

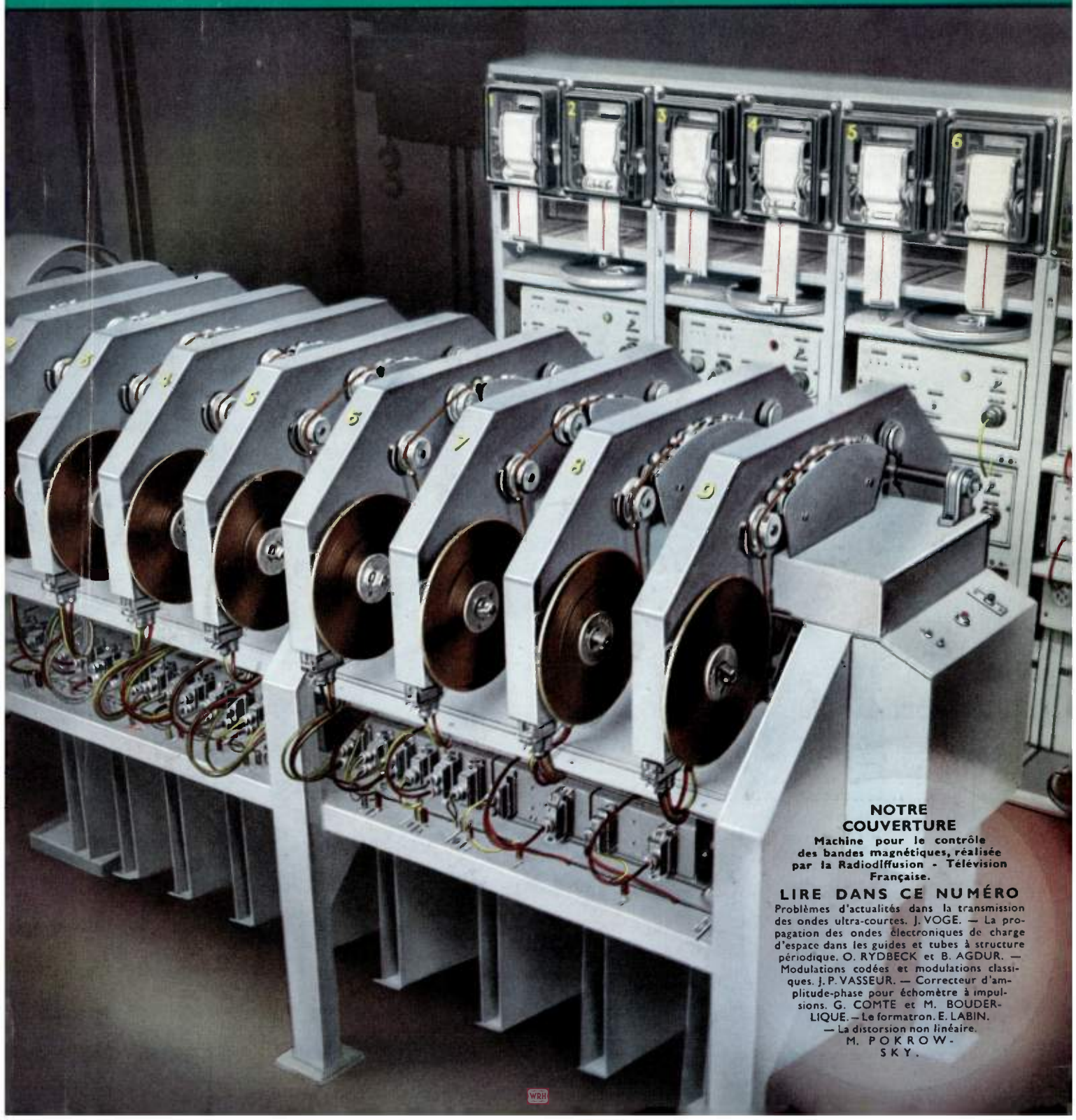
L'ONDE ÉLECTRIQUE

34^e ANNÉE. N° 327

J U I N 1 9 5 4

PRIX : 250 FRANCS

BULLETIN DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
ÉDITIONS CHIFON, 40, RUE DE SEINE, PARIS - 6^e



NOTRE COUVERTURE

Machine pour le contrôle
des bandes magnétiques, réalisée
par la Radiodiffusion - Télévision
Française.

LIRE DANS CE NUMÉRO

Problèmes d'actualités dans la transmission
des ondes ultra-courtes. J. VOGÉ. — La propa-
gation des ondes électroniques de charge
d'espace dans les guides et tubes à structure
périodique. O. RYDBECK et B. AGDUR. —
Modulations codées et modulations classi-
ques. J. P. VASSEUR. — Correcteur d'am-
plitude-phase pour échomètre à impul-
sions. G. COMTE et M. BOUDER-
LIQUE. — Le formatron. E. LABIN.
— La distorsion non linéaire.
M. POKROW-
SKY.

UN ENSEMBLE DE
PERFECTIONNEMENTS
SANS PRÉCÉDENT

Q MÈTRE type 802 B

Agence PUBLÉDITEC-DOMENACH



Nouvelle **TECHNIQUE**
Nouvelles **PERFORMANCES**
même

PRÉSENTATION

OSCILLATEUR: 50 KHz à 75 MHz
CV de mesures 25 pF à 500 pF
Vernier ± 3 pF - Lecture directe de L.

Utilisable également avec tous les accessoires
pour la mesure des angles de pertes (tangente δ).



ETS GEFROY

& C^{IE}, 7 et 9, RUE DES CLOYS, PARIS-18^e - MON. 44-65

RETOUR AUTOMATI-
QUE A "0" LORS DU
CHANGEMENT DE LA
GAMME (SÉCURITÉ
DUTHERMOCOUPLE)

NOUVELLE ÉCHELLE
"FAIBLE Q" (DE 0 A
50) PERMETTANT DE
LIRE $Q = 5$.

ÉCHELLE DIRECTE
EN ΔQ , PERMET-
TANT DES MESURES
DE COMPARAISON
RAPIDES.

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue Mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens
avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

ABONNEMENT D'UN AN

FRANCE 2500 F
ÉTRANGER 2800 »

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine — PARIS (6^e)
C. C. P. PARIS 53-35

Prix du
Numéro :
250 francs

Vol. XXXIV

JUIN 1954

Numéro 327

SOMMAIRE

		Pages
Problèmes d'actualités dans la transmission des ondes ultra-courtes	J. VOGÉ	487
La propagation des ondes électroniques de charge d'espace dans les guides et les tubes à structure périodique	O. RYDBECK B. AGDUR	499
Comparaison des modulations codées et des modulations classiques	J.P. VASSEUR	508
Correcteur d'amplitude-phase pour échomètres à impulsions destiné au contrôle des câbles électriques à grande distance	G. COMTE M. BOUDERLIQUE	514
Le formatron	Ed. LABIN	518
La mesure de la distorsion non-linéaire et les causes de divergences des résultats obtenus par les différentes méthodes	POKROWSKI	525
Sur certains réseaux passifs en régime transitoire (<i>Suite et fin</i>)	D. INDJOUJIAN	534
Compte-rendu de la réunion du C.I.S.P.R. (Londres 1953)	P. PASSERIEUX	536
Studios, acoustique, basse fréquence aux Pays-Bas		539
Vie de la Société		546

Sur la couverture :

Machine pour le contrôle des bandes magnétiques, réalisée par la Radiodiffusion-Télévision Française.

Les opinions émises dans les articles ou comptes rendus publiés dans L'Onde Electrique n'engagent que leurs auteurs.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.

† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.
P. BRENOT, Directeur à la Cie Générale de T.S.F.
J. CORNU, Chef de bataillon du Génie e. r.

† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

Tél. ALÉSIA 04-16 — Compte de chèques postaux Paris 697-38

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

† R. MESNY (1947) — † H. ABRAHAM (1947)

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

- MM.
- 1922 M. de BROGLIE, Membre de l'Institut.
- 1923 † H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
- 1924 † R. de VALBREUZE, Ingénieur.
- 1925 † J.-B. POMEY, Inspecteur Général des P.T.T.
- 1926 E. BRYLINSKI, Ingénieur.
- 1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
- 1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
- 1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
- 1930 Ed. BELIN, Ingénieur.
- 1931 C. GUTTON, Membre de l'Institut.
- 1932 P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
- 1933 L. BRÉGUET, Ingénieur.
- 1934 Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T.S.F.
- 1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
- 1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité
- 1937 † F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur es-Sciences.
- 1938 P. FRANCK, Ingénieur général de l'Air.
- 1939 † J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
- 1940 † H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
- 1945 L. BOUTHILLON, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
- 1946 R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
- 1947 R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radio-électricité.
- 1948 Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.
- 1949 M. PONTE, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.
- 1950 P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
- 1951 Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion -- Télévision Française.
- 1952 J. de MARE, Ingénieur Conseil.
- 1953 P. DAVID, Ingénieur en chef à la Marine.

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

- Président (1954)*
- MM. G. RABUTEAU, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique ».
- Président désigné pour 1955 :*
- M.H. PARODI, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.
- Vice-Présidents :*
- MM. R. AUBERT, Directeur Général adjoint de la S.F.R.
E. FROMY, Directeur de la Division Radioélectricité du L.C.I.E.
A. ANGOT, Ingénieur militaire en Chef, Directeur de la Section d'Etudes et de Fabrications des Télécommunications.
- Secrétaire Général :*
- M.J. MATRAS, Ingénieur Général des Télécommunications.
- Trésorier :*
- M.R. CABELLA, Ingénieur à la Société L.M.T.
- Secrétaires :*
- MM. G. ESCULIER, Ingénieur Conseil.
R. CHARLET, Ingénieur des Télécommunications.
J.M. MOULON, Ingénieur des Télécommunications

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Etudes générales.	Colonel ANGOT	M. LAPOSTOLLE.
2	Matériel radioélectr.	M. LIZON	M. ADAM
3	Electro-acoustique.	M. CHAVASSE.	M. POINCELOT
4	Télévision.	M. MALLEIN	M. ANGEL
5	Hyperfréquences.	M. WARNECKE	M. GUÉNARD
6	Electronique.	M. CAZALAS.	M. PICQUENDAR
7	Documentation.	M. CAHEN.	Mme ANGEL.
8	Electronique appliq.	M. RAYMOND.	M. LARGUIER.

GRUPE DE GRENOBLE

Président. — M.-J. BENOIT, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Directeur de la Section de Haute Fréquence à l'Institut Polytechnique de Grenoble.

Secrétaire. — M. J. MOUSSIEGT, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Grenoble.

GRUPE D'ALGER

Président. — M. A. BLANC-LAPIERRE, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.

Secrétaire. — M. J. SAVORNIN, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.

Les adhésions pour participation aux travaux des sections doivent être adressées au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10, Avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

CONSEIL DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

- MM. A. BLANC-LAPIERRE, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.
L. CAHEN, ancien Ingénieur en Chef des Télécommunications.
A. CAZALAS, Ingénieur aux Laboratoires de Télévision et Radar. de la Cie pour la fabrication des Compteurs.
P. CHAVASSE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
A. DANZIN, Directeur de la Société « Le Condensateur Céramique »
A. DAUPHIN, Ingénieur Militaire Principal des Télécommunications.
J. DOCKES, Ingénieur des Télécommunications, Service des Recherches et du Contrôle Technique des P.T.T.
C. MERCIER, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
J. BOULIN, Ingénieur des Télécommunications à la Direction des Services Radioélectriques.
F. CARBENAY, Ingénieur en Chef au Laboratoire National de Radio-électricité.
G. CHEDEVILLE, Ingénieur Général des Télécommunications.
R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
J. MIARQUE, Secrétaire Général du C.C.R.M. à Bruxelles.
F.H. RAYMOND, Directeur de la Société d'Electronique et d'Automatisme.
- MM. J.L. STEINBERG, Maître de Recherches au C.N.R.S.
L. DE VALROGER, Directeur du Département Radar-Hyperfréquences de la Cie Française Thomson-Houston.
J. ICOLE, Ingénieur en chef des Télécommunications, Chef du Département Faisceaux-Hertziens, Direction des Lignes Souterraines à Grande Distance.
J. LOCHARD, Lieutenant Colonel, Chef des Services Techniques du Groupe de Contrôle Radioélectrique.
N'GUYEN THIEN CHI, Chef de Département à la Cie Gle de T.S.F., Ingénieur-Conseil Cie Industrielle des Métaux électroniques.
G. POTIER, Ingénieur à la Société « Le Matériel Téléphonique ».
P. RIVÈRE, Chef du Service « Multiplex » de la Sté Française Radioélectrique.
M. SOLLIMA, Directeur du Groupe Electronique de la Cie Française Thomson-Houston.
H. TESTEMALE, Ingénieur des Télécommunications.
A. VIOLET, Chef de Groupe à la Sté « Le Matériel Téléphonique »

RÉSUMÉS DES ARTICLES

PROBLÈMES D'ACTUALITÉ DANS L'ÉTUDE DE LA TRANSMISSION DES ONDES ULTRA-COURTES par J. VOGÉ, Ingénieur des Télécommunications. *Onde Electrique* de juin 1954 (pages 487 à 499).

L'auteur résume de récentes données sur des problèmes de transmission en ondes ultra-courtes, dont on espère d'importantes applications pratiques. La première partie est consacrée aux propagations d'ondes métriques par diffusion ionosphérique, qui permettront peut-être des liaisons télégraphiques ou téléphoniques absolument sûres, de 1 000 à 2 000 km. La deuxième partie concerne les transmissions d'origine troposphérique, dans la gamme 40-4 000 Mc/s, à des distances allant jusqu'à 700 ou 1 000 km. On examine les distributions statistiques du champ reçu, aux différentes fréquences, les gains d'antenne (parfois assez inférieurs aux gains théoriques en espace libre), la largeur de bande utilisable et les avantages qui découlent de l'emploi de la diversité. La troisième partie traite des liaisons en visibilité directe. Les mécanismes d'évanouissements sont mal connus, mais les causes principales de fadings semblent être les réfractions sous-standard, l'interférence due au champ réfléchi sur le sol et les stratifications ou discontinuités atmosphériques. D'où l'on peut déduire les conditions favorables à la stabilité du signal reçu, ainsi que certains procédés destinés à l'améliorer (y compris la diversité d'espace ou de fréquence).

LA PROPAGATION DES ONDES ÉLECTRONIQUES DE CHARGE D'ESPACE DANS LES GUIDES ET LES TUBES A STRUCTURE PÉRIODIQUE par O. E. H. RYDBECK et B. AGDUR, Laboratoire de Recherches Electroniques, Chalmers University of Technology, Göteborg (Suède). *Onde Electrique* de juin 1954 (pages 500 à 508).

La présente communication traite de la propagation des ondes de charge d'espace [1, 2] dans les faisceaux électroniques cylindriques, qui parcourent un milieu ou un guide de forme périodique. Le guide est susceptible de produire soit une variation périodique de la vitesse du faisceau, la longueur d'onde d'espace étant λ_m , soit une variation périodique du diamètre du faisceau. Le milieu lui-même peut également varier de manière périodique (la longueur d'onde d'espace étant λ_m) sur le trajet du faisceau, par exemple par ses densités électronique et ionique (s'il est ionisé).

On démontre que des ondes de charge d'espace croissant suivant une loi exponentielle (gaining waves) peuvent être excitées dans le faisceau quand la longueur d'onde λ_m diffère peu de $\frac{\lambda_p}{2}$ où λ_p est la longueur d'onde de charge d'espace effective du mode excité. Le gain maximum exprimé en décibels croît linéairement suivant la racine carrée de la densité de l'intensité du courant du faisceau. Il est ainsi possible d'obtenir un gain considérable avec une largeur de bande raisonnable. Ces deux quantités, en fait, croissent suivant une loi linéaire quand ce gain est exprimé en décibels.

Des applications se trouveront à l'électronique des microondes et, vraisemblablement, aux décharges gazeuses et au bruit radioélectrique d'origine cosmique.

COMPARAISON DES MODULATIONS CODÉES ET DES MODULATIONS CLASSIQUES par J. P. VASSEUR, Ingénieur E.C.P., Docteur ès-Sciences, Direction Technique de la S.F.R. *Onde Electrique* de juin 1954 (pages 509 à 514).

Sans prétendre apporter de faits nouveaux, cette étude essaie de faire le point des systèmes de modulation codée et de déterminer dans quels cas il faut les employer ou utiliser des systèmes plus classiques.

Après un rappel des propriétés et des moyens de réaliser la modulation par impulsions codées et les modulations en delta à simple et double intégrations, on établit une comparaison avec les modulations plus couramment utilisées dans les multiplex en examinant l'efficacité du système et la quantité de matériel à mettre en œuvre.

La conclusion est que les systèmes codés permettent de réaliser des liaisons particulièrement difficiles mais que dans la plupart des cas pratiques, les systèmes à courants porteurs ou à impulsions modulées en amplitude ou en position fournissent d'excellentes solutions plus économiques en argent et en largeur de bande.

CORRECTEUR D'AMPLITUDE-PHASE POUR ÉCHOMÈTRES A IMPULSIONS DESTINÉS AU CONTRÔLE DES CABLES ÉLECTRIQUES A GRANDE DISTANCE par G. COMTE, Ingénieur E.S.E. et M. BOUDERLIQUE du Laboratoire de Télécommunications des Câbles de Lyon. *Onde Electrique* de juin 1954 (pages 515 à 518).

L'emploi des échomètres à impulsions pour la localisation des défauts des lignes à grande distance est gêné par la variation de l'affaiblissement et de la vitesse de propagation de ces lignes en fonction de la fréquence. Les auteurs ont étudié un correcteur automatique neutralisant l'effet de cette variation sur les signaux d'échos, quelle que soit la distance parcourue par ceux-ci sur la ligne. Ce dispositif, qui comporte un amplificateur à contre réaction sélective variable dans le temps, a fait l'objet d'une réalisation industrielle qui est décrite dans cet article.

LE FORMATRON. — TUBES ÉLECTRONIQUES PRÉSENTANT ENTRE LEURS GRANDEURS DE SORTIE ET DE COMMANDE UNE RELATION QUELCONQUE IMPOSÉE par Edouard LABIN, Ingénieur radioélectricien E.S.E. *Onde Electrique* 1954 (pages 519 à 525).

L'article traite d'une famille de tubes électroniques appelés « FORMATRONS » capables de fournir, entre leur courant de sortie i et leur tension de commande v , une relation fonctionnelle, la « caractéristique », ayant n'importe quelle forme désirée. Divers phénomènes, tels que la dépendance de l'émission secondaire par rapport à l'angle d'incidence du faisceau primaire, ou la simple interception du courant d'un faisceau par un diaphragme, permettent d'obtenir ce résultat en moulant ou profilant un élément de la structure interne du tube appelé « formeur ». Dans la première partie, on expose les principes de fonctionnement des « formatrons ». Dans la seconde partie, on passe en revue les problèmes spéciaux d'électronique soulevés par la mise en œuvre de ces principes. La troisième partie contient une liste d'applications choisies pour leur valeur illustrative. On a mis l'accent sur les idées fondamentales plutôt que sur les détails techniques.

LA MESURE DE LA DISTORSION NON-LINÉAIRE ET LES CAUSES DE DIVERGENCE DES RÉSULTATS OBTENUS PAR LES DIFFÉRENTES MÉTHODES par M. POKROWSKI. *Onde Electrique* de juin 1954 (pages 526 à 534).

Après un bref rappel des principes des méthodes de mesure de la distorsion non-linéaire on expose les avantages des méthodes dites d'intermodulation, par rapport à la méthode classique. On constate que la même distorsion mesurée par ces méthodes s'exprime en valeurs numériques différentes. Dans certaines conditions, le rapport entre ces valeurs devient un simple coefficient de proportionnalité. Exposé général de ces conditions. Études de causes de divergence des résultats obtenus avec un amplificateur à distorsion non-linéaire variable en fonction de la fréquence. Nécessité, dans ce cas, de faire appel à la méthode utilisant deux signaux dont les fréquences sont proches. Quelques indications sur l'application pratique des différentes méthodes.

PAPERS SUMMARIES

AMPLITUDE AND PHASE EQUALISER FOR LONG DISTANCE CABLE PULSE ECHO TEST SETS., by G. COMTE, *Ingénieur E.S.E.* and M. BOUDERLIQUE *du Laboratoire de Télécommunications des Câbles de Lyon*. *Onde Electrique* June 1954 (Pages 515 to 518).

Pulse-echo methods used for the localisation of faults on long distance circuits, are limited by the variation of attenuation and velocity of propagation with frequency on these circuits. The authors have developed an automatic corrector to neutralise the effect of these variations on the echo signals, whatever the distance traversed. This apparatus includes an amplifier with selective negative feed back, which is variable in time. A commercial version of the equipment has been produced and is discussed in the article.

ELECTRON TUBES WITH PRE-DETERMINED RELATION BETWEEN OUTPUT POWER AND CONTROL POTENTIAL, by Edouard LABIN, *Ingénieur radioélectricien E.S.E.* *Onde Electrique* June 1954 (Pages 519 to 525).

This article deals with a class of tubes known as "FORMATRONS", wherein any desired relation between their output current and control voltage can be established. Various phenomena, such as the dependence of secondary emission on the angle of incidence of the primary beam, or the simple interception of beam current by a diaphragm, enable the desired result to be obtained by shaping one of the elements of the tube structure, which is called the "former". In the first part of the article the principles underlying the operation of "formatrons" are dealt with, and in the second part the problems which arise from the use of these principles are discussed. The third part consists of a list of applications of illustrative value. Emphasis is placed on fundamental ideas rather than on technical details.

MEASUREMENT OF NON LINEAR DISTORTION AND THE REASONS FOR DIVERGENCES IN RESULTS OBTAINED BY DIFFERENT METHODS, by M. POKROWSKI, *Onde Electrique*, June 1954 (Pages 526 to 534).

After a brief resumé of the principles underlying the measurement of non linear distortion, the advantages of the intermodulation method compared with the standard methods are put forward. A given distortion measured in this way yields different numerical values but under certain conditions the relationship between these values becomes a coefficient of simple proportion, and these conditions are developed. The reasons for the disparity between results obtained in an amplifier wherein the non linear distortion varies with frequency are investigated. In this case it is necessary to resort to the method using two neighbouring frequencies. The practical applications of the several methods are indicated.

WORKING PROBLEMS IN THE STUDY OF ULTRA SHORT WAVES by J. VOGE, *Ingénieur des Télécommunications*. *Onde Electrique* June 1954 (pages 487 to 499).

