complémentaires, sont décrits le montage, la méthode de réglage, et les résultats d'un émetteur d'études Doherty. Les courbes montrent d'excellentes performances ; le seul point délicat, qui est l'acuité des réglages nécessaires pour assurer la linéarité de la modulation, a pu être résolu par l'emploi de la contre-réaction stabilisatrice ; ainsi, pour une marge importante de manœuvre de l'opérateur, la distorsion d'amplitudes reste inférieure à 2 pour cent.

P. D.

Application de l'émission secondaire aux lampes amplificatrices. J. L. JANKE et J. W. M. OVERBEEK, *Wir. Eng.*, XV, mars 1938, 150-156.

L'amplification du courant électronique au moyen de l'émission secondaire permet d'obtenir un accroissement sensible de la pente de la lampe. Malheureusement, les essais précédents ont montré que si de la matière volatilisée émise par la cathode incandescente atteint la surface de la cathode auxiliaire, le coefficient d'émission secondaire subit une baisse sensible au cours du fonctionnement.

Cet article décrit la disposition et donne les caractéristiques d'une lampe à un seul étage d'émission secondaire, construite de façon à éviter le défaut ci-dessus : les électrons émis par la cathode sont soumis à une déflexion électrostatique avant de parvenir à la cathode auxiliaire, de sorte qu'on peut placer entre cathode et cathode auxiliaire un écran arrêtant la matière volatilisée.

A. B.

Expansion sonore à faible distorsion employant la contre-réaction. B. J. STEVENS, *Wir. Eng.*, XV, mars 1938, 143-148.

Dans un premier type d'expanseur, la contre-réaction est produite par une résistance commune aux circuits de grille et de plaque d'une triode. Cette résistance est constituée par la résistance interne d'une pentode à pente variable, aux grilles 1 et 3 de laquelle on applique une tension de polarisation obtenue en redressant après amplification une fraction, de la tension d'entrée. Lorsque la tension d'entrée diminue, la résistance interne de la pentode augmente, le taux de contre-réaction aussi, et par suite le gain de l'étage diminue : d'où l'expansion sonore.

Pour les niveaux élevés, la contre-réaction est minimum, mais encore notable ; de plus, on s'arrange pour que la lampe ait alors la résistance de charge optimum : la distorsion est ainsi toujours faible. Le principal inconvénient du dispositif est la valeur élevée de l'impédance de sortie.

Dans le 2^e type d'expanseur (à faible impédance de sortie), la tension de contre-réaction est prélevée sur la tension alternative d'anode, à l'aide de 2 résistances montées en potentiomètre,

et appliquée à la grille à travers le secondaire du transformateur d'entrée. Une des 2 résistances ci-dessus (constituée encore par une pentode à pente variable) varie en fonction du niveau d'entrée, comme précédemment. Il en résulte une variation du taux de contre-réaction, dans un sens tel qu'on ait l'expansion désirée. Suivant que l'on fait varier l'une ou l'autre des 2 résistances, on obtient 2 montages légèrement différents, tous deux excellents au point de vue distortion. Le rapport des valeurs extrêmes de l'amplification est de 24 db., dans un cas et de 19 db. dans l'autre.

En terminant, l'auteur fait entrevoir la possibilité d'établir sur des principes analogues des compresseurs automatiques de contrastes, à faible distorsion.

A. B.

Recherches sur l'appréciation des tubes amplificateurs. M. HARNISCH, W. RAUDORF, *E. N. T.*, mars 1938, 15, 3, 65-71.

La thèse est la suivante : un tube *triode* donne d'autant moins de distortion que son coefficient d'amplification μ est plus constant lorsque les tensions varient. L'idéal serait qu'il ne varie pas du tout, auquel cas le courant de plaque varierait, selon la loi de Langmuir, comme la puissance $3/2$ de la « tension composée » ($u_p + \mu u_g$).

En fait, on constate que le coefficient μ , ou plus exactement son inverse la « perméabilité D », est une fonction linéaire des tensions grille et plaque u_g et u_p , de la forme :

$$D = a + b \times \frac{u_g}{u_p}$$

La constante b caractérise donc la variation de μ , donc, en dernière analyse, la distortion. Elle peut donc servir de coefficient de mérite du tube à ce point de vue; on lui trouve par exemple des valeurs de 0,1 à 0,5.

L'auteur montre comment calculer b en fonction des caractéristiques, et comment l'utiliser pour en déduire le « Klirrfaktor ».

P. L.

EXPLOITATION -- APPLICATIONS

Quelques problèmes de la technique des hyper-fréquences. — A.

G. CLAVIER, E. ROSTAS, *El. Comm.*, janvier 1938, 16, 3, 254-262.

Ces problèmes sont relatifs à la production et à l'emploi des « micro-rayons », c'est-à-dire des ondes de 10 à 20 cm.