The author recapitulates recent data on transmission problems of ultra short waves, which it is hoped will lead to important practical applications. The first part is devoted to the propagation of metric waves by ionospheric diffusion which may perhaps be used for high reliability telegraph and telephone systems of 1000 to 2000 km in length. The second part deals with tropospheric transmissions in the 40-4000 Mc/s band, for distances between 700 and 1 000 km. A study is made of the statistical distribution of the received field at the different frequencies, of antenna gains (sometimes rather less than the theoretical free space gain), useable band width, and the advantages of using diversity. The third part deals with visual paths. The mechanism of fading is imperfectly understood, but the main reasons appear to be sub-normal refraction, interference of ground reflections and layers or discontinuities in the atmosphere. From these considerations it is possible to deduce the conditions favouring steady signal reception, as well as some measures for obtaining improvements (including space or frequency diversity).

PROPAGATION OF SPACE CHARGE ELECTRON WAVES IN GUIDES AND TUBES OF PERIODIC STRUCTURE, by O. E. H. RYDBECK and B. ADDUR, *Laboratoire de Recherches Electroniques, Chalmers University of Technology Gothenburg, Sweden*. *Onde Electrique* June 1954 (pages 500 to 508).

This article deals with the propagation of space charge waves (1.2) in cylindrical beams of electrons, which traverse a medium or a guide of periodic type. The guide is able to produce either a periodic variation in the velocity of the beam (the length of the space wave being λ_m), or a periodic variation in the diameter of the beam. The medium itself can equally vary in a periodic manner (space, wavelength being λ_m) in the path of the beam, for example, by its electronic and ionic densities (if ionised).

It is shown that space charge waves which are increasing in magnitude according to an exponential law (growing waves) can be produced in a beam when the wavelength λ_m does not differ greatly from $\frac{\lambda_p}{2}$ where λ_p is the effective wavelength of the space

charge wave for that mode of excitation. The maximum gain expressed in decibels increases linearly with the square root of the intensity of the beam current. It is thus possible to obtain a considerable gain with reasonable bandwidth. Both these two quantities increase according to a linear law when the gain is expressed in decibels.

These principles are applicable to the electronics of microwaves, and probably also to gaseous discharges and cosmic noise.

COMPARISON OF CODED AND STANDARD MODULATION SYSTEMS by J. P. VASSEUR, *Ingénieur E.C.P. Docteur ès Sciences. Direction Technique de la S.F.R.* *Onde Electrique* June 1954 (pages 509 et 514).

Without claiming novelty, this article attempts to assess pulse coded modulation systems, and to determine circumstances when they should be used rather than the older classical systems of modulation.

After recalling the properties and means for producing pulse code modulation, and delta simple or double integration systems, a comparison is made between these systems of modulation and those currently used in multiplex working, on the basis of the effectiveness of the system and the amount of apparatus required to make it work.

The conclusion is that pulse code working makes particularly difficult circumstances workable, but that in the majority of practical cases, carrier systems based on pulse amplitude or pulse position modulation provide excellent solutions, more economical in both cost and bandwidth.

PROBLÈMES D'ACTUALITÉ DANS L'ÉTUDE DE LA TRANSMISSION DES ONDES ULTRA-COURTES ⁽¹⁾

PAR

J. VOGÉ

Ingénieur des Télécommunications

Introduction.

La propagation des ondes métriques, décimétriques et centimétriques est certainement l'un des sujets auxquels les Radioélectriciens apportent à l'heure actuelle la plus grande attention. Les lois qui régissent cette propagation sont encore mal connues, mais, comme cela se produisit pour les ondes décimétriques il y a quelques dizaines d'années, semblent devoir être plus favorables qu'on ne l'avait d'abord pensé. Après l'Assemblée Générale du C.C.I.R. de Londres 1953 ⁽²⁾, il nous a paru intéressant d'essayer de dégager certains aspects récemment étudiés de la transmission des ondes ultra-courtes, dont l'influence sur l'évolution des radiocommunications pourrait être considérable. Mais, s'il est ainsi permis d'espérer, dans un proche avenir, de nouvelles réalisations et d'importants développements, bien des points restent encore à préciser ; de sérieuses difficultés subsistent ; et l'on ne saurait, pour le moment, être trop prudent ni trop réservé dans ses conclusions.

PREMIÈRE PARTIE

COMMUNICATIONS A GRANDE DISTANCE (1 000-2 000 km) SUR ONDES MÉTRIQUES

Un mode nouveau de propagation des ondes métriques a été mis en évidence aux Etats-Unis, au cours de l'année 1951 [1, 2]. Un signal émis sur une longueur d'onde de 6 m fut reçu en permanence pendant plusieurs mois, à une distance voisine de 1 300 Km. Le niveau de réception, assez faible en général (de l'ordre de — 80 à — 100 décibels au-dessous du niveau théorique de propagation en espace libre) exigeait l'emploi d'un émetteur puissant (25 kW en ondes entretenues), d'aériens très directifs (20 décibels de gain par rapport à des antennes omni-directionnelles) et d'un récepteur possédant

un faible facteur de bruit (3 dB) et une largeur de bande réduite (3 kc/s). Mais la transmission fut assurée sans interruption, même pendant les orages ionosphériques ou les perturbations ionosphériques à début brusque, qui ne s'accompagnaient d'aucune

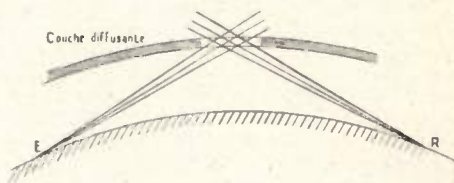


FIG. 1. — Diffusion dans une couche ionisée turbulente.

baisse de niveau et conduisaient même fréquemment à des renforcements du signal, alors que sur des liaisons en ondes décimétriques le trafic peut être complètement arrêté ⁽¹⁾. On attribua la propagation observée à une diffusion du rayonnement émis dans une zone de forte turbulence ionosphérique à la base de la couche E, à une altitude de 80 ou 100 km, de sorte qu'une fraction de l'énergie se trouvait renvoyée vers le récepteur (fig. 1) ; il s'y ajoutait à certaines heures des réflexions sur les traînées ionisées de météores ; la théorie laissait prévoir que des transmissions étaient réalisables sur des distances comprises entre 1 000 km environ et un peu plus de 2 000 km, et sur une gamme de fréquence s'étendant de 30 à 60 Mc/s ou peut-être 100 Mc/s.

Aucun autre renseignement précis n'a été publié depuis 1952 ⁽²⁾. On ignore si la propagation est influencée par l'activité solaire — qui est maintenant voisine de son minimum — ainsi que par la

⁽¹⁾ Conférence faite le 27 février 1954 devant la Société des Radio-électriciens.

⁽²⁾ Nous nous référons souvent à des documents présentés à cette Assemblée du C.C.I.R. par les diverses Administrations Nationales, ainsi qu'à des Rapports distribués à Londres aux membres des Groupes de travail s'occupant de questions de propagation.

⁽¹⁾ La figure 2 de l'article [1] mentionné dans la bibliographie montre que pendant le mois de juin 1951 la valeur médiane horaire du champ reçu a oscillé entre 70 et 95 décibels au-dessous du niveau de propagation en espace libre, à midi heure la plus favorable — et entre 90 et 106 décibels au-dessous du niveau de propagation en espace libre, à 20 heures heure la plus défavorable. (Le niveau 1 μ V de la figure en question correspond à 109 décibels au-dessous du niveau d'espace libre).

La figure 4 de la même référence [1] fournit un exemple de renforcement de champ, observé pendant une perturbation ionosphérique à début brusque.

⁽²⁾ Des essais de transmission en impulsions, sur 50 Mc/s, ont été effectués au Canada entre OTTAWA et WINNIPEG (distance 1 680 km) [3].

situation géographique, et en particulier la latitude magnétique des stations d'émission et de réception. La largeur de bande utilisable pour des communications est également inconnue : des bandes de quelques kilocycles sont vraisemblables ⁽¹⁾. L'espoir est donc permis de réaliser des liaisons radiotélégraphiques ou même radiotéléphoniques absolument sûres, à des distances allant jusqu'à 2 000 km (et bien au delà, si l'on envisage des relais).

Pour les communications à grande distance, on opère à l'heure actuelle dans des bandes décimétriques relativement peu étendues en fréquence, et qui doivent être changées, en fonction de l'heure, de la saison et de l'activité solaire ; d'ores et déjà la saturation est quasi-totale et les interférences extrêmement nombreuses ; de plus, les ondes décimétriques sont sensibles aux perturbations ionosphériques et n'offrent pas une sécurité absolue. Aussi la possibilité d'employer des ondes métriques — du moins dans les liaisons entre stations fixes — serait-elle accueillie avec faveur [4]. La grande directivité des antennes tendrait à réduire les brouillages et les indiscretions. La nouvelle gamme de fréquence disponible serait très large — couvrant plusieurs dizaines de mégacycles. Enfin, cette utilisation des fréquences comprises entre 30 et 60 Mc/s serait assez satisfaisante, car on envisage avec quelque crainte un développement important, dans cette gamme, de liaisons à courte distance (fixes ou mobiles et télévision), à cause des interférences possibles à grande distance par transmissions sporadiques. Mais, pour être objectif et en attendant des résultats nouveaux, on doit considérer ces projets comme étant encore du domaine de l'hypothèse.

2^e PARTIE

TRANSMISSIONS DIRIGÉES À LARGE BANDE ET À GRANDE PORTÉE (JUSQU'À 700 ou 1 000 km) DANS LA GAMME 40 — 4 000 Mc/s

Le champ reçu à des distances de quelques centaines de kilomètres d'émetteurs opérant dans la gamme 40 — 4 000 Mc/s est, quoique faible en général, toujours notablement supérieur au champ théorique calculé en atmosphère « standard ».

Ce phénomène est attribué le plus souvent à une diffusion des ondes dans la partie de la basse atmosphère qui est en visibilité directe à la fois de l'émetteur et du récepteur (à une altitude inférieures à une dizaine ou une vingtaine de kilomètres), diffusion due à la turbulence atmosphérique ou à de petites hétérogénéités locales [5]. Par ailleurs, certains ont cherché à expliquer sans faire intervenir la turbulence les valeurs des champs observés (du moins les valeurs moyennes) par une correction apportée à la théorie usuelle de la diffraction autour de la surface terrestre en atmosphère « standard » ⁽²⁾.

⁽¹⁾ On est conduit à des bandes de cet ordre, en confrontant une étude théorique de RICE, voir [21], et le fait signalé dans l'article [1] que le coefficient de corrélation entre les variations instantanées de signaux reçus sur deux antennes espacées de 30 m était de 0,3.

⁽²⁾ En atmosphère « standard », qui est une atmosphère moyenne, l'indice de réfraction diminue avec l'altitude avec un gradient vertical de $-0,039 \times 10^{-6}$ par mètre.

[6] — ou en limitant la loi de décroissance linéaire « standard » de l'indice de réfraction à une certaine altitude, de l'ordre de 10 km, l'indice de réfraction étant considéré comme sensiblement constant à plus haute altitude [7].

Dans un précédent article [8] auquel nous renverrons pour plus de détails, en particulier sur l'aspect théorique du problème, nous avons reproduit des courbes, présentées au C.C.I.R. à Stockholm en 1952, et donnant, pour la gamme 40 — 200 Mc/s, les niveaux de champ dépassés pendant 1 % et 10 % du temps à des distances comprises entre 100 et 700 km. À l'Assemblée Plénière du C.C.I.R. de Londres, ces courbes ont fait l'objet d'un Avis [9], tandis que des courbes encore plus détaillées, basées sur un ensemble de 159 000 heures d'enregistrement, étaient publiées par les États-Unis (figure 2) [10] ; elles indiquent, pour des fréquences voisines de 100 Mc/s, la distribution statistique du champ reçu (amplitudes dépassées pendant 1 %, 10 %, 50 %, 90 % et 99 % du temps), à une distance

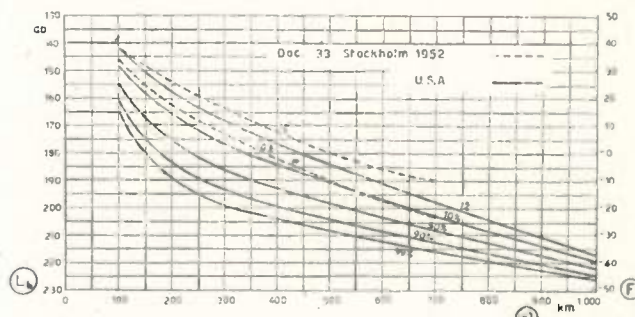


Fig. 2. — Distributions du champ sur des liaisons terrestres, aux États-Unis, pour des fréquences voisines de 100 Mc/s.

— Altitude des antennes : 150 m à l'émission, 9 m à la réception.

— En tirets : courbes de l'Avis N° 111 du C.C.I.R. (Genève 1951 — Londres 1953) pour la gamme 40-100 Mc/s.

— Notations : D distance en km ; F, champ en décibels au-dessus d'un microvolt par mètre pour 1 kW de puissance rayonnée par un doublet demi-onde ; L_b , affaiblissement de transmission [11], c'est-à-dire rapport en décibels de la puissance émise à la puissance reçue entre deux antennes omnidirectionnelles sans pertes. F et L_b sont liés par la relation $L_b + F = 139,37 + 20 \log_{10} f$ (Mc/s), où f est la fréquence.

(D'après le Document N° 201, C.C.I.R., Londres 1953).

quelconque entre 100 et 1 000 km. On peut constater que la dispersion des champs (caractérisée, par exemple, par l'écart en décibels des niveaux de champ correspondant à des pourcentages de temps de 10 % et de 90 %) va en diminuant avec la distance : ceci est assez naturel, car, au fur et à mesure qu'on s'éloigne, les propagations anormales apparaissent de plus en plus rares, tandis que la diffusion, si elle est à l'origine des propagations observées normalement, se produit dans une portion de l'atmosphère plus élevée, où la turbulence et les fluctuations de l'indice de réfraction sont moins sujettes à des modifications météorologiques qu'au voisinage du sol. De même, les variations diurnes et saisonnières tendent à s'estomper avec la distance.

Les champs médians (c'est-à-dire dépassés pendant 50 % du temps), exprimés en décibels au-dessus du niveau théorique de propagation en espace libre ou en microvolts par mètre pour 1 kilowatt rayonné par un doublet demi-onde, et la dispersion des champs ne paraissent pas dépendre sensiblement de

la fréquence, du moins aux distances inférieures à 700 km environ [12], [13], [14], [15] : de 100 Mc/s à 3 000 Mc/s, la décroissance des champs médians serait seulement de quelques décibels. On a peu de résultats au delà de 700 km, pour les fréquences supérieures à 100 Mc/s. Peut-être l'atténuation du champ avec la distance est-elle alors plus rapide, le mécanisme ionosphérique signalé dans la première partie pouvant contribuer à augmenter les niveaux de réception, entre 700 et 1 000 km, aux fréquences voisines de 100 Mc/s (ou inférieures).

Lorsqu'on modifie l'altitude des antennes d'émission ou de réception, le champ médian est surtout fonction de la distance entre les horizons de l'émetteur et du récepteur, plutôt que de la distance réelle entre stations. La figure 3 montre des courbes de gains de hauteur, établies par confrontation de la

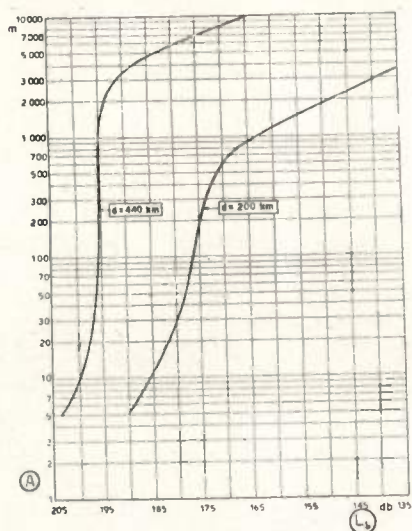


FIG. 3. — Variation du champ médian (50 %) avec la hauteur de l'une des antennes (l'autre étant à une altitude de 9 mètres), à des distances de 200 et 440 km.

Fréquence : 100 Mc/s.

Notations : A altitude de l'antenne en mètre ;

L_b affaiblissement de transmission en décibels.

(D'après le Document N° 201, C.C.I.R., Londres 1953).

théorie et de l'expérience, et présentées à Londres par les Etats-Unis [10].

Les champs reçus bien au delà de l'horizon de l'émetteur sont presque toujours affectés de variations rapides (périodes de l'ordre de quelques dizaines de secondes sur 100 Mc/s, d'une fraction de seconde sur 3 000 Mc/s). Quand on étudie ces variations pendant de courtes durées (quelques minutes ou quelques dizaines de minutes), on trouve que leur distribution est souvent voisine d'une distribution de Rayleigh, bien connue en statistique ⁽¹⁾ [11], [12], [14] ; celle-ci apparaît toutes les fois où le champ résulte de la superposition d'un nombre assez grand de composantes ayant les unes par rapport aux autres des phases réparties au hasard, ce qui est en accord avec les bases physiques de la théorie de la diffusion turbulente.

Si l'on dispose à la réception deux antennes suffisamment espacées en altitude ou normalement au

trajet de propagation (de quinze à vingt longueurs d'onde au moins, à une distance de 300 km), les variations instantanées des signaux captés n'ont plus pratiquement aucune corrélation [16]. Par suite, les fluctuations des champs reçus sur toute la surface d'une antenne de grande ouverture (et donc de grand gain) peuvent être plus ou moins déphasées et le gain effectif de l'antenne s'en trouve diminué [14], [17], [18]. Le document américain déjà signalé [10] donne une estimation préliminaire de cette perte de gain, à l'émission, et à la réception, par rapport aux gains des aériens en espace libre ⁽¹⁾ (fig. 4). Malheureusement, certaines données expérimentales semblent indiquer que des pertes très supérieures à celles auxquelles conduit la figure 4 sont parfois observées. Les expériences correspondant à la figure 5 se rapportent à un trajet de

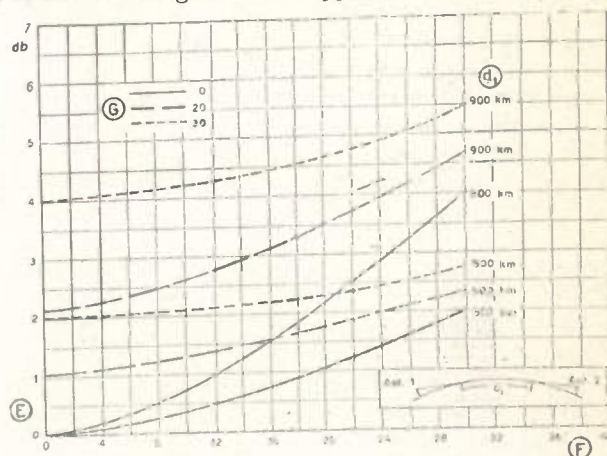


FIG. 4. — Estimation préliminaire de la perte de gain d'antennes par rapport au gain en espace libre.

Notations : E perte de gain à l'émission et à la réception, en décibels ; F et G , gains en espace libre (par rapport à des antennes omnidirectionnelles) des antennes N° 2 et N° 1, exprimés en décibels ;

d_1 , distance entre les horizons radioélectriques des deux antennes.

(D'après le Document N° 201, C.C.I.R., Londres 1953).

225 km, étudié sur une fréquence de 90 Mc/s [19]. Deux récepteurs étaient utilisés, alimentés l'un par un dipôle demi-onde, l'autre par une antenne Yagi à 3 éléments, dont le gain en espace libre par rapport au dipôle était de 7,6 décibels. Chaque croix de la figure représente, pour une période d'une demi-heure, en fonction de la valeur médiane de la tension à la sortie du Yagi, le rapport des valeurs médianes des deux tensions de réception, c'est-à-dire le gain effectif du Yagi par rapport au dipôle. Pendant les périodes défavorables, celles où le signal reçu est le plus faible, l'antenne Yagi ne présente plus qu'un gain très réduit ⁽²⁾, parfois même négatif. Étant donné son intérêt pratique, il convient de multiplier ce genre d'expérimentation.

⁽¹⁾ Dans une propagation par diffusion turbulente sur un volume étendu de l'atmosphère, le champ reçu dépend de façon complexe des diagrammes de directivité à l'émission et à la réception, et les gains effectifs des aériens sont inextricablement liés. On peut, par souci de simplification, supposer que les pertes de gain se répartissent également aux deux extrémités de la liaison [11].

⁽²⁾ Le Rapport n° 2527 du National Bureau of Standards [13], et en particulier la figure 52 de ce rapport, conduisent à des conclusions analogues, sur une fréquence de 418 Mc/s.

⁽¹⁾ On se reportera en particulier à la figure 12 a du Rapport n° 2494 du National Bureau of Standards [14].

Le procédé de réception en diversité d'espace, en combinant les tensions de sortie de deux (ou plusieurs) antennes suffisamment éloignées pour que les variations rapides des signaux captés apparaissent comme indépendantes, doit permettre une atténuation notable des fadings. Si l'on suppose que ces fadings suivent une loi de distribution de Rayleigh, l'amélioration de la réception est théoriquement

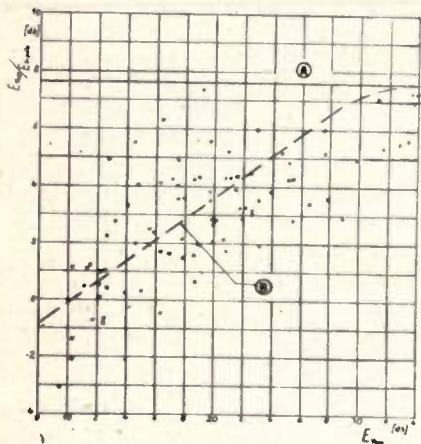


FIG. 5. — Gain effectif d'une antenne Yagi par rapport à un dipôle demi-onde. Liaison Ochsenkopf-Darmstadt (224 km, 88,5 Mc/s). Gains en espace libre : à l'émission 8 dB par rapport à une antenne demi-onde (soit environ 10 dB par rapport à une antenne omnidirectionnelle) ; à la réception : 7,6 dB pour le Yagi par rapport à l'antenne demi-onde. Altitude des aériens au-dessus du sol moyen : 800 m à l'émission, 15 m à la réception. En abscisse : valeur médiane de la tension de sortie du Yagi pour une période d'une demi-heure (en décibels au dessus d'un niveau de référence). En ordonnée : rapport des valeurs médianes des tensions de sortie des deux antennes. (D'après le Document N° 21, C.C.I.R., Londres 1953).

donnée par le tableau I [20]. De même, il faut s'attendre à ce que la perte de gain signalée pour des antennes de grandes dimensions (à l'échelle de la longueur d'onde) s'accompagne, par un effet de compensation statistique, d'une diminution de l'amplitude des évanouissements [17].

Le point qui reste à l'heure actuelle le plus mal connu, malgré son importance en vue d'une réalisation éventuelle de faisceaux hertziens à relais très espacés ou de liaisons directes entre stations de télévision distantes de plusieurs centaines de kilomètres, est la largeur de bande utilisable sans distorsions prohibitives pour ce mode de transmission (1) Des résultats précis à ce sujet n'ont pas encore été divulgués. On a parlé de plusieurs mégacycles [12]. Des considérations semi-théoriques semi-expérimentales, permettant de relier les variations spatiales et les variations en fonction de la fréquence du niveau reçu, laisseraient prévoir des bandes de l'ordre de quelques centaines de kilocycles, qu'une grande directivité des aériens pourrait d'ailleurs augmenter [14], [18], [21]. Des mesures directes s'imposent, par exemple en émettant simultanément sur deux fréquences voisines et en comparant les amplitudes et les phases instantanées des signaux de réception. De tels essais seront, nous l'espérons, effectués bientôt en France, et compléteront les études entreprises depuis la fin de 1952 par la Direction des Services Radioélectriques des P.T.T., le Centre National d'Etudes des Télécommunications et le Laboratoire National de Radioélectricité, en collaboration avec d'autres services, sur 60 Mc/s (Pontoise-Agde :

(1) La recherche des procédés de modulation qui permettront de transmettre le maximum d'information, lors d'une propagation par diffusion, est un problème à poser aux théoriciens des communications.

TABEAU I

Diversité d'espace ou de fréquence

Niveau du signal reçu (signal résultant, dans le cas de la diversité) non dépassé pendant un pourcentage de temps donné. Les niveaux sont exprimés en décibels par rapport à la valeur médiane du signal reçu sans diversité.

Pourcentage de temps %	Sans Diversité (Distribution de Rayleigh)	Avec Diversité		
		Nombre de récepteurs ou de fréquences		
		2	3	4
	dB	dB	dB	dB
99	+ 8,3			
95	+ 6,4			
90	+ 5,3			
80	+ 3,6			
70	+ 2,4			
60	+ 1,2			
50	0			
40	— 1,3			
30	— 2,9			
20	— 4,8	+ 0,6	+ 2,1	+ 2,9
10	— 8,3	— 0,7	+ 1,1	+ 2
5	— 11,4	— 2,6	+ 0,5	+ 0,8
1	— 18,4	— 4,5	— 1,9	+ 0,4
0,1	— 28,4	— 8,2	— 4,6	— 2,6
0,01	— 38,4	— 13,7	— 8,2	— 5,4
0,001	— 48,4	— 18,4	— 11,7	— 8,2
0,0001	— 58,4	— 23,4	— 15,1	— 10,9
		— 28,4	— 18,4	— 13,7

700 km), 100 Mc/s (Réception de l'émetteur anglais de Wrotham à Paris : 320 km ; à Poitiers 500 km ; et à Arcachon 700 km) et 200 Mc/s (Alger — La Punta 700 km) [22]. Pour des fréquences suffisamment éloignées (de quelques dizaines de mégacycles ou peut-être même de quelques mégacycles), les champs reçus varieront sans doute indépendamment : une diversité de fréquence permettrait alors, théoriquement comme la diversité d'espace, d'atténuer les fadings suivant les indications du tableau I [20].

Nous remarquerons en terminant que l'on aura probablement intérêt, pour des transmissions dirigées à grande portée qui demandent une puissance d'émission considérable et des aériens de grand gain, à choisir des fréquences supérieures à une centaine de mégacycles : ceci pour des raisons de dimensions d'antennes, mais surtout afin d'éviter des brouillages à plus de 1 000 km par suite de réflexions ionosphériques exceptionnelles, et éventuellement d'éviter certaines perturbations (sifflements) liés aux réflexions sur les traînées de météores. Nous noterons aussi que la présence d'une chaîne de montagne élevée sur le trajet d'une liaison de quelques centaines de kilomètres en ondes métriques, loin d'être toujours défavorable, assure parfois au contraire une réception d'une intensité et d'une stabilité exceptionnelles [23]. Ceci provient du fait que la diffraction des ondes radioélectriques sur une crête montagneuse conduit théoriquement à des champs plus élevés que la diffraction autour d'une terre de surface sphérique régulière. Par exemple, sur une liaison de 260 km à une fréquence de 38 Mc/s, avec un masque de 2 600 m au milieu du trajet, le niveau reçu (38 décibels au dessous du niveau de propagation en espace libre) était supérieur de 73 décibels au niveau théorique de propagation en atmosphère standard sur sol parfaitement uni, et de 22 décibels au champ médian indiqué par la figure 2 (1).

3^e PARTIE

LIAISONS EN VISIBILITÉ DIRECTE FLUCTUATIONS DU SIGNAL REÇU ET FACTEURS DE STABILITÉ

I. — Généralités (4).

Ce problème est avant tout celui des faisceaux hertziens à large bande, comportant une chaîne de relais (2). Il intéresse aussi les exploitants de radars de veille aérienne ou de navigation maritime (3), et ne sera pas sans beaucoup influencer sur l'essor de la

télévision (1), ainsi que de la radionavigation et des communications aéronautiques (2), en ondes décimétriques.

On dispose de nombreuses données de propagation sur des trajets terrestres de 30 à 80 km environ ; elles sont rares pour les trajets maritimes et pour les trajets longs — de 80 à 250 km (3). Si on examine des distributions statistiques du champ reçu, enregistré sur différentes liaisons en diverses régions du monde, on est amené à faire quelques remarques :

a) L'enregistrement des évanouissements profonds et des variations rapides est parfois faussé par des inerties électriques ou mécaniques (sensibilité insuffisante du récepteur, constantes de temps ou frottements de l'enregistreur, vitesse de déroulement trop lente de la bande d'enregistrement, etc.). La période de mesure n'est pas toujours suffisante pour donner des résultats statistiques corrects — surtout pour les faibles pourcentages de temps. Enfin, la méthode de dépouillement statistique employée peut conduire à des erreurs.

b) La répartition des fadings présente le plus souvent une forte variation saisonnière. En ondes centimétriques et décimétriques, les mois d'été (juillet et août) sont dans la majorité des cas les plus perturbés, du moins sur les trajets terrestres, (les fadings importants étant alors limités aux heures de nuit, de 10 h du soir à 5 h du matin) (4). Par suite, une statistique mensuelle, pour le mois le plus défavorable, est préférable à une statistique annuelle, lorsque l'on veut estimer la sécurité d'une liaison.

c) En règle générale, les évanouissements sur un trajet donné augmentent avec la fréquence, et sur des parcours de dégagement, profil et climat comparables, avec la portée.

d) Sur des liaisons de portées analogues, fonctionnant sur des fréquences voisines, la dispersion des champs à la réception dépend dans une large mesure de l'emplacement des stations, de la topographie et du climat. Des liaisons longues sont parfois plus stables que des liaisons courtes.

(1) La gamme 490-960 Mc/s est réservée à la Télévision et à la Radio-diffusion (Conférence d'Atlantic City, 1947).

(2) La gamme 225-400 Mc/s est employée depuis peu pour les communications sol-avion et entre avions. Aux États-Unis, on développe activement un système de radionavigation aéronautique, dans la gamme 960-1 215 Mc/s (Système SC 31) : à l'issue d'une période de transition d'une dizaine d'années, ce système pourrait être le seul en service, sauf pour la navigation à grande distance sur parcours transocéaniques ; l'utilisation de la gamme 960-1.600 Mc/s permettrait de grouper sur des fréquences voisines les communications et la radionavigation aéronautiques.

(3) L'intérêt et même la nécessité de franchir de longues distances entre deux stations relais peut se poser dans le cas de liaisons maritimes, de liaisons en terrain montagneux ou difficile et, de façon générale, dans un souci d'économie. Pratiquement, on n'a guère fait appel jusqu'ici qu'aux ondes métriques pour des distances de plus d'une centaine de kilomètres. Mais les ondes métriques qui bénéficient d'une certaine diffraction autour d'obstacles (surface terrestre, collines, etc...) doivent être réservées par priorité aux liaisons sans visibilité, aux liaisons mobiles et à la télévision ou radiodiffusion en modulation de fréquence. On choisira donc, autant que possible, la fréquence la plus élevée susceptible d'assurer la portée désirée [24] ; la largeur de bande utilisable pour transmettre la modulation s'en trouvera d'ailleurs augmentée.

(4) En certaines régions, cependant, comme la Californie, les évanouissements ne sont pas rares l'hiver, ni au cours de la journée [4].

(1) En supposant que la figure 2 s'applique approximativement à la fréquence de 38 Mc/s comme à celle de 100 Mc/s. On se reportera à la figure 2 de l'article [23].

(2) Les fréquences les plus employées pour les faisceaux hertziens sont voisines de 4 000 et 7 500 Mc/s. Mais certains fonctionnent sur des fréquences de l'ordre de 300, 450, 1 000, 2 000 Mc/s, ainsi qu'en ondes métriques.

(3) Les gammes 3 000-3 246 Mc/s, 5 460-5 650 Mc/s et 9 320-9 500 Mc/s ont été attribuées à la navigation maritime. Peu de radars opèrent encore sur la seconde de ces gammes.

La figure 6 reproduit quelques courbes de distribution typiques, correspondant à des périodes de l'année où les fadings sont les plus fréquents. Nous

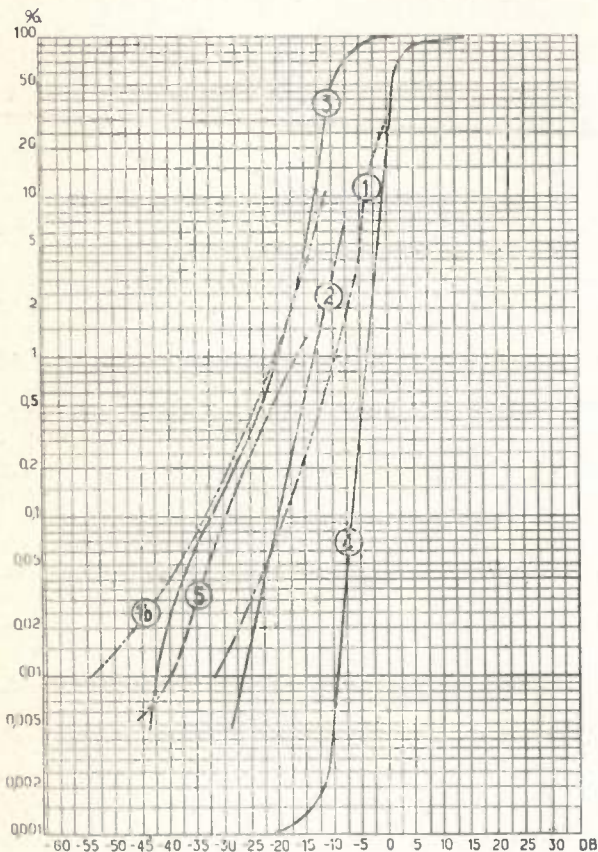


FIG. 6. — Courbes de distribution statistique du champ reçu pendant des périodes de l'année où les fadings sont les plus fréquents.

En abscisse : niveaux de champ au-dessus du niveau théorique de propagation en espace libre.

En ordonnée : pourcentages de temps pendant lesquels le champ reste inférieur aux niveaux portés en abscisse.

— 1 et 1 b : courbes limites de dispersion des distributions observées sur le câble hertzien New-York — San Francisco, pour le mois le plus défavorable (fréquence : 4 000 Mc/s ; 107 tronçons de longueur moyenne : 52 km, le tronçon le plus long ayant 93 km ; distance totale : 4 700 km). (d'après [25]).

— 2 : Liaison Mt Chasseral — Mt Afrique, pour les quatre semaines les plus défavorables de l'année 1952 (fréquence : 3 000 Mc/s ; 160 km). (d'après [26]).

— 3 : Liaison Noyers St Martin — La Herlière, été 1951 (fréquence : 3 150 Mc/s ; 76 km). (d'après [27], [28]).

— 4 : Liaison Mont Diablo — San Francisco (fréquence : 1800 Mc/s ; 45 km) ; altitude des stations : 1 140 m et 50 m. (d'après [29]).

— 5 : Liaison Stevns — Copenhague, avril 1952 (fréquence : 10 000 Mc/s ; 45 km), seul cas de trajet maritime. (d'après [30]).

reviendrons à ces courbes plus loin, mais on peut noter déjà la bonne stabilité relative de la liaison Chasseral-Mt Afrique, malgré la distance de 160 km.

II. — Mécanisme des évanouissements.

On n'a qu'une connaissance assez imparfaite encore des corrélations entre les évanouissements et la structure de l'atmosphère. Les distributions spatiales de l'indice de réfraction atmosphérique sont complexes et en évolution permanente au cours du temps.

Mais on a remarqué depuis longtemps que les périodes de fadings sévères coïncident souvent avec des conditions de grande stabilité atmosphérique, laissant subsister à la surface du sol ou en altitude des couches à tendance stratifiée, c'est-à-dire des couches dont les caractéristiques (température et humidité, donc indice de réfraction) varient relativement peu lorsqu'on se déplace à altitude constante et assez rapidement au contraire en fonction de l'altitude. Des mesures météorologiques précises décèlent l'existence fréquente, entre le sol et 3 000 m environ, de couches plus ou moins régulières, dans lesquelles l'indice de réfraction n diminue avec l'altitude h avec un gradient inférieur au gradient théorique en atmosphère standard de $-0,039 \cdot 10^{-6}$ par mètre (couches « superstandard ») ou même un gradient inférieur à $-0,157 \cdot 10^{-6}$ par mètre (couches « d'inversion »). Au lieu de l'indice de réfraction réel n , on utilise souvent le « module d'indice de réfraction modifié » :

$$M = (n - 1) \times 10^6 + 0,157 h \text{ (mètre)} \quad (1)$$

Le gradient vertical de M est égal à $+0,118$ par mètre en atmosphère standard, inférieur à cette valeur dans une couche « superstandard », négatif dans une couche d'inversion. On démontre que la courbure des rayons radioélectriques à l'intérieur d'une couche d'inversion est dirigée vers le sol et supérieure à la courbure terrestre.

Nous allons voir que les couches stratifiées agissent de façon sensible sur la propagation. Notons cependant que ces couches sont loin de présenter dans la réalité une régularité parfaite : souvent les gradients horizontaux de l'indice de réfraction sont appréciables ; les couches peuvent s'étendre sur plusieurs centaines de kilomètres, mais peuvent aussi parfois être limitées et ne couvrir que de faibles parties des trajets de propagation ; enfin, on observe des couches inclinées sur l'horizontale, d'un angle qui, en certains cas, atteint le degré. Pour toutes ces raisons, les schémas qui sont indiqués plus loin ne doivent être considérés que comme des cas limites théoriques, dont on s'écartera fréquemment, sinon toujours, en pratique, mais auxquelles peuvent malgré tout, croyons-nous, se rattacher d'un point de vue qualificatif la majorité des fadings observés ⁽¹⁾ [31], [32], [33], [34]. On se souviendra également que, si les couches d'inversion sont, parmi les couches stratifiées, celles dont l'effet est le plus marqué et le plus facile à comprendre (c'est pourquoi nous leur réservons la plus grande place), des couches « superstandard » n'allant pas jusqu'à l'inversion ont souvent une influence analogue, qui est loin d'être négligeable ⁽²⁾.

Ceci étant, nous pensons que les causes de variations du signal reçu sur des liaisons en visibilité directe en ondes ultra-courtes sont décomposables, encore d'un point de vue un peu schématique, en

⁽¹⁾ On trouvera dans plusieurs des articles cités en référence des développements théoriques justifiant et précisant certains des schémas des figures 7 et 8. On y discute également les conditions de validité des méthodes de tracés de rayons, utilisées dans ces figures.

⁽²⁾ Si l'on se rapporte à la figure 7-2, une couche « superstandard », sans donner lieu à une zone d'ombre, produirait une défocalisation du faisceau émis et donc un certain affaiblissement.

deux catégories, primaires et secondaires : les premières déterminent l'allure général des variations ; les secondes n'interviennent qu'aux moments où le fading « primaire » est déjà accentué (de 10 à 15 décibels au-dessous du niveau de propagation en espace libre), mais peuvent alors donner lieu à des pointes, plus ou moins nombreuses, quoiqu'en général brèves, d'amplitude très faible (30, 40 ou même 50 décibels au-dessous du niveau de propagation en espace libre).

A) Fadings primaires.

Nous désignerons ainsi ceux qui correspondent soit à un affaiblissement de la composante normale (ou « directe ») du champ, soit à l'interférence de composantes en petit nombre (deux — c'est le cas habituel —, trois ou quatre) dont l'amplitude individuelle est une fraction notable (quelques dixièmes) de celle du champ normal.

a) Fadings d'affaiblissement.

Nous distinguerons encore deux cas :

aa) *Délocalisation ou dépointage* d'une partie ou de la totalité du faisceau émis.

1° Sur la figure 7-1, une couche de discontinuité atmosphérique (couche d'inversion élevée due à la subsidence, au passage d'un front, ou à toute autre cause météorologique) est interposée entre l'émetteur et le récepteur. L'amplitude du coefficient de réflexion peut être voisine de l'unité pour des rayons très peu inclinés sur la couche (angles de l'ordre du dixième de degré) ; elle diminue rapidement en fonction de l'inclinaison ; pour un angle d'un demi-degré, elle est presque toujours négligeable en ondes centimétriques, valant encore quelques dixièmes en ondes métriques.

2° Sur la figure 7-2, une couche d'inversion de surface (produite le plus souvent par refroidissement nocturne du sol par ciel clair, ou, sur mer, par passage d'air chaud et sec sur la surface d'une eau plus froide) courbe vers le bas les rayons émis sous une faible inclinaison par rapport à l'horizontale et qui pénètrent en son intérieur. Une zone d'ombre est ainsi créée, qu'il est impossible d'atteindre par un rayon issu de l'émetteur. Le même phénomène a été observé en présence de couches d'inversion élevées, dans le cas de liaisons entre avions. On pourrait avoir aussi une zone d'ombre, si la station E se trouvait dans la couche d'inversion.

3° Sur la figure 7-3, on est dans des conditions de réfraction « sous-standard » (par exemple, en présence de brouillard), le gradient de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude étant supérieur au gradient standard de $-0,039 \times 10^{-6}$ par mètre. Une liaison ayant un dégagement insuffisant cesse d'être en visibilité directe par suite de la courbure dirigée vers le haut des rayons radioélectriques (c'est le cas inverse de la super-réfraction dans une couche d'inversion).

Les évanouissements de types « aa » peuvent être d'assez longue durée (de l'ordre de l'heure ou de plusieurs heures). Ils intéressent une bande de fréquence étendue ; en général, leur profondeur augmente lentement avec la fréquence, atteignant

parfois, quoique rarement sur beaucoup de liaisons (du moins de liaisons bien dégagées), 20 décibels au-dessous du niveau de propagation en espace libre

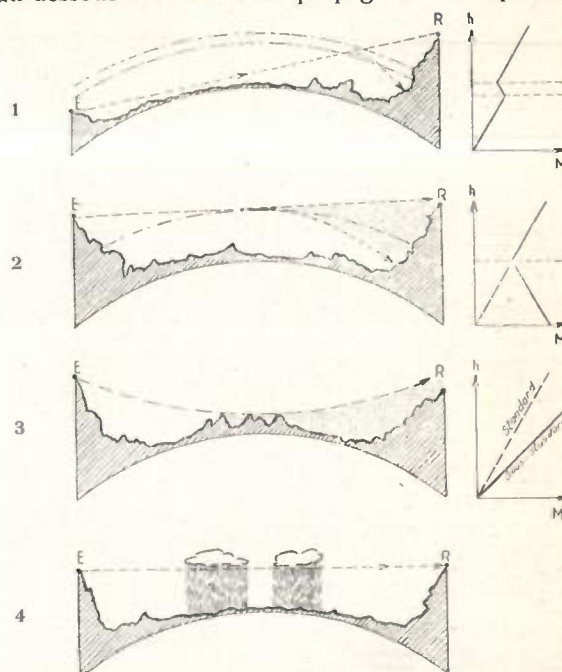


FIG. 7. — Différents types de fadings d'affaiblissement.

1. Réflexion sur une couche d'inversion élevée. — 2. Superréfraction dans une couche d'inversion. — 3. Réfraction sous-standard. — 4. Précipitations atmosphériques $\lambda \leq 4$ cm.

et même davantage ; on a noté des fadings de 30 décibels sur des liaisons entre avions.

ab) *Atténuation* du rayonnement émis à la traversée de zones de pluies, orages ou brouillards. Cette atténuation est pratiquement négligeable pour les longueurs d'onde supérieure ou égales à 4 cm. Sur 3 cm, le fonctionnement des liaisons de point à point, et surtout celui des radars, est affecté par les précipitations orageuses : mais l'affaiblissement ne dépasse qu'exceptionnellement 0,5 dB/km (durée totale annuelle de l'ordre de l'heure, en France), sauf dans les régions tropicales [35].

b) Fadings d'interférence

ba) Trajets multiples

La transmission des ondes radioélectriques s'effectue souvent par trajets multiples. Le signal reçu résulte de la composition des champs partiels correspondants à ces trajets, compte tenu des diagrammes de directivité des aériens. Une différence de longueur l entre deux parcours fait apparaître entre les composantes qui les ont suivis un déphasage :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi l f}{c}, \quad (2)$$

en désignant par λ , f , et c la longueur d'onde, la fréquence et la vitesse de la lumière dans le vide (3×10^8 m/s).

L'évolution des conditions météorologiques au cours du temps modifie les trajets de propagation et par conséquent l et φ . Il en résulte des fluctuations du niveau de réception, d'autant plus marquées

que les amplitudes des composantes en interférence seront plus voisines et les variations de phase, donc de l , plus importantes. l aura tendance à varier davantage lorsque les divers parcours du rayonnement s'écarteront sensiblement l'un de l'autre dans l'atmosphère, ce qui entraîne aussi en général un accroissement de la valeur moyenne de l . Comme le déphasage φ et ses variations augmentent avec la fréquence, les ondes centimétriques sont particulièrement sensibles à ce genre de fading, et, de façon générale, ces fadings sont sélectifs en fréquence [36], [37].

Cherchons par exemple quelle bande de fréquence Δf on peut transmettre, sans que le déphasage φ varie de plus de $\frac{\pi}{8}$ à l'intérieur de la bande,

$$\Delta f = \frac{1}{16} \frac{c}{l} = \frac{300 \text{ Mc/s}}{16} \# \frac{19}{l} \text{ Mc/s} \quad (3)$$

La largeur de bande maximum permettant d'assurer des transmissions correctes est ainsi limitée par les différences de parcours entre trajets simultanés possibles.

A titre d'indication, sur des liaisons d'une cinquantaine de kilomètres, la différence l rapportée au trajet le plus court peut atteindre des valeurs de :

— quelques décimètres pour les composantes principales ;

— quelques mètres (2 à 3) pour des composantes d'amplitude très faible (au plus de l'ordre de 0,1 ou 0,2 de celle du champ normal), dont nous traiterons en étudiant les fadings secondaires [36], [37].