1^o Tubes oscillateurs : une étude expérimentale systématique à partir des premiers tubes utilisés pour la liaison Douvres-Calais (1931) a mis en évidence le rôle de la « géométrie » des électrodes : de légères réductions dans le diamètre de la grille et de la plaque, ou dans le pas d'enroulement de la grille, déplacent la longueur d'onde optimum de 18 cm. jusque vers 7 cm.

— Par contre, des changements trop importants arrêtent la production des oscillations.

2^o Stabilisation de la fréquence : on peut y réussir par l'emploi d'un « régulateur » : la fréquence produite par le tube « bat » avec l'harmonique d'un oscillateur étalon à quartz (convenablement amplifié); le battement est envoyé dans deux circuits désaccordés, actionnant des détecteurs, dont l'action différentielle commande la variation d'une source d'alimentation dans le sens convenable pour atténuer les variations de fréquence. On peut ainsi limiter les écarts à 25 Kc.s.

3^o « Réaction » dans un récepteur : un résonateur accordé sur l'onde 0 m. 10 voit sa sensibilité augmentée dans un rapport de 3 environ, par association avec un tube réglé très près de sa limite d'entretien.

P. L.

Réduction de l'erreur nocturne dans les goniomètres d'aérodromes. — H. BUSIGNIES, *El. Comm.*, janvier 1938, 16, 3, 213-232.

Le système utilisé est celui d'Adecock à antennes verticales, qui a été réalisé très soigneusement: l'auteur discute les caractéristiques essentielles d'équilibrage des antennes et des câbles haute fréquence, le bruit de fond et la sensibilité, les restrictions sur l'emplacement, etc.

L'équipement des Laboratoires LMT prévoit la possibilité d'éloigner le poste goniométrique des antennes, jusqu'à 1 km.; il peut être semi-transportable sur camion et installé en quelques heures.

Les résultats obtenus par une expéri-

mentation systématique en France ont confirmé l'excellence des résultats : en ondes moyennes (hecto - ou kilométriques), les relevements sont toujours possibles. L'erreur est maximum (quelques degrés) sur terre, pour des distances de 400 à 600 km. En dessous de 200 km. ou au-delà de 1.000, elle ne dépasse jamais $\pm 2^\circ$.

Quant au choix de l'emplacement, « il ne faut pas exagérer ses difficultés » ; on doit choisir un terrain dégagé et non montagneux; encore les erreurs dues aux diffractions locales peuvent-elles être recherchées et corrigées.

P. D.

Transmissions d'images par radio entre Berlin et Tokyo. — TROYOSI AMISIMA et MASATUGU KOBAYASI, *Nippon El. Comm. Eng.*, décembre 1937, 499-510.

On trouve au début de cet article un rappel des résultats obtenus avec la modulation en amplitude. De nombreuses photographies montrent les altérations subies à la réception par une même image suivant l'intensité du fading et sa période, avec et sans C. A. V., enfin suivant le niveau des interférences. Contre le fading sélectif, l'auteur a expérimenté un dispositif qui lui aurait donné de bons résultats (indications vagues).

Pour éviter les défauts rencontrés avec la modulation en amplitude, on a utilisé le plus souvent, pour les essais effectués entre Berlin et Tokyo, le système de modulation en durée (1), en particulier pour les transmissions quotidiennes pendant la durée des Jeux Olympiques de Berlin. La conclusion que les auteurs tirent de ces essais, c'est que ce système de modulation donne dès maintenant des résultats assez satisfaisants pour être employé d'une façon pratique (on voit plusieurs photos d'images ainsi transmises, confrontées avec les originales); en particulier, il présente l'avantage de donner des résultats encore acceptables pour des intensités de champ à la réception qui seraient nettement trop faibles avec la modulation en amplitude.

A. B.

1 Le principe de ce système a fait l'objet d'une précédente analyse : « Transmission d'images employant la modulation en durée », par M. KOBAYASI *Electr. comm.*, octobre 1937.

L'activité des stations éducatives de radio-diffusion aux Etats-Unis. A. HUTH, *J. Télécomm.*, mars 1938, N° 3, 86-92.

Aux Etats-Unis, pays de radiodiffusion libre privée, le rôle éducatif est tenu par 39 stations, propriétés des Universités, Ecoles, etc. La plus importante est celle de Boston, WIXAL, de 20 kw. Leur liste complète est donnée, ainsi qu'un résumé de leurs programmes, qui sont très larges : outre les cours et conférences, très bien présentés et très variés, auxquels « les savants les plus éminents prêtent leur concours, il y a de la musique, de la radio agricole, scolaire, des informations officielles, des nouvelles, et même des « messages politiques » de tous les partis.