Nous excluons le cas du trajet réfléchi sur le sol, dont l'excès de longueur sur le trajet direct dépend essentiellement de l'altitude des aériens au-dessus du point de réflexion.

1° C'est précisément l'interférence entre le champ direct et le champ réfléchi sur le sol qui est une des plus à craindre, parce que les deux composantes peuvent alors exister en permanence (figure 8-1). Les liaisons maritimes y sont particulièrement sujettes, le coefficient de réflexion aux faibles incidences étant de l'ordre de 0,8 ou même de l'unité. Sur terrain irrégulier, ce coefficient diminue assez vite avec la fréquence et, en ondes centimétriques, peut ne pas dépasser 0,1 ou 0,2 [38]. Sa valeur médiane sur l'ensemble des tronçons du faisceau hertzien New-York - San Francisco, dont la fréquence est voisine de 4 000 Mc/s, est de 0,28 ⁽¹⁾ ; mais sur certains trajets, au dessus de vastes étendues salines très régulières, on a observé des réflexions importantes [39].

Il ne suffit pas, d'ailleurs, que le coefficient de réflexion soit faible pour que le champ réfléchi soit toujours négligeable. Un affaiblissement de défocalisation, comme celui représenté à la figure 7-2, peut affecter le trajet direct plus que le trajet réfléchi (plus incliné sur l'horizon) et rendre ainsi comparables

les amplitudes des deux composantes en interférence [33].

2° La figure 8-2 se rapporte au cas d'une réflexion sur une couche d'inversion élevée, déjà rencontré plus haut. Si les antennes d'émission et de réception sont à des altitudes peu différentes et si la couche d'inversion s'abaisse jusque dans leur voisinage, il y aura risque de sévères fadings, l'angle d'inclinaison du rayon réfléchi étant très faible.

Une couche stratifiée « sous-standard » pourrait, de même, réfléchir les ondes radioélectriques sur

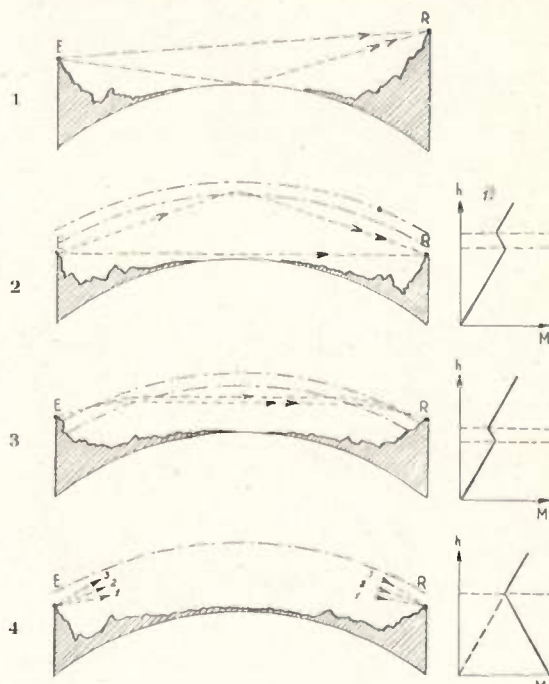


FIG. 8. — Différents types de fadings d'interférence.

1. Réflexion sur le sol. — 2. Réflexion sur une couche d'inversion élevée — 3. Trajets multiples dus à une couche d'inversion élevée. 4. Guidage dans une couche d'inversion.

sa partie supérieure et perturber la transmission entre deux stations situées à des altitudes légèrement supérieures à elles.

3° Sur la figure 8-3, la couche d'inversion élevée permet l'existence de deux trajets différents entre les stations E et R , les angles de site du rayonnement, au départ et à l'arrivée, étant supérieurs à ceux du trajet normal en atmosphère standard.

bb) Modes de propagation multiples.

Il ne s'agit pas, à proprement parler, d'un phénomène distinct de celui des trajets multiples, mais plutôt d'une généralisation. Lorsqu'il y a guidage de l'énergie émise dans une couche d'inversion de surface (figure 8-4) ou élevée en altitude, le tracé de rayons, possible dans certaines conditions, risque de conduire à des erreurs. Il vaut mieux employer le langage de l'optique ondulatoire, que les théories des propagations guidées dans un tube métallique ou dans l'atmosphère ont rendu familier aux radioélectriciens. La transmission se fait alors, pour les longueurs d'ondes inférieures à une longueur d'onde limite, caractéristique de l'inversion, par un certain nombre de « modes » de propagation ; ce nombre

⁽¹⁾ Les coefficients de réflexion mesurés sur ce faisceau hertzien se répartissent autour de la valeur médiane suivant une distribution de Rayleigh [39].

augmente avec la fréquence, ce qui défavorise une fois de plus les ondes centimétriques. A chacun des modes correspond un angle vertical différent du rayonnement, à l'émission et à la réception, les inclinaisons par rapport à l'horizontale restant toutes très faibles, de l'ordre de quelques dixièmes de degré.

B) Fadings secondaires.

En plus des composantes principales du champ, dont nous venons d'étudier l'influence, il existe toujours à la réception un nombre plus ou moins grand de composantes d'amplitude individuelles et même en général de résultante très faibles (de l'ordre du dixième de l'amplitude du champ normal ou inférieures). Ces composantes « secondaires », dont l'origine est variée (hétérogénéités atmosphériques, réflexions sur des irrégularités de terrain, diffusion liée à la turbulence atmosphérique⁽¹⁾, etc...) sont le plus souvent masquées ; mais leur rôle cesse d'être négligeable au moment où le fading « primaire » atteint une profondeur de 10, 15 ou 20 décibels. Elles prennent alors une importance qui, si on se base sur des expériences précises, semble être déterminante dans tous les cas de fadings sévères en ondes centimétriques (30 à 50 décibels) [36], [37]. On a pu vérifier que les fluctuations du champ suivent alors une loi de distribution de Rayleigh, ce qui justifie l'hypothèse d'une sommation de champs élémentaires assez nombreux, ayant les uns par rapport aux autres des déphasages aléatoires [37]. On a observé également que les évanouissements dont la profondeur excède 25 ou 30 décibels étaient toujours fortement sélectifs (le niveau remontant par exemple de 20 décibels pour une variation de fréquence de ± 10 Mc/s) : ceci provient du fait que certaines composantes secondaires ont par rapport à la composante fondamentale (ou normale) du champ des retards ou différences de parcours l considérables (quelques mètres) [36], [37].

III. — Facteurs de stabilité [40], [41], [42], [43].

Certaines conditions sont favorables à la stabilité du signal reçu ; certains procédés permettent de l'améliorer. Notons que toute réduction des fadings « primaires » s'accompagne d'une réduction des fadings « secondaires », puisque ceux-ci sont étroitement subordonnés à ceux-là.

A) Protection contre les réfractions sous-standard. Dégagement des liaisons.

Le choix de trajets de transmission en visibilité géométrique bien dégagée (et pas seulement en visibilité radioélectrique standard) diminue énormément les risques de fadings de réfraction sous-standard. Les trajets « tangents », à la limite de visibilité standard, conduisent non seulement à des fadings plus nombreux, mais aussi à des pertes de diffraction permanentes (niveaux de champ médians inférieurs

de 6 à 15 décibels aux niveaux théoriques de propagation en espace libre). Sur la liaison *Noyers St Martin — La Herlière*, mentionnée à la figure 6, la perte de diffraction était de 10 décibels [28].

La première zone de FRESNEL autour de la droite joignant émetteur et récepteur fournit une indication du dégagement nécessaire aux liaisons⁽¹⁾ ; cependant il ne faut pas donner à cette condition une importance exagérée : elle semble être un peu trop sévère⁽²⁾ ; de plus, d'autres éléments peuvent jouer, comme on le verra dans la suite, dans le choix de l'altitude des aériens d'émission et de réception, et donc dans la détermination du dégagement. On n'a, par contre, pas intérêt à augmenter outre mesure ce dégagement, surtout quand on a à considérer le champ réfléchi sur le sol. La différence de parcours l entre rayon direct et rayon réfléchi pourrait devenir prohibitive, entraînant une augmentation des fadings et de leur sélectivité. Par exemple, sur une liaison de 40 km entre deux stations situées à 225 m d'altitude au-dessus d'un sol sphérique régulier, l serait égal à 1 mètre, alors que la première

zone de FRESNEL correspond par définition à $l = \frac{\lambda}{2}$, soit quelques centimètres en ondes centimétriques.

B) Protection contre l'influence des réflexions au sol.

On doit s'efforcer, dans toute la mesure du possible, de supprimer ou du moins d'atténuer ces réflexions.

a) Choix de l'emplacement des stations.

Avant de fixer les emplacements de stations, il est recommandé de déterminer les variations du champ reçu en fonction de l'altitude, en déplaçant les aériens le long de pylones d'essai transportables. Des variations notables décèlent l'existence de composantes réfléchies, qui auraient risqué parfois de passer inaperçues (en particulier celles dues à des obstacles ou déclivités proches d'une extrémité de la liaison).

Un examen approfondi du terrain permettra de juger si l'on peut éviter ces réflexions en modifiant légèrement l'emplacement prévu pour la station d'émission ou celle de réception. On a noté aux Etats-Unis un cas où un déplacement latéral de 30 m diminuait le coefficient de réflexion de 0,72 à 0,55 [39].

b) Atténuation du champ réfléchi par un masque naturel ou un écran.

La présence sur le parcours d'une ou de plusieurs ondulations de terrain faisant obstacle au rayon réfléchi sans arrêter le rayon direct est favorable [32]

⁽¹⁾ La première zone de FRESNEL correspondant à un trajet entre deux points E et R se définit comme le lieu des points M de l'espace tels que :

$$EM + MR \leq ER + \lambda/2$$

C'est un ellipsoïde de révolution de foyers E et R et de petit axe égal à

$$\sqrt{\lambda D}, D \text{ étant la distance } ER.$$

⁽²⁾ D'après EGLI [43], il suffirait de dégager la zone ellipsoïdale définie par

$$EM + MR \leq ER + \lambda/6.$$

La longueur du petit axe est ainsi réduite à $\sqrt{\frac{\lambda D}{3}} = 0,58 \sqrt{\lambda D}$.

⁽¹⁾ C'est, rappelons-le, la diffusion turbulente qui est la cause la plus probable des propagations à grande distance au delà de l'horizon. Sur des liaisons en visibilité directe, les fluctuations de diffusion turbulente n'apparaissent pas toujours lors des enregistrements de champ, en raison de leur rapidité.

(figure 9). La recherche de ces écrans naturels est effectuée systématiquement, lors du choix des implantations de stations radars de surveillance aérienne sur des points élevés, afin d'éliminer les échos de sol [44].

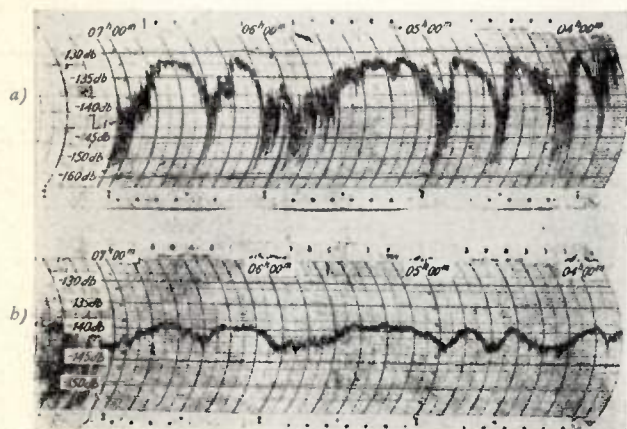


FIG. 9. — Influence d'un masque pour le rayon réfléchi. Trajets maritimes de 55 km. Emission au Mt Futago (altitude 1 093 m au-dessus de la mer).

Réception sur deux sommets voisins :

a) au Mont Ogosu (altitude 241 m).

b) au Mont Kurakake.

Le rayon réfléchi sur la mer se trouve intercepté, sur le trajet Mt Futago — Mt Kurakake, par une ondulation de terrain.

On a porté en ordonnée l'affaiblissement de transmission (cf. figure 2); le niveau de propagation en espace libre est à — 139 décibels.

(D'après le Rapport japonais [32]).

On a parlé également de l'emploi d'écrans de diffraction artificiels, de dimensions réduites, mais peu de détails ont été fournis à ce sujet [45].

c) Recherche d'un emplacement élevé pour l'une des stations et d'un emplacement bas pour l'autre.

Lorsqu'on ne peut éviter une forte réflexion sur le sol (liaisons maritimes ou au-dessus de terrains particulièrement plats), on aura intérêt à rechercher un emplacement élevé pour l'une des stations, l'autre étant à faible altitude par rapport à la surface réfléchissante (si possible à la hauteur du premier maximum d'interférence rencontré au-dessus de cette surface). Les trajets direct et réfléchi sont alors très voisins et la variation du déphasage correspondant φ des champs, en fonction des conditions météorologiques, s'en trouve réduite. Si h_E et h_R désignent les altitudes des antennes d'émission et de réception au dessus du plan tangent au sol au point de réflexion (et non les altitudes vraies), et D leur distance :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{4\pi h_E h_R}{\lambda D} \quad (4)$$

Lorsque h_E ou h_R est faible, il en est de même de l (et φ), ce qui est favorable au point de vue de la sélectivité des fadings.

On peut remarquer aussi que le point de réflexion est, dans ce cas, voisin de la station basse. Lorsque l'on a à faire à un trajet maritime, on peut ainsi parfois ramener ce point de réflexion sur terre, au lieu d'être sur mer, et diminuer beaucoup le champ réfléchi.

d) Utilisation d'antennes très directives ou légèrement inclinées par rapport à l'horizontale.

La composante réfléchie est fortement atténuée, si les aériens sont tels que la demi-largeur angulaire de leur diagramme de rayonnement, dans le plan vertical, soit inférieur à l'angle des rayons direct et réfléchi, à l'émission ou à la réception. Mais, compte tenu des variations possibles sur les directions de départ et d'arrivée du rayonnement, ce procédé se trouve difficilement applicable lorsque les deux trajets font entre eux un angle inférieur au degré.

En ce qui concerne les liaisons sol-avion ou le radar de surveillance aérienne, on a préconisé de relever légèrement vers le haut l'axe de rayonnement des aériens au sol (d'une fraction de la largeur angulaire du faisceau), de façon à défavoriser la composante réfléchie [46].

C) Protection contre l'influence des stratifications atmosphériques.

a) Transmission au dessus de régions montagneuses

La présence de reliefs montagneux ou accidentés sur une partie notable des parcours de transmission rend difficile, par une action purement topographique et en raison de la turbulence accrue dans les zones de profil tourmenté, la formation de couches stratifiées, du moins de couches stratifiées de surface qui sont les plus dangereuses pour les liaisons au sol.

Si, comme il arrive sur le trajet Chasseral — Mont Afrique [26], mentionné à la figure 6, les crêtes montagneuses font également obstacle à la progression du rayon réfléchi (paragraphe B) b)), il ne faut pas s'étonner d'obtenir une excellente stabilité, même sur une liaison très longue en ondes centimétriques. Par contre, en général, les régions plates et les zones maritimes favorisent la formation de stratifications, et sont celles où la propagation est fortement perturbée.

b) Transmission entre stations d'altitude assez différente.

La théorie montre que les couches stratifiées, compte tenu de leurs caractéristiques physiques, n'ont guère d'influence que sur les trajectoires de rayons radioélectriques qui les pénètrent sous une inclinaison minime (inclinaison inférieure au degré et souvent au demi-degré). Malgré les irrégularités des couches et le fait qu'elles sont parfois elles-mêmes un peu inclinées sur l'horizontale, on doit s'attendre à ce que des liaisons entre points d'altitude assez différente pour que le rayon direct en atmosphère standard soit incliné vers le haut de plus d'un degré sur l'horizon, au départ de la station basse, soient particulièrement stables. La liaison Mt Diablo — San Francisco, à la figure 6, bénéficie de l'absence de rayon réfléchi (le point de réflexion tombant dans la zone urbaine de San Francisco) et d'une inclinaison du rayon direct atteignant $1^\circ 10'$ au départ de San Francisco [29].

Les transmissions entre point haut et point bas telles que les transmissions sol-avion donnent souvent une protection efficace à la fois contre l'interférence du rayon réfléchi sur le sol (paragraphe B)c)) et contre les effets de la stratification atmosphérique.

c) *Choix de l'emplacement des stations et de la hauteur des aériens.*

Une étude systématique des couches d'inversion et des stratifications atmosphériques s'impose dans toutes les régions où l'on a à développer des réseaux importants de transmission en ondes ultra-courtes. On devrait chercher à obtenir des données statistiques sur les altitudes et les épaisseurs des couches, ainsi que sur les variations d'indice de réfraction à leur traversée. Il serait alors permis, pensons-nous, de fixer avec plus de précision que cela n'est actuellement possible les emplacements de stations et surtout les hauteurs les plus favorables pour les aériens [33]. En particulier, une variation de hauteur d'une dizaine de mètres peut modifier sensiblement le comportement d'une liaison en présence d'inversions de surface.

D) *Diversité d'espace et de fréquence.*

Le gain de stabilité que procurent les dispositifs de diversité dépend du type de fading :

a) il est faible, sinon nul dans le cas des fadings d'affaiblissement.

b) Les fluctuations du champ d'interférence entre rayon direct et rayon réfléchi sur le sol sont théori-

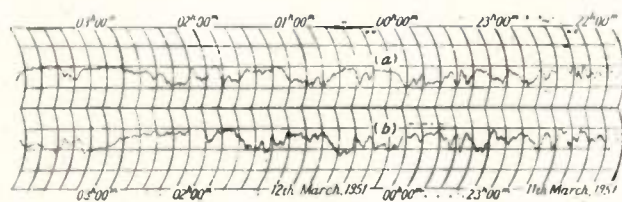


FIG. 10. — Étude de la diversité d'espace.

Trajet terrestre de 45 km entre le Mont Rokko (altitude 880 m) et le Mont Ikoma (altitude 642 m).

Fréquence : 4 000 Mc/s.

Coefficient de réflexion au sol : 0,4.

Différence d'altitude Δh_R : 90 cm.

Hauteurs des aériens de réception au-dessus du sol :

a) 2,37 m.

b) 1,47 m.

(D'après le Rapport japonais [32]).

quement opposées en deux points de réception espacés en altitude ou pour deux fréquences de transmission pour lesquels les déphasages φ (entre champ direct et champ réfléchi) diffèrent de π [32].

En désignant comme précédemment par h_E et h_R les altitudes des aériens d'émission et de réception au-dessus du plan de réflexion et par D leur distance, la différence d'altitude correspondante à la réception a pour expression :

$$\Delta h_R = \frac{\lambda D}{4h_E} \quad (5)$$

et l'écart en fréquence :

$$\Delta f = \frac{c D}{4 h_R h_E} \text{ cycles par s. } (c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}) \quad (6)$$

Ces considérations théoriques sont souvent bien vérifiées par l'expérience (figure 10) : la réception en diversité assure alors une stabilité presque par-

faite. En pratique, on peut s'attendre à d'excellents résultats (1).

Une seule antenne, d'ouverture assez large pour couvrir au moins une fraction notable (0,8) de la dénivellation Δh_R , atténuera également les fluctuations du signal reçu, en intégrant les variations spatiales du champ [47] (figure 11). On profitera de

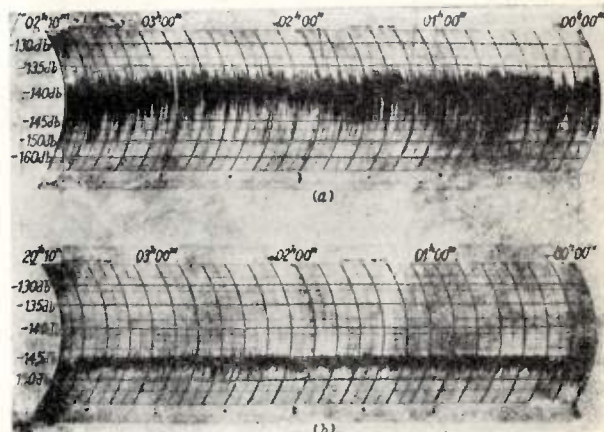


FIG. 11. — Gain de stabilité dû à une antenne de grande ouverture.

Trajet maritime Mt Futago — Mt Ogusu, dont les caractéristiques ont été indiquées à la figure 9.

Réception :

a) avec un cornet de 21,5 cm d'ouverture (gain en espace libre par rapport à une antenne omnidirectionnelle : 17 db).

b) avec une parabole de 72 cm de rayon (gain : 33 décibels).

Différence d'altitude Δh_R : 1,07 m.

La stabilisation du signal reçu obtenue avec la parabole s'accompagne d'une augmentation apparente de l'affaiblissement de transmission moyen; ceci provient en réalité d'une diminution (de 7 décibels environ) du gain de la parabole par rapport au gain en espace libre, par suite des variations du champ sur la surface d'ouverture.

(D'après le Rapport japonais [47]).

cette solution simple, lorsque Δh_R ou, à l'émission,

$$\Delta h_E = \frac{\lambda D}{4 h_R}$$

seront suffisamment faibles (de l'ordre du mètre); ceci a lieu aux longueurs d'onde centimétriques, si l'une des altitudes h_E ou h_R est d'au moins quelques centaines de mètres au-dessus de la surface réfléchissante.

c) Pour les autres fadings d'interférence, l'écart optimum, lors de la mise en œuvre des procédés de diversité, entre antennes de réception ou fréquences de transmission, est difficile à préciser, tant que l'étude météorologique, indiquée au paragraphe C)c), n'aura pas été réalisée. Les caractéristiques de la diversité sont d'ailleurs souvent imposées par l'interférence de réflexion au sol (formules (5) et (6)). Mais l'on doit s'attendre à un gain de stabilité appréciable, même s'il est inférieur à celui que l'on obtient dans le cas précédent.

d) La protection apportée par les procédés de diversité contre les fadings « secondaires » résulte à la fois de la réduction des fadings « primaires » et d'une action directe sur les variations du champ secondaire. Celui-ci obéissant à une loi de distribution de Rayleigh, tendra à se stabiliser conformément

(1) A titre d'exemple, citons le faisceau hertzien installé en Grèce par la Société L.M.T. entre Corfou et Patras, qui comporte une réception en diversité d'espace (fréquences voisines de 2 000 Mc/s).

aux indications du tableau I, si les diverses voies combinées en diversité fluctuent indépendamment. Cette condition n'est satisfaite que pour des écarts assez grands entre antennes de réception ou fréquences de transmission. Cette séparation minimum entre fréquences atteignait 160 Mc/s sur une liaison

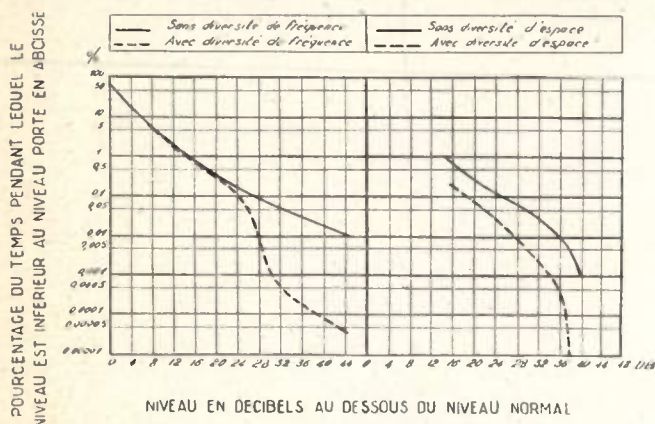


Fig. 12. — Protection contre les fades profonds, réalisable par emploi des procédés de diversité.