P. L.

La radio au service de la police. *Technische Mitteilungen* (P. T. T. Suisses), 1938, N° 2, 52-60.

Rappel de l'organisation générale européenne et description détaillée du type de poste émetteur établi en Suisse : photographies, performances.

P. L.

BIBLIOGRAPHIE

Le Calcul Symbolique d'Heaviside.

P. JANET, 1 brochure 16 \times 25 cm. 29 p., 3 fig. Gauthier-Villars, 1938.

Reproduction de deux conférences faites à l'Ecole Supérieure d'Électricité (Section de Radio-Electricité) en 1935-36; les principes de la méthode y sont donnés et expliqués par des exemples intéressants. On retrouvera dans cette brochure la clarté habituelle du regretté Directeur de l'E. S. E.

P. D.

Radio Engineering. F. E. TERMAN,

1 vol. Mac Graw-Hill Co, 2^e édition, 1937, 23 \times 16 cm. 813 pages. 475 figures.

Ce copieux ouvrage forme un des meilleurs exposés d'ensemble sur la « radiotechnique classique ».

Les propriétés générales des circuits, des lampes, la construction des émet-

teurs et des récepteurs, la propagation des ondes, sont successivement étudiées de façon complète et sûre. Il n'y a pour ainsi dire pas de calculs, mais les formules essentielles sont données partout; certains chapitres — correspondant à des travaux antérieurs de l'auteur — sont particulièrement réussis ou originaux (p. ex. l'étude de la distorsion dans le détecteur, chap. x — la pré-détermination des amplificateurs, classe C, chap. vii).

Des compléments sur la télévision et l'acoustique sont nécessairement plus brefs.

La présentation et l'illustration sont parfaites. Des séries de problèmes, données à la fin des chapitres, facilitent le travail personnel de l'étudiant.

Malheureusement ce livre présente un défaut choquant pour le lecteur français : sa documentation, extrêmement complète quant aux travaux américains, — ou du moins anglo-saxons — ignore absolument tous les travaux étrangers qui ne sont pas passés dans les « Proceedings Inst. Rad. Eng. »¹. Il en résulte d'étranges lacunes ; par exemple (fig. 27), les bobines à noyau de fer aggloméré sont indiquées comme ayant une surtension maxima de 140, alors qu'en Europe nous arrivons couramment à 300 et plus ; les seuls diélectriques connus de l'auteur sont le papier et le mica (p. 28), mais il n'est question ni de « calit », ni de « trolitul », isolantite, condensa, etc... ; la piézo-électricité est attribuée à Cady (note, p. 375), le sondage sous-marin ultra-sonore à Ryan (p. 376) ; la formule classique du rayonnement sonore d'un piston est donnée sans allusion à Lord Rayleigh (p. 767) ; enfin les noms de Maxwell, Hertz,

Marconi, Poincaré... ne figurent nulle part.

P. D.

La Télévision, les problèmes théoriques et pratiques de la télévision et leur solution par M. CHAUVERIE, Ingénieur-conseil, professeur à l'École Centrale de T. S. F.

vi-267 pages 12 × 18 avec 244 figures. 1938. Relié 95 frs. Broché 78 frs.

Cet ouvrage tient compte des toutes dernières solutions adoptées et, sans faire appel aux mathématiques supérieures, réunit tout ce qu'il faut savoir de la télévision pour étudier avec fruit les récepteurs et les schémas de montage.

Le problème est abordé du point de vue le plus général. Dans un but pédagogique, une place est faite à l'exposé de la télévision mécanique, quoique celle-ci soit aujourd'hui abandonnée pour la télévision électronique. Mais la plus grande partie de l'ouvrage est consacrée à l'étude du tube cathodique, des bases de temps, des récepteurs et des systèmes de synchronisme.

Sans aller jusqu'au schéma complet de réalisation, l'auteur a indiqué autant que possible les ordres de grandeur des valeurs utilisées, car si les schémas sont presque identiques, c'est par les valeurs utilisées que les montages de télévision diffèrent considérablement des montages de radiophonie.

Les théories et les solutions sont présentées avec le maximum d'objectivité et d'après les expériences que l'auteur a personnellement réalisées au laboratoire.

C'est dire la valeur de la contribution que cet ouvrage apporte à la connaissance de cette science nouvelle pour tous ceux que cette question intéresse : constructeurs et dépanneurs d'appareils, ingénieurs, élèves des écoles d'électricité et de T. S. F. amateurs.

1. Nous n'avons pu découvrir dans tout l'ouvrage qu'une seule exception — ne serait-ce pas une erreur de plume? — c'est la citation de la p. 593 relative au mémoire original de Sommerfeld en 1909.