— Figure de gauche : liaison de 50 km Princeton-Lowden (Iowa).

Fréquence : 4 000 Mc/s. Août 1950. Séparation minimum entre fréquences pour la diversité : 160 Mc/s ; on suppose qu'un changement de fréquence a lieu chaque fois que le fading dépasse 30 décibels sur la fréquence utilisée à un moment donné.

(D'après [37]).

— Figure de droite : liaison de 67 km New-York — Neshanic.

Fréquence : 4 000 Mc/s. Année 1950. Différence d'altitude entre antennes de réception pour la diversité : 9,5 m.

(D'après [48]).

de 50 km expérimentée à 4 000 Mc/s au point de vue diversité de fréquence [37]. La figure 12 met en évidence les gains de stabilité obtenus sur cette liaison, et sur une autre liaison pour laquelle fut étudiée la réception en diversité d'espace [48].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. K. BAILEY et AL. — *The Physical Review*, Vol. 86, p. 141, (15 avril 1952).
- [2] Document N° 39, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par les Etats-Unis, Partie III ; M. G. MORGAN, *P.I.R.E.*, Vol. 41, p. 582 (mai 1953), Partie III.
- [3] *Recueil des travaux de l'Assemblée Générale de l'U.R.S.I. de Sydney*, 1952. Fascicule 4. Rapport du Canada, p. 25.
- [4] *Radio Spectrum Conservation*, Mc Graw-Hill, New-York, 1952.
- [5] H. G. BOOKER et W. E. GORDON, *P.I.R.E.*, vol. 38, p. 401 (avril 1950) ; E.C.S. MEGAW, *Nature* vol. 166, p. 1100 (30 décembre 1950) ; H. STARAS, *Journal of Applied Physics*, vol. 23, p. 1152 (octobre 1952) ; E.C.S. MEGAW, *P.I.E.E.*, Part III, vol. 3, p. 1 (janvier 1953) ; W. E. GORDON, *Proceedings of the Conference on Radio-Meteorology* (9-12 novembre 1953), IV-1.
- [6] Documents N° 162, 161 et 202, C.C.I.R., Londres 1953, présentés par le Japon.
- [7] T. J. CAROLL et R. M. RING, *Proceedings of the Conference on Radio-Meteorology* (9-12 Novembre 1953), I-6.
- [8] J. VOGÉ, *Onde Electrique*, vol. 33, p. 136 (mars 1953).
- [9] Avis N° 111 du C.C.I.R., Genève 1951, révisé à Londres 1953 (ou Document N° 621, C.C.I.R., Londres 1953).
- [10] Document N° 201, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par les Etats-Unis.
- [11] K. A. NORTON, *P.I.R.E.*, vol. 41, p. 146 (janvier 1953).
- [12] K. A. BULLINGTON, *P.I.R.E.*, vol. 41, p. 132 (janvier 1953).
- [13] I. H. GERKS, *P.I.R.E.*, vol. 39, p. 1374 (novembre 1951) ; M. T. DECKER et H. B. JANKS, Rapport N° 2527 du National Bureau of Standards (18 mai 1953).
- [14] P. BARIS, B. R. BEAN, J. W. HERBSTREIT, K. O. HORNBERG et K. A. NORTON, Rapport N° 2494 du National Bureau of Standards (1 mai 1953).

- [15] R. I. ROBBINS, *Transactions of the I.R.E.*, vol. AP-1, p. 5 (juil. 1953).
- [16] J. FEINSTEIN, *Transactions of the I.R.E.*, PGAP-4, p. 2 (décembre 1952).
- [17] F. W. SCHOTT, *P.I.R.E.*, vol. 39, p. 677 (juin 1951).
- [18] J. VOGÉ, *Annales des Télécommunications*, vol. 8, p. 308 (août-septembre 1953).
- [19] Document N° 21, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par la République Fédérale Allemande.
- [20] Document N° 286, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Secrétariat Permanent du C.C.I.R.
- [21] S. O. RICE, *P.I.R.E.*, vol. 41, p. 274 (février 1953).
- [22] B. SADOUN, *Note Préliminaire du Laboratoire National de Radio-électricité* N° 165, (avril 1953), et *Annales des Télécommunications*, vol. 8, p. 299 (août-septembre 1953).
- [23] F. H. DICKSON, J. J. EGLI, J. W. HERBSTREIT et G. S. WICKIZER, *P.I.R.E.*, vol. 41, p. 967 (août 1953).
- [24] Rapport N° 31 (ou Document N° 635) du C.C.I.R., Londres 1953.
- [25] G. W. GILMAN, *Bell Lab. Records*, vol. 31, p. 1 (janvier 1953).
- [26] W. KLEIN et L. J. LIBOIS, *Onde Electrique*, vol. 33, p. 665 (déc. 1953).
- [27] J. MAILLARD, J. VOGÉ et P. CHAVANCE, *Annales des Télécommunications*, vol. 6, p. 131 (mai 1951).
- [28] P. CHAVANCE, *Annales des Télécommunications*, vol. 7, p. 254 (juin 1952).
- [29] L. G. TROLESE, J. P. DAY et R. U. F. HOPKINS, *Transactions of the I.R.E.*, PGAP-4, p. 131 (décembre 1952).
- [30] Document N° 259, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Danemark.
- [31] Document N° 291, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Japon ; S. MATSUO, K. KAKITA et Y. KONO, *Rapport de l'Electrical Communication Laboratory*, Tokyo, N° 11 (août 1953).
- [32] Document N° 294, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Japon ; S. MATSUO, S. UGAI, K. KAKITA et F. IKGAMI, *Rapport de l'Electrical Communication Laboratory*, Tokyo, N° 6 (août 1953).
- [33] J. VOGÉ, *Comptes-rendus Académie Sciences*, Paris, vol. 237, p. 491 (31 août 1953) ; J. VOGÉ, *Note Préliminaire du Laboratoire National de Radio-électricité*, N° 167 (18 août 1953).
- [34] L. H. DOHERTY, Symposium on Tropospheric Radio Wave Propagation Within the Horizon, *Rapport N° 409 des U.S. Navy Electronics Laboratory*, p. 51 (septembre 1953) ; M. S. WONG, Symposium on Tropospheric Radio Wave Propagation Within the Horizon, *Rapport N° 409 des U.S. Navy Electronics Laboratory*, p. 56 (septembre 1953) ; P. B. TAYLOR, *Proceedings of the Conference on Radio Meteorology* (2-9 novembre 1953), I-5 ; B. M. FANNIN, *Proceedings of the Conference on radio Meteorology* (2-9 novembre 1953), II-1.
- [35] J. A. SAXTON et H. G. HOPKINS, *P.I.E.E.*, Part III, vol. 98, p. 26 (janvier 1951) ; D. G. KIELY et W. R. CARTER, *P.I.E.E.*, Part III, vol. 99, p. 53 (mars 1952) ; A. PERLAT et J. VOGÉ, *Annales des Télécommunications*, vol. 8, p. 395 (décembre 1953).
- [36] O.E. DE LANGE, *B.S.T.J.*, vol. 31, p. 91 (janvier 1953) ; A. B. CRAWFORD, W. C. JAKEN, *B.S.T.J.*, vol. 31, p. 68 (janvier 1953).
- [37] R. L. KAYLOR, *B.S.T.J.*, vol. 32, p. 1187 (septembre 1953).
- [38] Document N° 292, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Japon ; S. MATSUO et F. IKGAMI, *Rapport de l'Electrical Communication Laboratory*, Tokyo, N° 7 (août 1953).
- [39] K. BULLINGTON, Symposium on Tropospheric Radio Wave Propagation Within the Horizon, *Rapport N° 409 des U.S. Navy Electronics Laboratory*, p. 34 (septembre 1953).
- [40] Documents N° 58 et 88, C.C.I.R., Londres 1953, présentés respectivement par les Etats-Unis et le Royaume Uni.
- [41] R. GUENTHER, *P.I.R.E.*, vol. 39, p. 1027 (septembre 1951).
- [42] J. DASCOTTE, *Onde Electrique*, vol. 32, p. 203 (avril-mai 1952).
- [43] J. J. EGLI, *P.I.R.E.*, vol. 41, p. 115 (janvier 1953).
- [44] C. R. BURROWS et S. S. ATTWOOD, *Radio Wave Propagation*, Academic Press, New-York, 1949, Chapitre 10.
- [45] H. E. BUSSEY, *P.I.R.E.*, vol. 38, p. 1453 (décembre 1950) et vol. 39, p. 718 (juin 1951).
- [46] K. A. NORTON et A. C. OMBERG, *P.I.R.E.*, vol. 35, p. 4 (janv. 1947) ; R. S. KIRBY, J. W. HERBSTREIT et K. A. NORTON, *P.I.R.E.*, vol. 40, p. 525 (mai 1952).
- [47] Document N° 296, C.C.I.R., Londres 1953, présenté par le Japon ; S. MATSUO et F. IKGAMI, *Rapport de l'Electrical Communication Laboratory*, Tokyo, N° 8 (août 1953).
- [48] L. A. BYAM, J. Z. MILLAR, *Convention Record of the I.R.E.*, Part II, p. 68, 1953.

N.B. — Les documents figurant dans cette bibliographie peuvent être consultés au Laboratoire National de Radioélectricité.

LA PROPAGATION DES ONDES ÉLECTRONIQUES DE CHARGE D'ESPACE DANS LES GUIDES ET LES TUBES A STRUCTURE PÉRIODIQUE

PAR

O.E. H. RYDBECK et B. AGDUR

*Laboratoires de Recherches Electroniques
Chalmers University of Technology, Göteborg (Suède)*

Equations fondamentales.

Soit un faisceau électronique de rayon a , de densité de courant i_0 , se propageant dans un milieu ionisé suivant l'axe des Z avec une vitesse $V_0(z)$. La densité électronique du milieu ionisé N_2 est une fonction de Z seul, soit $N_2 = N_2(z)$. On néglige les chocs entre ions et électrons. On admet que les électrons seuls oscillent suivant l'axe du faisceau, c'est-à-dire que l'ensemble est soumis à l'influence d'un champ magnétique suffisamment intense, qui le concentre suivant l'axe [1]. Comme nous nous limitons à l'étude des oscillations purement sinusoïdales, le temps s'introduit par l'expression $e^{j\omega t}$.

La pulsation critique du milieu stationnaire ionisé libre (les oscillations des ions étant négligées) est $\omega_{c_2} = \left(\frac{N_2 e^2}{m \epsilon_0}\right)^{1/2}$, la quantité correspondante pour le faisceau étant $\omega_{c_1} = \left(\frac{N_1 e^2}{m \epsilon_0}\right)^{1/2}$ où N_1 est la densité électronique du faisceau. La constante diélectrique relative du milieu ionisé est :

$$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_{c_2}^2}{\omega^2} = 1 - X_2$$

La constante relative de propagation de la charge d'espace d'un faisceau de rayon infini est ainsi :

$k_{p_0} = \frac{\omega_{c_1}}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda_{p_0}}$ où λ_{p_0} est la longueur d'onde du plasma « d'espace libre ». Comme $i_0 = N_1 e v_0$, nous notons que $k_{p_0}^2 \propto v_0^{-3}$ quand i_0 est constant.

Rydbeck a établi, en négligeant la dispersion de vitesse des électrons, que l'équation qui représente les mouvements d'ondes possibles du système est [2] :

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{k_{p_0}^2} \frac{\partial}{\partial z} e^{j\omega} P_z H_z = \left\{ 1 + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{k_{p_0}^2} (1 - X_2) \right\} e^{j\omega} P_z H_z \quad (1)$$

où H_z est le champ électrique transversal du mouvement d'onde. De plus W désigne l'intégrale de phase du faisceau :

$$W = \int_0^z \frac{\omega}{v_0} dz = \int_0^z \alpha dz$$

et P_z , P_z les opérateurs :

$$P_z = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 ; \quad P_z = \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \quad (3)$$

où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{c_0}$, λ_0 étant la longueur d'onde de propagation dans l'espace libre et ρ le rayon dans le système de coordonnées cylindriques utilisé. Comme plus haut :

$$P_z H = -j \frac{Z_0}{k_0} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \quad \left(Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \right) \quad (4)$$

Cette relation et (1) constituent un système d'équations simultanées. Ce système, qui est étudié en détail dans la référence [2], contient non seulement les ondes de charge d'espace mais également les ondes électromagnétiques régulières du système. On le démontre facilement en séparant les fonctions radiale et axiale en introduisant :

$$H = A \Pi_0(z) H J_1(H_\rho) \quad (5)$$

ce qui donne :

$$\left. \begin{aligned} & -H^2 \frac{k_{p_0}^2}{1 - X_2} \frac{e^{j\omega}}{k_{p_0}} \times \Pi_0(z) \\ & \text{Coefft de couplage} \\ & = \left\{ \frac{d^2}{dz^2} + \left[\frac{k_{p_0}^2}{1 - X_2} - l_p^2 \right] \right\} \frac{e^{j\omega}}{k_{p_0}} \\ & \text{Opérateur de charge d'espace} \\ & \times \left\{ (1 - X_2) \left(\frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 \right) - H^2 \right\} \times \Pi_0(z) \\ & \text{Opérateur électromagnétique} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\text{et} \quad E_z = -j Z_0 \frac{A}{k_0} P_z \Pi_0(z) \cdot J_0(H_\rho) \quad (7)$$

$$l_p^2 = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{q} \frac{dq}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2q} \frac{d^2 q}{dz^2} \quad (8)$$

où $q = k^2 \rho_0$. Si l'intensité du courant du faisceau, i_0 , est constante, il vient :

$$l_p^2 = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dz} \right)^2 + \frac{3}{2v_0} \frac{d^2 v_0}{dz^2} \quad (8a)$$

Si, d'autre part, la vitesse du faisceau reste constante et que le rayon du faisceau varie, l_p^2 prend la forme simple :

$$l_p^2 = \frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dz^2} \quad (8b)$$

Dans des conditions normales, l'interaction entre les ondes de charge d'espace et les ondes électromagnétiques est très petite ($X_0 = 1$) et elle sera négligée dans la suite. (Dans le cas d'un faisceau de rayon infini, elle disparaît complètement, car alors $H = 0$). Dans ce cas, nous pouvons faire l'approximation de remplacer P_z par $-\alpha^2 + k_0^2$, si nous nous limitons à l'étude de l'onde de charge d'espace seule. Nous trouvons alors que :

$$H_z = A e^{-j\omega} \frac{k_p^2}{k_{p_0}} \Pi(z) H J_1(H_p) \quad (9)$$

$$E_z = j Z_0 A e^{-j\omega} \frac{k_p^2}{k_{p_0} k_0} (\alpha^2 - k_0^2) \Pi(z) J_0(H_p) \quad (10)$$

$$\text{où} \quad k_p^2 = \frac{k_{p_0}^2}{1 - X_2 + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}} \quad (11)$$

et $\Pi(z)$ est la solution de l'équation d'onde de charge d'espace :

$$\frac{d^2 \Pi}{dz^2} + (k_p^2 - l_p^2) \Pi = 0 \quad (12)$$

Introduisant $k = \frac{2\pi}{\lambda_p}$, nous trouvons que :

$$\lambda_p = \lambda_{p_0} \left\{ 1 - X_2 + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

La longueur d'onde effective du plasma, λ_p , est influencée, non seulement par le rayon du faisceau qui intervient dans H [1], mais aussi par la densité électronique du milieu stationnaire ionisé que ce faisceau traverse [2].

Equation de charge d'espace pour le milieu périodique.

Si nous négligeons, pour le moment, toutes les variations de $k_p^2(z)$, nous notons que si

$$X_0 > 1 + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}$$

il est possible qu'il existe des ondes croissant exponentiellement avec la distance [2]. Mais ce n'est pas le seul cas. Si X_2 varie périodiquement, de manière que nous arrivions à une région d'instabilité conduisant à une équation de type Hill, il devient possible d'obtenir des ondes croissant suivant une loi exponentielle de la distance.

Si, d'autre part, $l_p^2 > k_p^2$, il peut exister des solutions instables et il est possible d'exciter des ondes croissant suivant une loi exponentielle. Si nous supposons que $k_{p_0}^2 = k_a^2 e^{\frac{z-z_0}{\tau}}$, nous notons qu'il peut se produire des ondes croissant suivant une loi exponentielle (« *gaining waves* ») quand :

$$Z_1 < \frac{\lambda_p}{4\pi} \quad (13)$$

Il est ainsi possible d'amplifier des microondes, se propageant dans le faisceau comme ondes de charge d'espace, quand la longueur effective du plasma varie d'une manière importante dans une distance qui est une fraction de sa longueur propre, comme dans le tube dit « *voltage step up tube* » (tube à échelon croissant de tension) où la variation est brusque. Comme dans le cas où X_2 subit une variation périodique, une variation périodique faible, convenable, de $k_{p_0}^2$ rend possible l'existence d'ondes de charge d'espace de croissance exponentielle.

Étudions les trois cas suivants de variation périodique :

$$\left. \begin{aligned} a) \quad X_0 &= X_{20} (1 + q \cos 2pz) \\ b) \quad v_0 &= v (1 + \mathcal{H} \cos 2pz) \quad (X_2 = 0) \\ c) \quad a &= a_0 (1 + \tau \cos 2pz) \quad (X_2 = 0) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Si q , $\mathcal{H}$ et τ sont suffisamment petits (dans ce cas nous sommes particulièrement intéressés par l'étude du gain possible ou de l'amplification quand les variations relatives des paramètres sont petites), nous omettons dans l'équation du type de Hill tous les termes du 3^e ordre et d'ordre plus élevé et il vient (12) :

$$\frac{d^2 \Pi}{dX^2} + (\theta_0 + 2\theta_2 \cos 2x + 2\theta_4 \cos 4x) \Pi = 0 \quad (15)$$

où $X = pz$ et pour les trois cas a), b), c) :

$$\left. \begin{aligned} a) \quad \theta_0 &= u \left(1 + \frac{\delta^2}{2} \right), \quad 2\theta_1 = u\delta, \quad 2\theta_2 = u \frac{\delta^2}{2}, \\ &u = \left(\frac{k_{p_1}}{p} \right)^2, \quad k_{p_1}^2 = (k_p^2)_{x_2} = X_{20} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\text{et :} \quad \delta = \frac{q X_{20}}{1 - X_{20} + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_1^2}}, \quad X_2 < 1$$

$$\left. \begin{aligned} b) \quad \theta_0 &= u + 3\mathcal{H}^2 \left(u - \frac{3}{2} \right), \quad 2\theta_1 = 3\mathcal{H} (2 - u), \\ 2\theta_2 &= 3\mathcal{H}^2 \left(u - \frac{1}{2} \right), \quad k_{p_1}^2 = (k_p^2)_v = v_0 \end{aligned} \right\} \quad (15b)$$

$$c) \quad \theta_0 = u + \tau^2 \left(\frac{3u}{2} - 2 \right), \quad 2\theta_1 = 2\tau(2 - u),$$

$$2\theta_2 = -\tau^2 \left(2 - \frac{3u}{2} \right), \quad k_{p_1}^2 = (k_p^2) a = a_0 \quad (15 c)$$

Comme dans le cas a) $u = \left(\frac{k_{p_1}}{p} \right)^2$ pour les cas b) et c). S'il est possible de réaliser les conditions a) et b) dans un tube métallique cylindrique, de rayon intérieur a , nous notons que Ha est simplement un des zéros de $J_0(X)$. Soit W_n^0 le $n^{\text{ième}}$ zéro, la valeur correspondante de $\mathcal{H}$ est $\mathcal{H}_m^0 \left(= \frac{W_n^0}{a} \right)$. Pour le faisceau d'électrons constant dans l'espace libre, $\mathcal{H}_n$ c'est-à-dire la valeur de $\mathcal{H}$ pour le $n^{\text{ième}}$ mode est voisine de $\mathcal{H}_n^0$ quand a est grand [5]. Dans ce qui suit nous admettons seulement que $\mathcal{H}$ est connu, bien qu'il ne soit pas possible de satisfaire aux conditions aux limites.

Il est bien connu [4], que la région d'instabilité la plus importante (pour de petites perturbations, c'est-à-dire quand θ_1 est petit) est centrée autour de $\theta_0 = 1$ ce qui signifie que, dans cette région, $p \cong k_{p_1}$. Comme $k_{p_1} = \frac{2\pi}{\lambda_{p_1}}$, où λ_{p_1} est la longueur d'onde effective du plasma du système non troublé ($\theta_1 = 0$), et $2p = \frac{2\pi}{\lambda_m}$, où λ_m est la longueur d'onde de la perturbation (la longueur d'onde de la modulation d'espace du système), nous notons que l'instabilité peut se produire quand $\lambda_m \cong \frac{\lambda_{p_1}}{2}$. Il dépend de l'excitation, qu'il se produise ou non des ondes croissantes (growing waves), pourvu que $\frac{2\lambda_m - \lambda_{p_1}}{\lambda_{p_1}}$ soit suffisamment petit. Dans ce qui suit, il est fait en détail l'étude de ce cas et des problèmes connexes.

La zone d'instabilité et sa forme.

Admettons que l'équation (15) dont dépend l'onde de charge d'espace a les deux solutions indépendantes :

$$\Pi_1(z) = e^{\mu z} F(x) = e^{\mu p z} F(pz)$$

$$\text{et} \quad \Pi_2(z) = e^{-\mu z} F(-x) = e^{-\mu p z} F(-pz) \quad (16)$$

Si nous admettons que μ est positif (dans la région d'instabilité), $\Pi_1(z)$ représente évidemment l'onde de charge d'espace d'amplitude croissant exponentiellement (le faisceau se propageant dans la direction des Z positifs).

Si $\mu^2 \ll 1$, ce qui est le cas quand la « déformation » du faisceau ou du milieu est petite, nous pouvons représenter approximativement l'expression classique [5] pour le paramètre caractéristique μ , comme suit :

$$(2\mu)^2 + \sqrt{\Delta(o)} \left\{ 2(\sqrt{\theta_0} - 1) \right\}^2 = \frac{32}{\pi^2} \left\{ \sqrt{\Delta(o)} - 1 \right\} \quad (17)$$

où $\Delta(o)$ est le déterminant de Hill de l'équation (15).

Dans le présent problème, quand $\sqrt{\theta_0} \approx 1$, on obtient une bonne approximation de la valeur de $\sqrt{\Delta(o)}$ en ne conservant que les trois lignes et les trois colonnes centrales de $\Delta(o)$.

Quand $\sqrt{\theta_0} \approx 1$, $\sqrt{\Delta(o)}$ ne varie que peu, et par suite la relation (17) donnant μ en fonction de $2(\sqrt{\theta_0} - 1)$, quand elle est traduite en courbe, donne une courbe très voisine d'une ellipse (ellipse de gain).

En considérant les cinq lignes et colonnes centrales de $\Delta(o)$ et négligeant les termes d'ordre plus élevé que θ_1^4 et θ_2^2 , nous trouvons :

$$\Delta(o) = 1 + \frac{4(8 - \theta_0)}{\theta_0(4 - \theta_0)(16 - \theta_0)} \theta_1^2 - \frac{32 - 3\theta_0}{\theta_0(16 - \theta_0)^2(4 - \theta_0)^2} \theta_1^4 + \frac{6(8 - \theta_0)}{\theta_0(16 - \theta_0)(4 - \theta_0)^2} \theta_1^2 \theta_2 + \frac{32(1 - \theta_0) + 3\theta_0^2}{\theta_0(16 - \theta_0)(4 - \theta_0)^2} \theta_2^2 + \dots \quad (18)$$

Pour $\theta_0 = 1$, cette expression se réduit à :

$$\left\{ \Delta(o) \right\}_{\theta_0=1} = 1 + 2 \frac{28}{90} \theta_1^2 - 2 \frac{29}{90} \frac{\theta_1^4}{45} + 2 \frac{28}{90} \frac{\theta_1^2 \theta_2}{2} + 2 \frac{1}{90} \theta_2^2 + \dots \quad (18 a)$$

Comme θ_1^2 et θ_2 sont du même ordre de grandeur, nous notons que les termes en $\theta_1^2 \theta_2$ et θ_2^2 peuvent être négligés quand le terme en θ_1^4 est conservé. Pour démontrer l'exactitude de (18) il est intéressant de noter que la valeur exacte du coefficient de θ_1^2 dans la formule (18 a) est $\frac{6\pi^2}{96} \approx \frac{2 \times 27,8}{90}$ (comparer

Bremekamp développement de $\Delta(o)$ dans le cas de Mathieu $\theta_2 = 0$ [4]).

A partir de (17) et (18), il est possible de déterminer μ par une construction graphique en fonction de $2(\sqrt{\theta_0} - 1) = y$. Si nous nous bornons à l'étude de l'effet de perturbations assez petites pour que θ_2 soit négligeable, la relation (17) se réduit à la forme simple :

$$(2\mu)^2 + y^2 \cong \theta_1^2$$

De cette relation $y = 2(\sqrt{\theta_0} - 1)$ peut être remplacé par $(\theta_0 - 1)$:

a) Dans le cas d'une variation périodique de la densité électronique du milieu ionisé, (15 a), on trouve que la relation (17 a) peut s'écrire :

$$(2\mu)^2 + \left(1 - \frac{\delta^2}{4} \right) y - \frac{\frac{\delta^2}{4}}{1 - \frac{\delta^2}{4}} \left\{ \right\}^2 = \frac{\frac{\delta^2}{4}}{1 - \frac{\delta^2}{4}} \quad (19)$$

Cette « ellipse de gain » exprime μ en fonction de y c'est-à-dire de θ_0 ou u , pour des valeurs modérées de δ . On en déduit immédiatement que le gain maximum :

$$\mu = \mu_{max} = \frac{1}{2} \frac{\frac{\delta}{2}}{1 - \frac{\delta^2}{4}} \quad (20)$$

est obtenu pour

$$y = y_{opt} = \frac{\frac{\delta^2}{4}}{1 - \frac{\delta^2}{4}} \quad (20 a)$$

La variation relative (ou fluctuation) de λ_m qui peut être tolérée en pratique $\frac{|\Delta \lambda_m|}{\lambda_{m_{opt}}}$ doit donc être inférieure à $\frac{\delta}{2}$. Plus la perturbation de δ est petite, plus le réglage de λ_m doit être précis, au voisinage de sa valeur optimum, qui est la moitié de la longueur d'onde effective de la charge d'espace.

b, c) Dans le cas d'une variation périodique de la vitesse continue ou du diamètre du faisceau, on trouve d'une manière analogue que l'équation de « l'ellipse de gain » peut s'écrire :

$$(2\mu)^2 + (1 - \beta^2) \left\{ y + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right\}^2 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \quad (21)$$

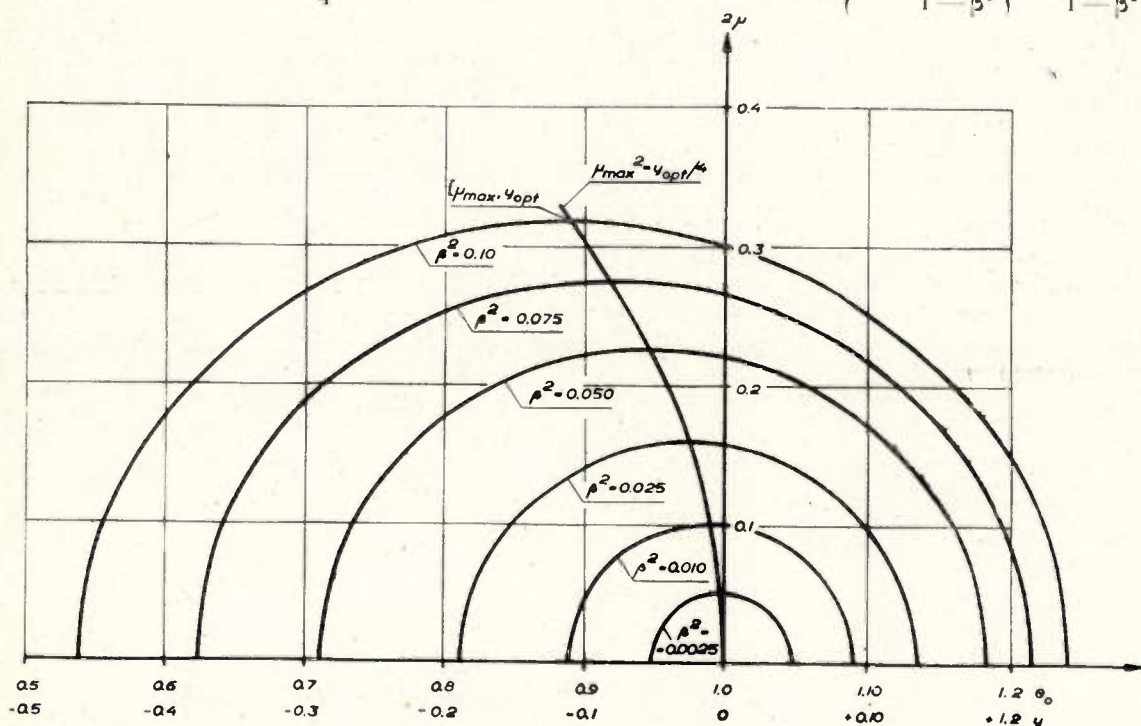


FIG. 1. — Ellipse de gain pour les cas b) et c).

Le gain disparaît quand $y = y_1$ ou $y = y_2$, où :

$$y_1 = \frac{-\frac{\delta}{2}}{1 + \frac{\delta}{2}} \quad \text{et} \quad y_2 = \frac{+\frac{\delta}{2}}{1 - \frac{\delta}{2}} \quad (20 b)$$

Si nous admettons que λ_{p1} est constant, nous introduisons les deux longueurs d'onde de modulation « de structure » λ_{m1} et λ_{m2} correspondant respectivement à y_1 et y_2 , ce qui donne :

$$\lambda_{m2} - \lambda_{m1} = \Delta \lambda_m = \lambda_{p1} \frac{\frac{\delta}{2}}{1 + \frac{\delta}{4}} \cong \lambda_{p1} \frac{\delta}{2} \cong \lambda_{m_{opt}} \delta \quad (20 c)$$

où $\lambda_{m_{opt}} \left(\cong \frac{\lambda_{p1}}{2} \right)$ est la valeur optimum de λ_m correspondant à y_1 .

ou pour b) $\beta = \frac{3H}{2}$, et pour c) $\beta = \tau$

On obtient immédiatement :

$$\mu_{max} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (22)$$

$$y_{opt} = -\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \quad (y_{opt} = 4 \mu_{max}^2) \quad (22 a)$$

$$y_1 = \frac{-\beta}{1 - \beta} \quad , \quad y_2 = \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (22 b)$$

$$\text{et :} \quad \Delta \lambda_m = \lambda_{m_{opt}} 2 \beta \quad (22 c)$$

Ces résultats ont été représentés sur les figures 1 et 2.

Propriétés des fonctions d'onde de charge d'espace.

Pour étudier les conditions d'excitation, il convient en premier lieu de calculer $F(x)$, ce qui ne présente pas de difficulté. En négligeant θ_2 (par raison de simplicité) nous appliquons la méthode de Whittaker [5] et nous écrivons :

$$F(x) = \sin(x - 6) + b_3 \sin(3x - 6) + a_3 \cos(3x - 6) + b_5 \sin(5x - 6) + \dots \quad (23)$$

où, avec une précision suffisante pour le but actuel :

$$b_3 = \frac{\theta_1}{8}, a_3 = 3 \left(\frac{\theta_1}{8} \right)^2 \sin 2\sigma, b_5 = \left(\frac{\theta_1}{8} \right)^2 \frac{1}{3} \quad (24)$$

Donc si $\mu = \mu_{\max}(\theta_0) = 1$

$$\left(\frac{\Pi_1'(0)}{\Pi_1(0)} \right)_{\theta_1=1} \approx -p \left(1 - \frac{\theta_1}{4} + O(\theta_1^2) \right) \quad (26a)$$

Quand $Z = 0$, le Wronskien devient :

$$W \left\{ \Pi_1(0), \Pi_2(0) \right\} = -2 \Pi_1(0) \Pi_1'(0) = 2 \frac{\Pi_1'(0)}{\Pi_1(0)} \left\{ (1 + b_3 + b_5 + \dots) \sin \sigma + (a_3 + \dots) \cos \sigma \right\}^2 \quad (27)$$

Ainsi :

$$W \left\{ \Pi_1(0), \Pi_2(0) \right\} \approx -p \left\{ 1 + O(\theta_1^2) \right\} \quad (27a)$$

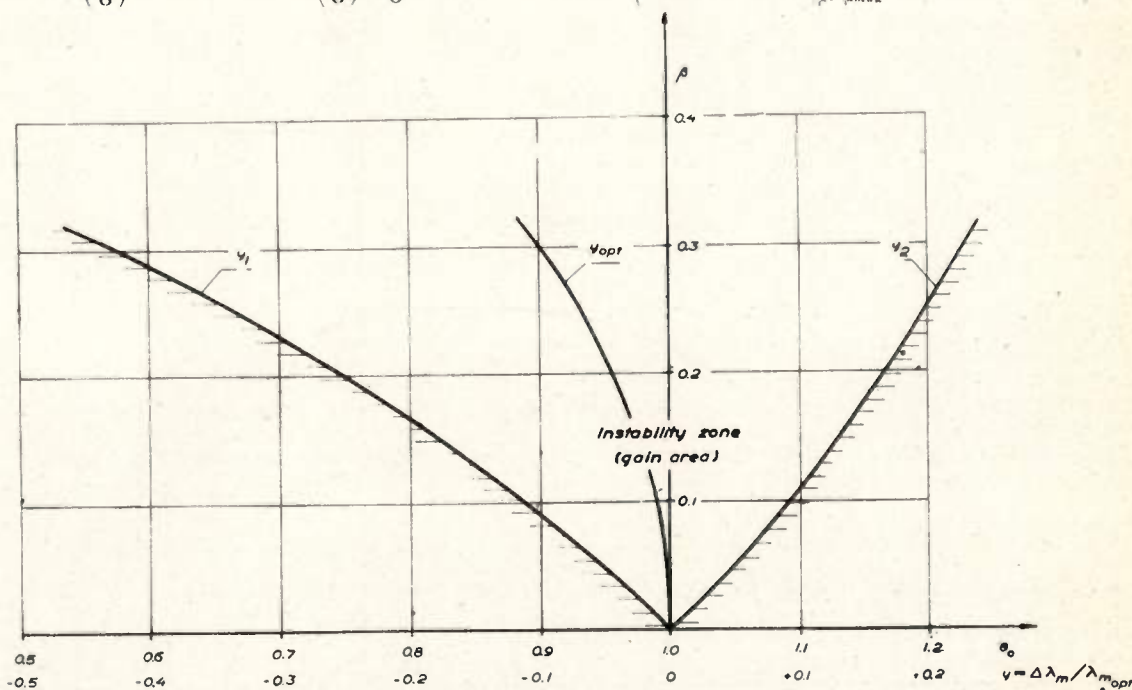


Fig. 2. — Zone d'instabilité, ou « aire de gain » pour les cas b) et c).

et σ peut être obtenu à partir des relations suivantes :

(25a)

$$\sin \sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{\theta_0 - 1}{\theta_1}}, \cos \sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_1}}$$

$$\sin 2\sigma = \sqrt{1 - \left(\frac{\theta_0 - 1}{\theta_1} \right)^2} = \frac{2\mu}{\theta_1} \quad (25b)$$

Comme $-1 \leq \frac{\theta_0 - 1}{\theta_1} \leq +1$ dans la zone d'instabilité (« aire de gain »), σ varie entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ radians dans cette zone, et il est égal à $\frac{\pi}{4}$ quand $\mu = \mu_{\max}$.

Comme $\Pi_1(z) = e^{\mu x} F(x)$ et $\Pi_2(z) = e^{-\mu x} F(-x)$ nous avons : $\Pi_2(0) = \Pi_1(0)$, $\Pi_2'(0) = -\Pi_1'(0)$

$$\text{et } \frac{\Pi_1'(0)}{\Pi_1(0)} = -p \quad (26)$$

$$\left\{ \frac{(1 + 3b_3 + 5b_5 + \dots) \cos 6 + (3a_3 + \dots) \sin \sigma}{(1 + b_3 + b_5 + \dots) \sin \sigma + (a_3 + \dots) \cos \sigma} - \mu \right\}$$

Excitation de l'onde instable de charge d'espace.

A la frontière entre le milieu homogène et le milieu périodique, nous posons [2] non seulement que H_z et E_p sont continus, mais que E_z et $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ sont également continus. Ces conditions nous donnent les amplitudes des quatre solutions indépendantes de l'équation originale de l'onde (1). Quand nous remplaçons $\frac{d^2}{dz^2}$ par α^2 dans l'opérateur (6) de l'onde électromagnétique, ce qui revient à négliger l'influence des ondes électromagnétiques possibles, et que nous exprimons H_z par la condition (9), H_z et E_p sont continus si E_z et $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ sont continus.

A partir des équations de Maxwell, on trouve que la densité de courant alternatif total J_z est

$$J_z = -j \frac{k_0}{Z_0} E_z + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_z) \quad (28)$$

Appliquant (10) et (11), nous trouvons :

$$Jz = -j \frac{k_0}{Z_0} (X_2 + \frac{k_{p0}^2}{k_p^2} E_z) \quad (28 a)$$

Cette relation montre comment le courant total se divise en deux parties : le courant alternatif du milieu ionisé et le courant alternatif normal porté par le faisceau électronique. Cependant comme E_z dépend de i_0 , (X_1) , et de X_2 , (N_2) , les deux courants ne sont pas indépendants l'un de l'autre.

Pour déterminer la croissance du courant micro-onde le long de l'axe du tube (axe des z), ou le gain du tube, nous n'avons ainsi qu'à déterminer (suivant (28 a)) l'intensité axiale du champ E_z et sa croissance.

Nous posons maintenant que le faisceau électronique, avant d'atteindre la région où il cesse d'être homogène, a été modulé en vitesse par une paire de grilles non absorbantes, très voisines. Si la frontière entre les deux « milieux » pour raison formelle de simplicité est le plan $Z = 0$, nous avons, pour la région où le faisceau est homogène [1] :

$$E_z = A_1 \frac{k_{p1}^2}{k_{p0}} \cos k_{p1} (z + z_0) e^{-j\omega z}, (z < 0) \quad (29)$$

où l'indice 1 se rapporte au milieu 1, milieu homogène ($z < 0$). Ainsi $\frac{k_{p1}^2}{k_{p0}} \propto V_0^{-3/2}$, si V_0 indique la vitesse continue dans ce milieu. Selon (29) les grilles de modulation doivent être placées au point :

$$Z = Z_1 = - \left(\frac{m\pi - \frac{\pi}{2}}{k_{p1}} + Z_0 \right) \quad (30)$$

où m est entier.

Dans le second milieu où se produit la perturbation périodique, nous écrivons :

$$E_z = \frac{k_{p2}^2}{k_{p02}} \times \left\{ A_2 \Pi_1(l) + B_2 \Pi_2(z) \right\} e^{-j\omega z} \quad (31)$$

Si le courant dans le faisceau est constant, ainsi que le diamètre du faisceau, $\frac{k_{p02}}{k_{p0}} \propto V_0^{-3/2}$. Nous admettons de plus que, à la frontière ($z = 0$) $V_{02} = V_{01}$, $N_{21} = N_{22}$, etc... Si, par exemple, la vitesse varie avec la distance comme dans (14), $V_{01} = V(1 + \beta z)$. Comme

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k_{p2}^2}{k_{p02}} \right) \right\}_{z=0} = 0,$$

les conditions à la frontière (E_z et $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ continus), donnent, en tenant compte de (27) :

$$A_2 = \frac{\Pi'_1(0) \cos k_{p1} Z_0 - \Pi_1(0) k_{p1} \sin k_{p1} Z_0}{2 \Pi_1(0) \Pi'_1(0)} A_1 \quad (32)$$

et

$$B_2 = \frac{\Pi'_1(0) \cos k_{p1} Z_0 + \Pi_1(0) k_{p1} \sin k_{p1} Z_0}{2 \Pi_1(0) \Pi'_1(0)} A_1 \quad (33)$$

A_2 étant le coefficient d'amplitude de l'onde qui décroît suivant une loi exponentielle, nous notons que cette onde n'est pas excitée, si la non-homogénéité débute pour une phase d'onde de charge d'espace $k_{p1} z_0$, telle que :

$$k_{p1} \operatorname{tg} k_{p1} z_0 = \frac{\Pi'_1(0)}{\Pi_1(0)} \quad (34)$$

(onde de charge d'espace croissante non excitée).

D'autre part, cette onde reçoit l'excitation maximum :

$$k_{p1} \operatorname{tg} k_{p1} z_0 = - \frac{\Pi'_1(0)}{\Pi_1(0)}$$

Si nous admettons que $\theta_0 = 1$, de sorte que $\mu = \mu_{max}$ la relation (34) conduit à la condition :

$$\operatorname{tg} k_{p1} z_0 \cong - \frac{1}{1 - 3 \frac{\theta_1}{4} + O(\theta_1^2)} \quad (34 a)$$

ou

$$k_{p1} Z_0 \cong - \left[\frac{\pi}{4} + \frac{3 \theta_1}{8} + O(\theta_1^2) \right] \quad (34 b)$$

Ainsi, quand la condition (35) est satisfaite :

$$A_2 = \frac{\cos k_{p1} z_0}{\Pi_1(0)} A_1 \cong \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{3 \theta_1}{8} \right) \frac{A_1}{\Pi_1(0)}$$

et

$$B_0 = 0$$

Quand la condition (35) est satisfaite (l'onde de charge d'espace décroissante est seule excitée), on a de même :

$$A_2 = 0, B_2 = \cos k_{p1} z_0 \frac{A_1}{\Pi(0)} \cong \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{3 \theta_1}{8} \right) \frac{A_1}{\Pi_1(0)} \quad (35 a)$$

et

$$k_{p1} z_0 \cong \frac{\pi}{4} + \frac{3 \theta_1}{8} - O(\theta_1^2) \quad (35 b)$$

Nous avons ainsi la possibilité de faire en sorte qu'une seule des deux ondes instables soit excitée. Cette situation est indiquée figure 3. On note que l'onde croissante (gaining) donne l'excitation maximum quand la situation de l'onde de charge d'espace est telle que les maxima de $-\frac{\partial v}{\partial z}$ (ou de $-\frac{\partial X_2}{\partial z}$ ou de

$-\frac{\partial a}{\partial z}$) coïncident avec les zéros de J_z et que les

maxima de $+\frac{\partial v}{\partial z}$ (ou de $+\frac{\partial X_2}{\partial z}$ ou de $+\frac{\partial a}{\partial z}$) coïncident

avec les maxima de $|I_2|$. C'est seulement dans les conditions inversées que l'onde décroissante est excitée.

APPLICATIONS

a) Dans le cas d'une variation périodique du milieu ionisé, le gain maximum de puissance devient pratiquement :

$$\text{Gain} = \mathcal{G}_m = e^{2,34 \nu x k_{p1} z} = \exp \left[\frac{9 X_{20}}{1 - X_{20} + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}} \frac{\pi z}{\lambda_{p1}} \right] \quad (36)$$

On a de plus $(X_{20} < 1)$

$$\frac{\Delta \lambda_m}{\lambda_{m \mu l}} \approx \frac{9 X_{20}}{1 - X_{20} + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}} \quad (36 a)$$

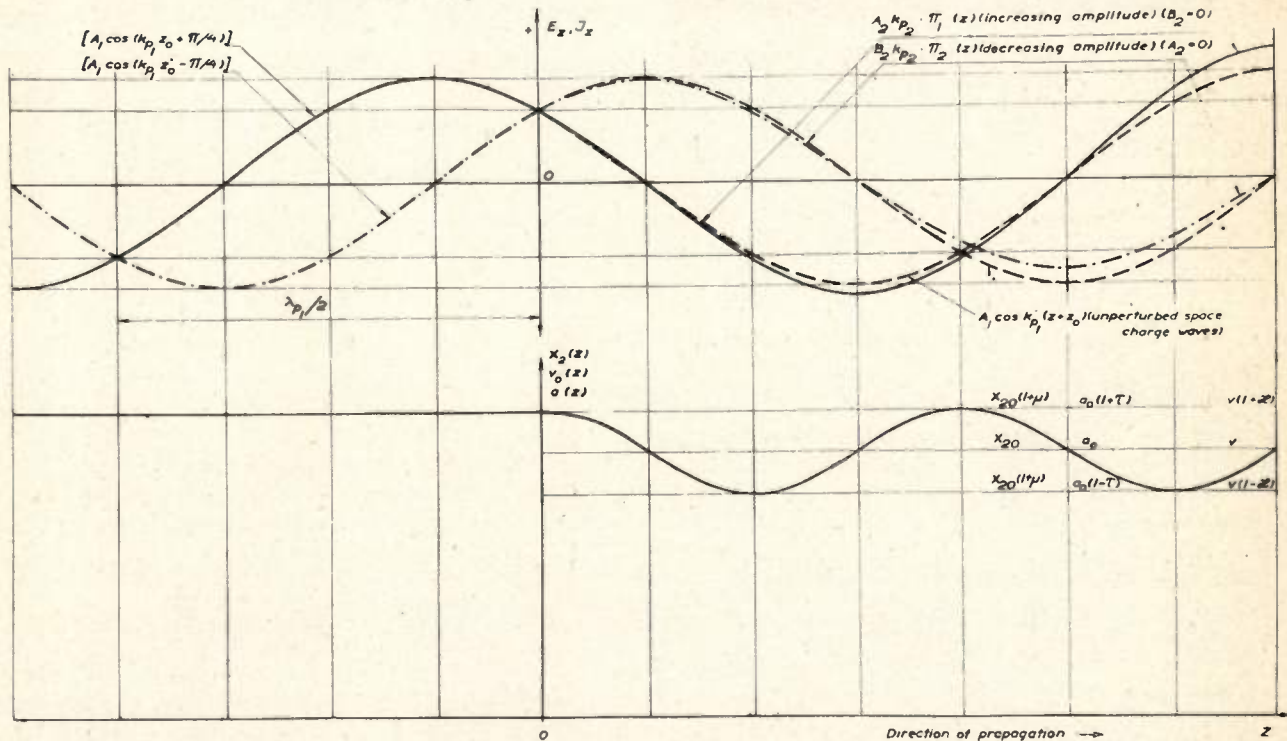


Fig. 3. — Représentation graphique des conditions d'excitation d'une seule des deux ondes de charge d'espace croissante ou décroissante.

Le gain se produit seulement si la variation relative dans la modulation de la structure est moindre que cette quantité. Il peut se produire une instabilité de cet ordre dans les gaz ionisés et dans les atmosphères ionisées, dans certaines circonstances, ce qui explique la production d'un bruit anormal. Une discussion de ce problème serait en dehors des limites de la présente étude.

b) Dans le cas d'une variation périodique de la vitesse continue du faisceau électronique, nous obtenons le gain maximum de puissance qui suit (en se rapportant au faisceau seul, et excluant les circuits de modulation et de démodulation) :

$$\mathcal{G}_m = e^{\frac{3\pi\mathcal{C}}{2} k_{p1} z} = e^{\frac{3\pi\mathcal{C}}{2} \sqrt{\frac{e i}{m \epsilon_0 v^3}} z} = e^{3\pi\mathcal{C} \frac{z}{\lambda_{p1}}} = e^{\frac{\mathcal{C}}{\sqrt{2}} \frac{z}{d}} \quad (37)$$

où d représente la distance anode-cathode de la diode saturée équivalente qui produit la densité de courant électronique i_0 avec des électrons de vitesse v_0 .

Prenons un exemple numérique. Si $i_0 = 1 \frac{\text{mA}}{\text{mm}^2}$, et $v = 0,05 c_0$, nous avons $\lambda_{p1} = 10,3 \text{ cm}$ (le potentiel accélérateur correspondant est 1 770 volts).

Admettons que $\mathcal{C} = 0,15$ (valeur pour laquelle nos approximations sont valables), nous avons un

gain $\mathcal{G}_m = e^{\frac{z}{7,8}}$ ou Z est exprimé en centimètres. Ainsi, si $Z = 3,2 \text{ cm}$, le gain effectif est de 17,4 db.

Comme la longueur d'onde effective du plasma, λ_p , subit de légères variations quand la fréquence varie, suivant la formule (11), le gain d'énergie n'est pas indépendant de la fréquence, comme il semble à première vue. Tenant compte du caractère approximatif de la formule (11), il apparaît qu'une étude rigoureuse de ce problème serait difficile. En utilisant la formule (11) pour étudier l'ordre de grandeur de la largeur de bande possible du signal

(ou du bruit), nous obtenons en appliquant la formule (22 b) et la formule (8) de la référence [1] :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} < \beta \frac{1 + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}}{\frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}} \frac{1}{\psi} \quad (38)$$

où β est défini par (21), et :

$$\psi = 1 - \frac{(\alpha^2 - k_0^2)^{1/2}}{a(H^2 + \alpha^2 - k_0^2)}$$

Comme $\beta = 3 \frac{\mathcal{C}}{2}$, nous notons ce fait intéressant

que la largeur de bande est proportionnelle au gain (en dB). Pour $H = 0,15$ et pour une valeur normale

$\frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2} \approx 2$, nous obtenons pour une fréquence de signal de 3 000 Mc/s ($\lambda = 10 \text{ cm}$) une largeur de bande $\frac{\Delta \omega}{2\pi} = \Delta f$, un peu inférieure à 1 000 Mc/s.

Revenant à l'expression du gain maximum (37), il n'est pas sans intérêt de la comparer avec le résultat

obtenu quand la fonction de vitesse sinusoïdale (14) est remplacée par une courbe échelon de vitesse.

En admettant que l'amplitude de la variation de la vitesse est égale à celle de la fonction sinusoïdale, la théorie du tube à échelon de tension [2-3] donne le gain suivant :

$$G_m = \left[\left(\frac{1 + \partial \mathcal{C}}{1 - \partial \mathcal{C}} \right)^{3/2} \right]^m$$

où m est le nombre des échelons de tension dans le tube. Comme $m = \frac{4z}{\lambda_p}$, (On admet que la longueur du tube est un nombre entier de demi-longueurs d'onde $\frac{\lambda_p}{2}$), nous trouvons :

$$G_m = \left(\frac{1 + \partial \mathcal{C}}{1 - \partial \mathcal{C}} \right)^{\frac{6z}{\lambda_p}} \cong e^{12 \left(\partial \mathcal{C} + \frac{\partial \mathcal{C}^3}{3} + \dots \right) \frac{z}{\lambda_p}}$$

Nous voyons ainsi que le tube à échelon de vitesse donne $\frac{12 \partial \mathcal{C}_z}{\lambda_p}$ alors que le tube à variation sinusoïdale de vitesse, le « perotron » donne $\frac{3\pi \partial \mathcal{C}_z}{\lambda_p} \cong 9,4 \frac{\partial \mathcal{C}_z}{\lambda_p}$.

Cependant, si la variation sinusoïdale de vitesse dans le « perotron » a la même amplitude que l'oscillation fondamentale de la courbe échelon de vitesse, $\partial \mathcal{C} = \frac{4 \mathcal{C}_s}{\pi}$ (où $2 \mathcal{C}_s$ est l'amplitude de l'échelon de vitesse), suivant (37) on obtient dans les deux cas le même gain exp. $\frac{12 H_s z}{\lambda_p}$. Ainsi, comme il résulte de l'équation relative à la charge d'espace, les harmoniques de la courbe échelon de vitesse suivant la période (longueur d'intervalle) du « perotron » contribuent très peu au gain du tube.

Il est possible d'obtenir une fonction continue de vitesse de forme sinusoïdale au moyen d'arrangements d'électrodes très simples, par exemple par des cylindres métalliques dont la dimension axiale est environ $\frac{\lambda_p}{4}$. Cependant une discussion détaillée de tels problèmes techniques dépasserait le but de la présente étude.

c) Le champ magnétisant axial produit fréquemment par focalisation une variation périodique du diamètre du faisceau. Dans les circonstances défavorables, il est possible que cette variation devienne trop importante pour beaucoup d'applications. Suivant la présente étude, il est cependant désirable de réaliser une variation périodique du diamètre du faisceau, pourvu qu'il soit possible d'obtenir la longueur d'onde de la modulation de structure appropriée. Comme il est établi dans la suite, il est possible de réaliser cette condition.

Si la pulsation ω_H correspond à la gyrofréquence (fréquence de cyclotron) du champ focalisant axial

H_0 , la condition de Brillouin (Brillouin-flow) (dans laquelle tous les électrons ont la même composante de vitesse suivant l'axe des z), [6], impose la condition :

$$\frac{i_0}{V^{1/2}} = \frac{\omega^2 H \varepsilon_0}{\sqrt{2} \frac{c}{m}}, \text{ ou } \omega = \sqrt{2} \omega_c \quad (39)$$

Dans ces conditions, on tire $\tau \cos 2 p z$ de (14) :

$$\tau = \xi \cos \left(\frac{\omega_H}{\sqrt{2} p} z + \varphi \right) \quad (39 a)$$

où ξ et φ dépendent des relations entre le faisceau et le champ magnétique. Comme $\lambda_m \cong \frac{\lambda_{p1}}{2}$ pour l'interaction maximum (gain), en appliquant (39) et (39 a) :

$$\frac{\omega_H}{\sqrt{2} p} = \frac{\omega_c}{p} = 2 \left[\frac{\omega_c}{1 + \frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}} \right]^{1/2} \quad (40)$$

$$\text{ou : } \frac{\alpha^2 - k_0^2}{H^2} = 3$$

Il arrive ainsi que c'est là une valeur normale dans les applications pratiques. Suivant la référence [1] p. 8, pour une longueur d'onde de 3 cm, et une vitesse continue de 0,1 C_0 , la quantité $\frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2} \cong 3$ pour le second mode, si le rayon du faisceau est 1,2 mm. Des faisceaux électroniques placés dans des champs magnétiques axiaux dans des conditions convenables sont susceptibles de produire des ondes de charge d'espace dont la croissance suit une loi exponentielle.

Notre raisonnement relatif à l'équation de la charge d'espace a eu pour base l'hypothèse de la présence d'un champ focalisant axial intense. Quand cette condition n'est pas remplie, il peut se produire des modes électriques transversaux ($T E$) d'ondes de charge d'espace dans le faisceau [1], ce qui modifie le gain maximum de puissance :

$$G_m \cong e^{\xi k_{p1} z} = e^{\frac{z}{\lambda_p} \xi} \quad (41)$$

Il n'est pas possible d'évaluer l'amplitude de la perturbation sans faire une étude détaillée du couplage entre les modes $T M$ et $T E$ (très petit, au moins pour un faisceau de grand diamètre). Il est même difficile de faire une étude approchée de cette perturbation que nous laissons de côté dans la présente publication.

En rappelant le caractère approximatif de la formule (40) (qu'il convient d'employer avec circonspection dans le cas présent, où il est particulièrement difficile d'adapter le champ extérieur à la surface périodique du faisceau), nous pouvons obtenir une approximation de la largeur de bande de fréquence

du signal possible d'interaction (ou du bruit), en employant (38) où β est remplacé par ξ et $\frac{H^2}{\alpha^2 - k_0^2}$ par 3, ce qui donne $\frac{\Delta \omega}{\omega} \leq \frac{4 \xi}{3}$. Pour $\xi = 0,1$, valeur admissible, et une fréquence centrale de 150 Mc/s, on obtient $\Delta f = \frac{\omega}{2\pi} \leq 20$ Mc/s. On évalue ainsi les diverses amplitudes des modes de bruits produits dans le faisceau.

Les recherches exposées dans cette communication ont été faites dans le cadre des recherches générales sur les tubes électroniques provoquées par le Conseil des Recherches de Suède, au laboratoire d'électronique du « *Chalmers Institute* » à Göteborg (Suède).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] O.E.H. RYDBECK et S.K.H. FORSGREN. — On the Theory of Electron Wave Tubes, *Reports res. Lab. Electronics* N° 15, trans. *Chalmers Univ. Techn.* N° 102, Gothenburg, 1951.
- [2] O.E.H. RYDBECK. — On the Theory of Electron Wave Tubes II, to appear *Trans. Chalmers Univ. Techn.*
- [3] L.M. FIELD, P. K. TIEN, et D. A. WATKINS. — Amplification by Acceleration and Deceleration of a Single-Velocity Stream, *Proc I.R.E.*, vol. 39, p. 194 ; February, 1951.
- [4] M.J.O. STRUTT. — *Lamesche — Matbiensche und versandte Funktionen in Physik und Technik* ; Berlin, 1932.
- [5] E.T. WHITTAKER et G.N. WATSON. — *A Course of Modern Analysis* ; Cambridge, 1927.
- [6] J.R. PIERCE. — *Theory and Design of Electron Beams* ; New-York, 1949.

COMPARAISON DES MODULATIONS CODÉES ET DES MODULATIONS CLASSIQUES

PAR

J. P. VASSEUR

*Ingénieur E.C.P. — Docteur ès Sciences
Direction Technique S.F.R.*

1. GÉNÉRALITÉS.

La modulation par impulsions codées est un procédé relativement récent de transmission des signaux qui présente des avantages uniques par rapport aux autres systèmes connus, au prix naturellement d'une complexité notablement plus grande.

On peut distinguer la modulation par impulsions codées proprement dite (PCM) et la modulation en delta. Ces dispositifs reposent sur deux idées de base. l'échantillonnage du signal et sa quantification.

On sait que l'on peut transmettre un signal couvrant une bande de 0 à F en transmettant seulement des échantillons périodiques de ce signal. Si la fréquence de ces échantillons est supérieure à $2F$, leur passage dans un filtre passe bas reconstitue le signal.

D'autre part on peut éliminer l'influence du bruit de la liaison en remplaçant la transmission d'un échantillon par celle d'un échantillon quantifié de valeur très voisine. Si le bruit de la liaison est inférieur à la différence entre deux échantillons quantifiés successifs, on peut identifier sans ambiguïté l'échantillon émis. Par contre ce processus introduit à l'émission un bruit spécial dit bruit de quantification [2] [3].

Quoique ce principe puisse s'appliquer à n'importe quel système de modulation, il ne l'a en fait été qu'avec les systèmes codés : PCM et modulation en delta.

2. MODULATION PAR IMPULSIONS CODÉES (PCM).

Le principe du PCM consiste à transmettre les amplitudes des échantillons quantifiés sous la forme de groupes d'impulsions de code représentant dans un certain système de numération des nombres mesurant ces amplitudes.

On utilise pratiquement toujours un système binaire où il n'existe que deux chiffres, 0 et 1. Le 0 est transmis par un arrêt de l'émetteur et le 1 par une émission à pleine puissance. On profite ainsi au maximum du gain de la quantification.

Dans le système binaire simple, un nombre écrit

$a_{n-1} a_{n-2} \dots a_1 a_0$, les a_i étant égaux à 0 ou à 1, représente $2^{n-1} a_{n-1} + 2^{n-2} a_{n-2} + \dots + 2 a_1 + a_0$. Un code à n chiffres permet donc la transmission de 2^n niveaux distincts.

A titre d'exemple un code à 4 chiffres a été schématisé sur la figure 1a, un trait vertical y représente un 1 et l'absence d'un trait un zéro. Le nombre 12 s'écrit ainsi 1100.

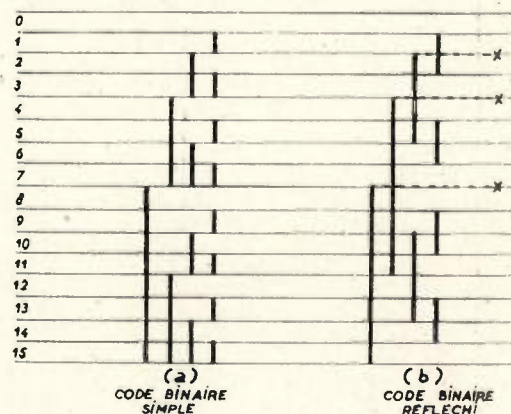


FIG. 1

Ce code est facile à décoder mais présente plus de difficultés au codage. Ceci provient de ce qu'il existe des niveaux entre lesquels tous les chiffres du code changent (par ex $7 = 0111$ et $8 = 1000$). Certains codeurs peuvent ainsi faire de grosses erreurs de codage, (par ex produire pour le niveau 7 le code 1111 représentant 15).

Cet inconvénient est évité par l'emploi du code binaire réfléchi schématisé sur la figure 1b et qui est tel que les codes représentant deux niveaux consécutifs ne diffèrent jamais que d'un seul chiffre.

Par contre le décodage direct de ce code est assez difficile et il est en général plus simple de le transformer en code binaire simple. On utilise pour cela la règle arithmétique suivante :

Un chiffre du code binaire simple est égal à 0 ou à 1, selon que la somme de tous les chiffres de rang égal ou supérieur du code binaire réfléchi est paire

ou impaire. Par exemple 12 est représenté dans le code binaire réfléchi par 1010. Les chiffres du code binaire simple représentant 12 sont donc successivement 1, 1 puisque $1 + 0 = 1$, 0 puisque $1 + 0 + 1 = 2$, 0 puisque $1 + 0 + 1 + 0 = 2$.

Cette transformation s'effectue simplement en envoyant successivement et par ordre de rang décroissant les impulsions représentant le code binaire réfléchi d'un nombre sur l'électrode de déclenchement d'un basculeur bistable initialement au zéro. On retrouve successivement et par ordre de rang décroissant les impulsions représentant le code binaire simple du même nombre sur l'électrode de sortie de ce basculeur. En effet cette électrode se trouve au potentiel zéro si le basculeur a basculé un nombre pair de fois, et au potentiel 1 s'il a basculé un nombre impair de fois.

Enfin la transformation inverse du code binaire simple en code binaire réfléchi peut utiliser la propriété suivante : Un chiffre du code binaire réfléchi est égal à 0 ou à 1 selon que la somme des chiffres de rang supérieur du code binaire réfléchi et du chiffre de même rang du code binaire simple est paire ou impaire.

PROPRIÉTÉS DU PCM.

Le rapport signal à bruit de la liaison doit être suffisant pour que l'on puisse savoir sans ambiguïté si une impulsion émise représente un zéro ou un 1. Un rapport signal à bruit de l'ordre de 18 dB est suffisant pour cela et il n'y a aucun intérêt à l'augmenter au-delà.

Dans ces conditions la liaison n'introduit aucun bruit et, pour la même raison, elle n'introduit aucune diaphonie.

Si l'on transmet $2 F$ échantillons par seconde avec un code à n chiffres, la bande vidéo nécessaire est d'environ $2 F n$ c/s. Par exemple 56 kc/s pour une voie téléphonique utilisant un code à 7 chiffres. C'est à peu près la valeur utilisée par les multiplex classiques à impulsions modulées en position.

Le bruit de quantification dépend du nombre de niveaux quantifiés et de forme du signal. Il est d'autant plus faible que l'on utilise plus de niveaux et que le signal reste plus longtemps voisin de sa valeur maximum.

On démontre que le rapport signal à bruit de quantification obtenu avec une sinusoïde d'amplitude maximum est à peu près $6 n + 3$ dB, n étant le nombre de chiffres du code binaire utilisé. Le bruit de quantification décroît donc en fonction exponentielle de la largeur de bande de la liaison.

Sur un signal de parole, pour lequel le rapport de la valeur efficace à la valeur de crête est d'environ 12 dB au lieu de 3 pour une sinusoïde, le rapport signal à bruit de quantification est inférieur d'une dizaine de décibels. On peut l'améliorer en utilisant un contrôle rapide de niveau ou un compresseur d'expansion [5].

MATÉRIEL D'UNE LIAISON PCM.

Un émetteur terminal comprend un échantillonneur, qui effectue éventuellement le multiplexage

des voies, un codeur puis un émetteur qui est pratiquement toujours à modulation d'amplitude.

Une station relais comprend un récepteur, un régénérateur d'impulsions, puis un émetteur. Le régénérateur identifie les impulsions reçues et les remplace par des impulsions neuves standard, c'est lui qui permet d'éliminer le bruit de la liaison. Un récepteur terminal comprend un récepteur, un régénérateur, puis un décodeur suivi d'un filtre passe bas.

On a imaginé de nombreux dispositifs codeurs. Nous renverrons à la bibliographie [4-5-6-7-8] pour la description de quelques réalisations typiques et nous nous contenterons de signaler qu'un codeur nécessite soit des tubes spéciaux, soit quelques dizaines de tubes classiques.

Le décodage est beaucoup plus facile, on se ramène toujours au code binaire simple et on ajoute les impulsions de code avec des amplitudes proportionnelles à 1, 1/2, 1/4 ... selon leur rang. On peut utiliser pour cela des atténuateurs à résistances ou profiter de la décharge exponentielle d'un condensateur [5]. Un décodeur nécessite deux à trois fois moins de tubes qu'un codeur.

Enfin, même dans le cas d'une liaison monocanal, il est nécessaire de prévoir un signal de synchronisme pour pouvoir identifier le rang des impulsions de code. Dans le cas d'une liaison multiplex ce signal sert en outre à numérotter les voies.

La synchronisation d'un PCM est assez délicate car des impulsions de code 0 et 1 arrivent dans un ordre quelconque et peuvent imiter n'importe quel signal particulier choisi comme signal de synchro. C'est pourquoi les dispositifs de synchronisme sont assez compliqués [5-9] et nécessitent encore quelques dizaines de tubes.

3. MODULATION EN DELTA.

Dans la modulation en delta on remplace la transmission de l'amplitude des échantillons par celle de la variation d'amplitude entre deux échantillons con-

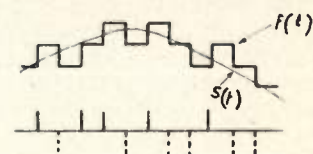


FIG. 2

sécutifs. On transmet des variations quantifiées pour pouvoir éliminer le bruit de la liaison.

Dans le système dit à simple intégration (Δ_1) le signal $s(t)$ est approché par une courbe en créneaux $f(t)$ construite de la façon suivante (figure 2) : Tous les créneaux ont la même largeur τ . La courbe en créneaux monte tant qu'elle est inférieure au signal et diminue dès qu'elle lui est supérieure. Chaque augmentation ou diminution de la courbe en créneaux a la même amplitude Δ . Chaque augmentation de l'amplitude de la courbe en créneaux s'accompagne de l'émission d'une impulsion de code positive +1 et chaque diminution de l'émission d'une impulsion de code négative -1, ces dernières impulsions

étant en général remplacées par des zéros, c'est-à-dire non transmises.

A la réception la courbe en créneaux $f(t)$ est obtenue en intégrant les impulsions $+1$ et -1 de code, son passage dans un filtre passe bas adoucit les angles et reconstitue le signal $s(t)$, au bruit de quantification près. Un décodeur de modulation en delta comprend donc un intégrateur et un filtre passe bas en série.

Ces deux éléments étant linéaires, l'ordre dans lequel on les place est indifférent. Si les impulsions de

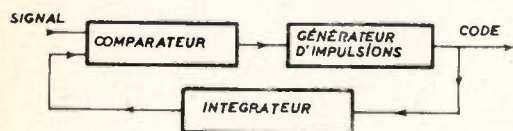


FIG. 3

code passent d'abord dans le filtre passe bas, puis dans l'intégrateur, on doit trouver la dérivée du signal à la sortie du filtre passe bas. Les impulsions de code de la modulation en delta représentent donc une modulation en densité de la dérivée du signal [10], ce que l'on peut d'ailleurs voir directement. Les impulsions de code ne pouvant occuper que certaines positions discrètes, la modulation en densité correspondante est quantifiée dans le temps.

Notons enfin que dans ce procédé la pente du signal est limitée, ce qui permet de transmettre un signal aussi grand que l'on veut pourvu que sa fréquence soit assez basse.

Dans ce système le bruit de quantification décroît comme la puissance $3/2$ de la fréquence des impulsions de code. Comme dans le PCM ce bruit dépend de la forme du signal transmis [10 - 11 - 12].

Nous avons vu que le décodeur comportait un intégrateur suivi d'un filtre passe bas. On peut réaliser un codeur en disposant en série un différenciateur, un modulateur en densité et un quantificateur dans le temps [10].

Le plus souvent on utilise un système à contre réaction (figure 3) utilisant un décodeur local. Le générateur d'impulsions émet une impulsion positive ou négative selon que la sortie de l'intégrateur est plus petite ou plus grande que le signal. La sortie de l'intégrateur représente donc une approximation en marches d'escalier du signal comme indiqué sur la figure 2 et les impulsions émises constituent le codage du signal.

Dans ce dispositif le décodeur local est assez rudimentaire puisqu'il ne comporte pas de filtre passe bas. On conçoit que l'on pourrait obtenir un bruit de quantification plus faible en utilisant un meilleur décodeur local. On ne peut pas introduire le filtre passe bas qui rendrait la boucle instable, mais on a pu déterminer un circuit [12] qui, mis à la place de l'intégrateur de la figure 3, permet une réduction sensible du bruit de quantification.

On aboutit ainsi au système dit à double intégration (Δ_2) dans lequel le circuit de retour de la figure 3 se comporte comme un intégrateur dans la bande du signal, comme deux intégrateurs en série entre la

plus haute fréquence du signal et la fréquence des impulsions et comme un intégrateur au delà.

Dans ce système le récepteur se compose toujours d'un intégrateur suivi d'un filtre passe bas, mais le bruit de quantification décroît comme la puissance $5/2$ de la fréquence des impulsions de code [12].

Les autres propriétés des modulations en delta sont les mêmes que celles du PCM. Cependant toutes les impulsions de code ayant le même poids, une liaison monocanal n'a pas besoin de synchronisme. Celui-ci n'est nécessaire que dans le cas d'une liaison multiplex et on doit alors opérer comme pour le PCM.

Il faut d'ailleurs dans ce cas un codeur et un décodeur par voie, ensemble qui nécessite une dizaine de lampes.

4. COMPARAISON AVEC LES SYSTÈMES CLASSIQUES DE MODULATION.

Nous allons comparer ces systèmes codés (PCM-AM ; Δ_1 —AM ; Δ_2 —AM) entre eux et aux autres systèmes classiques utilisés pour les liaisons multiplex de haute qualité qui sont :

- multiplexage par courants porteurs, liaison par modulation de fréquence (FDM-AM) ;
- multiplexage par impulsions modulées en amplitude, liaison par modulation de fréquence (PAM-FM) ;
- multiplexage par impulsions modulées en position, liaison par modulation d'amplitude (PPM-AM).

Sur la figure 4 on a représenté en fonction de la fréquence des impulsions de code le rapport signal à bruit théorique obtenu sur un signal d'essais sinusoïdal à 800 périodes en utilisant le PCM ou la modulation en delta à simple ou double intégration. C'est à quelques dB près le rapport obtenu sur une voie téléphonique, en utilisant un compresseur expenseur dans le cas du PCM.

En pratique on cherche un rapport signal à bruit de 40 à 50 dB sur une voie téléphonique ; le système Δ_1 est donc le moins bon alors que le système Δ_2 et le PCM sont à peu près équivalents. Par contre, le PCM devient nettement supérieur si l'on cherche une très haute qualité.

La qualité ainsi obtenue en vidéo dans les systèmes codés se conserve jusqu'au bout de la liaison. Au contraire la vidéo d'un système non quantifié peut être excellente et le bruit est introduit par la liaison. On sait que ce bruit dépend de la largeur de bande utilisée pour la liaison.

La figure 5 indique en fonction de la largeur de bande radio de la liaison la puissance (en dB au-dessous de 1 watt) nécessaire à l'entrée du récepteur pour obtenir un rapport signal à bruit de 60 dB sur un canal téléphonique d'une liaison multiplex à 100 voies [13].

Les hypothèses faites pour tracer ces courbes sont les suivantes : Chaque voie occupe une bande de 4000 périodes. Les impulsions d'échantillonnage ont une fréquence de 8000 périodes. Ces impulsions sont assimilées à des arches de sinusoïde de largeur T à mi-hauteur et $2T$ à la base, leur spectre va jusqu'à $1/T$ en vidéo et $2/T$ en radio. Dans les systèmes

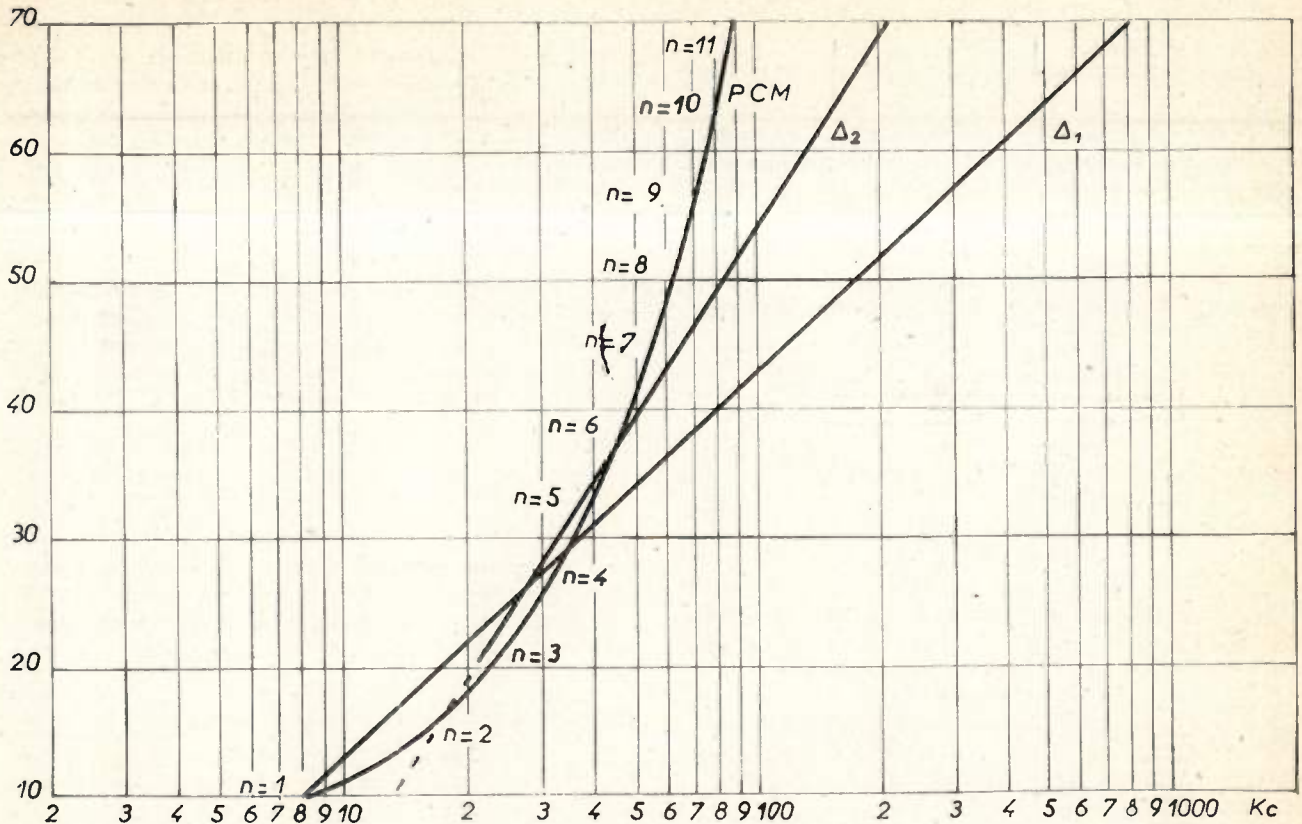


FIG. 4. — Transmission d'une voie téléphonique

fréquence des impulsions de code

Puissance
reçue dBW

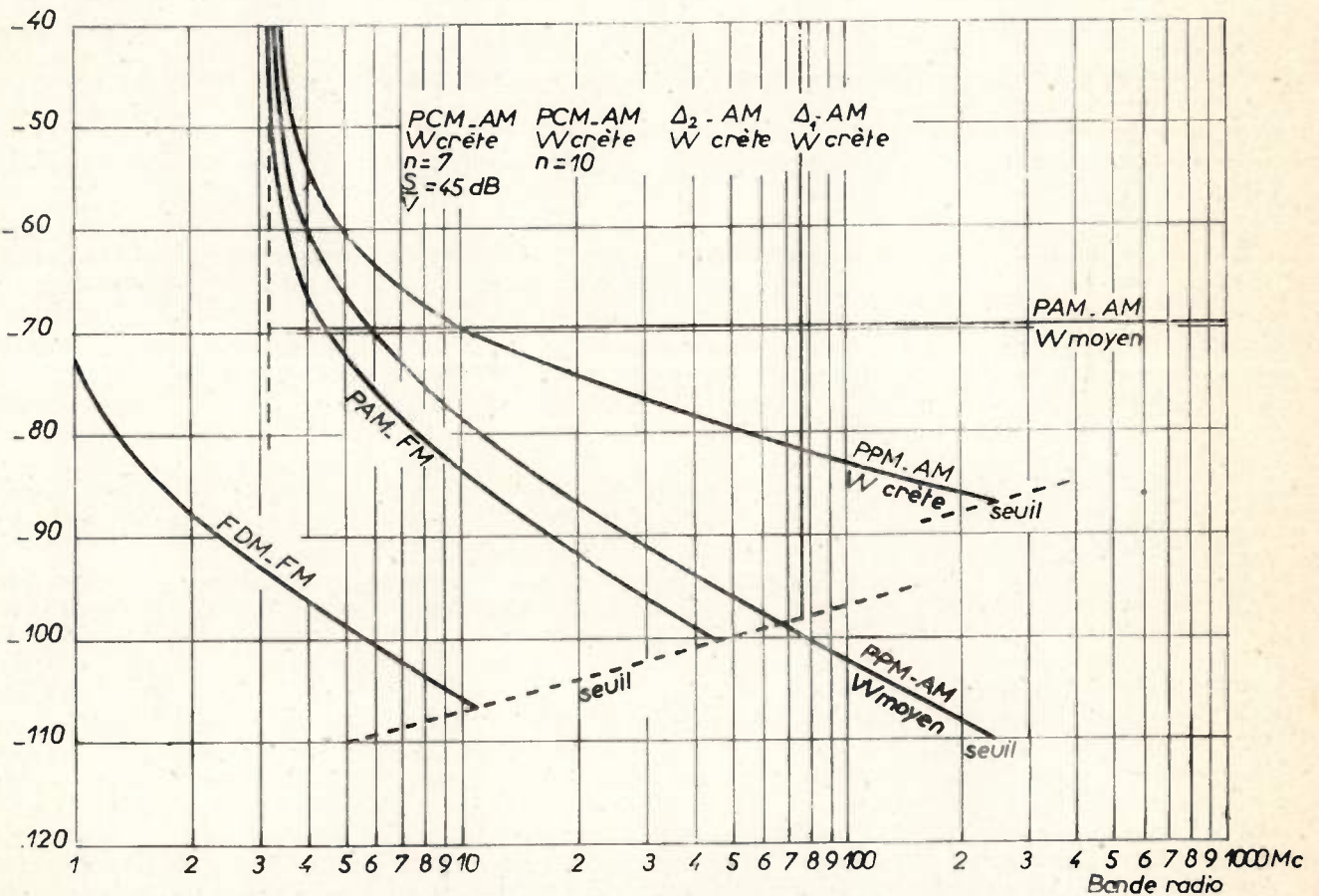


FIG. 5. — Liaison à 100 voies ($\frac{N}{S} = 60$ dB par voie)

codés les impulsions sont séparées de la durée T et de la durée $2T$ au moins dans les autres. La figure de bruit du récepteur a été prise égale à 15 dB et le seuil est défini par un rapport signal à bruit à l'entrée du récepteur de 18 dB pour le système PPM-AM et de 12 dB pour les systèmes codés ou utilisant la modulation de fréquence.

On voit que le système FDM-FM, qui utilise les courants porteurs, est le plus efficace, ceci provient de l'étroitesse de la bande occupée par les courants porteurs, qui permet d'utiliser au maximum le gain de la modulation de fréquence.

Les systèmes à impulsions nécessitent une bande minima de 3,2 mc/s, soit 2 fois la bande vidéo minima des échantillons. Le plus efficace est le système PAM-FM et ensuite vient le système PPM-AM. A titre de référence on a aussi fait figurer le système PAM-AM, qui est le seul où une augmentation de bande n'apporte aucune amélioration.

La qualité obtenue avec les systèmes codés ne dépend pas de la puissance reçue, tant que l'on reste au-dessus du seuil. D'autre part, le fait d'utiliser des impulsions plus fines que la valeur minimum nécessaire n'apporte également aucune amélioration. Ces systèmes sont figurés par l'aire du diagramme située à droite de la verticale correspondante et au-dessus de la courbe de seuil.

Pour l'exemple choisi, on voit que le PCM est assez nettement meilleur que la modulation en delta, le système Δ_2 étant bien supérieur au système Δ_1 .

Si l'on dispose de beaucoup de puissance au récepteur, les systèmes non quantifiés permettront de réaliser la liaison avec une bande plus étroite que les systèmes codés, l'inverse ayant lieu si l'on doit recevoir une puissance très faible.

Enfin il ne faut pas oublier que ces courbes sont relatives à un seul bond radio. Si la liaison considérée comprend plusieurs relais et si l'on utilise un système non quantifié, il faudra majorer la qualité à obtenir sur chaque bond ou se contenter d'une qualité globale inférieure.

Si par exemple on utilise une liaison comprenant 30 relais identiques et que l'on veuille une qualité globale de 60 dB, toutes les courbes relatives aux systèmes non quantifiés sont à relever de 15 dB. Sinon on obtiendra une qualité globale de 45 dB, ce qui est d'ailleurs bien suffisant en pratique, et on pourrait alors utiliser un PCM à 7 chiffres qui donne cette qualité quel que soit le nombre de relais. Il est curieux de constater que dans ce cas ce système devient au seuil équivalent au système FDM-FM.

Enfin un point de vue très important est celui de la quantité de matériel à mettre en œuvre.

Nous n'entreprendrons pas un parallèle entre les systèmes à courants porteurs et à impulsions dont les principes sont assez différents. Il faut alors faire une étude économique de la question et tenir compte de faits particuliers tels que, par exemple, l'existence de baies à courants porteurs déjà installées.

De tous les systèmes à impulsions le PAM est le plus simple ; il nécessite 2 ou 3 lampes par voie et une dizaine dans des organes généraux. Le système PPM est à peine plus compliqué, en principe on ajoute dans les organes généraux d'un PAM un transformateur amplitude-position à l'émission et le transfor-

mateur inverse à la réception. (On fait souvent aussi la démodulation du PPM en utilisant des impulsions modulées en largeur). Chacun de ces transformateurs demande une à deux lampes et le reste des organes généraux est à peu près le même que pour un PAM.

On obtient en principe un multiplex PCM en ajoutant un codeur et un décodeur à un PAM. Ces organes sont relativement encombrants, exigeant ensemble plusieurs dizaines de lampes pour un groupe de 12 voies. En outre les organes généraux d'un PCM sont notablement plus compliqués que ceux des systèmes non quantifiés en raison du plus grand nombre d'impulsions pilotes à distribuer et du système de synchronisme plus complexe.

La modulation en delta monocalan mérite une mention spéciale car on peut réaliser l'émission et la réception avec moins d'une dizaine de lampes et sans organes généraux. Par contre, ce système perd beaucoup d'intérêt dans le cas d'une liaison multiplex car il faut disposer un codeur et un décodeur par voie et ajouter des organes généraux.

Enfin il faut tenir compte également de la liaison radio qui doit être excellente pour la transmission des courants porteurs, bonne pour les systèmes à impulsions non quantifiés et peut être très rustique pour les systèmes codés. Toutefois cette variation de qualité a une influence assez réduite sur les prix des matériels en raison de l'existence obligatoire de nombreux accessoires, tels qu'alimentations, baies, sécurités, etc...

CONCLUSION.

Après toutes ces considérations nous sommes mieux en mesure de répondre à la question fondamentale : quel système de transmission choisir pour réaliser une liaison donnée ? La réponse est complexe et dépend souvent de facteurs extra-techniques, mais nous pouvons essayer de donner quelques indications.

Les systèmes codés s'imposent quand on veut réaliser une liaison de très haute qualité ou dans des conditions particulièrement difficiles de propagation.

Ce peut-être le cas d'une liaison à très grande distance et comprenant de nombreux relais, surtout si certains parcours, maritimes par exemple, obligent à des trajets en non visibilité sur ondes courtes.

Il se peut aussi que la modulation codée permette l'utilisation de la propagation à grande distance des ondes centimétriques que l'on vient de découvrir récemment.

Quand la transmission est réalisée par câble l'emploi d'une modulation codée permet une économie sur la ligne, économie qui peut quelquefois compenser le prix plus élevé des équipements terminaux.

Pour assurer une liaison multiplex codée, il y aura en général intérêt à utiliser le PCM. Par contre une liaison monocalan ou à quelques voies sera moins coûteuse avec la modulation en delta qu'en PCM.

Enfin un domaine de choix pour la modulation codée est la télémesure de précision. Il peut même arriver qu'aucun autre dispositif ne puisse assurer la précision nécessaire. Le système est bien souvent simplifié par le fait que les grandeurs à transmettre

varient lentement et que l'on peut utiliser des codeurs mécaniques ou semi-mécaniques simples et précis (par exemple plaque percée de trous représentant les chiffres de code et se déplaçant devant des cellules photoélectriques). Il suffit alors de réaliser un décodeur précis, à moins que l'on n'utilise directement les résultats sous forme numérique.

Cependant actuellement la plupart des liaisons réalisées sont destinées à transmettre des messages ou des paroles à quelques centaines de kilomètres au plus et l'on peut presque toujours disposer des relais qui seraient de toutes façons nécessaires pour réaliser des aiguillages. Un rapport signal à bruit de l'ordre de 60 dB est pratiquement toujours satisfaisant et la propagation des ondes très courtes en visibilité directe est assez régulière si le parcours est bien choisi.

Dans ces conditions les systèmes classiques de modulation non quantifiés conviennent parfaitement et sont les plus économiques à la fois en matériel et en largeur de bande, c'est ce qui explique leur développement beaucoup plus considérable que celui des systèmes codés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Le texte intégral de la communication présentée au Colloque sera publié dans les Annales de Radioélectricité au début de 1954.
- [2] W. R. BENNETT. — Spectra of quantized signals — *Bell Syst. Tech. Journal*, juillet 1948, p. 466.
- [3] P. F. PANTER et W. DITE. — Quantization distortion in pulse count modulation with nonuniform spacing of levels. *Electrical Communication*, juin 1951, p. 121 et *Proc. I.R.E.* janvier 1951, p. 44.
- [4] REEVES. — 1938 Brevet français 852183.
- [5] L. A. MEACHAM et E. PETERSON. — An experimental multi-channel PCM system of tall quality — *Bell Syst. Tech. Journal*, janvier, 1948, p. 1.
- [6] B. D. SMITH. — Coding by feedback methods — *Proc. I.R.E.* août 1953, p. 1053.
- [7] P. AIGRAIN 1949. — Brevet français 979329.
- [8] J. P. VASSEUR 1953. — Brevet français 647623.
- [9] A. J. OXFORD. — PCM system — *Proc. I.R.E.*, juillet 1953, p. 859.
- [10] Note on delta modulation — *Electrical Communication*, Mars 1953 p. 71.
- [11] L. J. LIBOIS — Un nouveau procédé de modulation codée — *Onde Electrique*, Janvier 1952, p. 26.
- [12] F. de JAGER — Deltamodulation — *Philips Res. Rep.*, Décembre 1952, o. 442.
- [13] FELDMANN et BENETT. — Band Width and transmission performance. — *Bell system Tech. Journal*, Juillet 1949, p. 490.

CORRECTEUR D'AMPLITUDE-PHASE POUR ÉCHOMÈTRES A IMPULSIONS DESTINÉ AU CONTROLE DES CABLES ÉLECTRIQUES A GRANDE DISTANCE

PAR

Georges COMTE

Ingénieur E.S.E.

ET

Max BOUDERLIQUE

du Laboratoire de Télécommunications des « Câbles de Lyon »

1. — INTRODUCTION

L'emploi d'échomètres à impulsions constitue un procédé de choix, tant par sa rapidité d'utilisation que par sa souplesse, pour la recherche des défauts et des irrégularités d'impédance affectant de grandes longueurs de câbles électriques. [1] [2].

Cette recherche est toutefois gênée par la dispersion des signaux d'échos qui sont, de plus en plus affaiblis et étalés, au fur et à mesure qu'ils proviennent de points plus éloignés de l'origine de la ligne : les diverses composantes spectrales de ces échos, telles qu'on peut les déduire d'un développement en série de Fourier, sont différemment affaiblies suivant leurs fréquences, et ne se propagent pas avec la même vitesse ; autrement dit, la composante de fréquence f de l'écho provoqué par un défaut situé à la distance x de l'origine est multipliée par le facteur de propagation $e^{-2\gamma x}$, dans lequel $\gamma = \alpha + j\beta$, constante complexe de propagation de la ligne, est fonction de la fréquence.

Cette dispersion réduit beaucoup la précision que l'on peut attendre des procédés de localisation par impulsions, aussi bien sur les câbles de télécommunication que sur les lignes d'énergie, et représente certainement un obstacle fondamental à leur emploi. [3] [4].

Si l'on considère par exemple le cas des lignes destinées aux transmissions télévisuelles, il est très difficile de prévoir l'influence du phénomène de traînage, car le calcul des courants formés par réflexions multiples doit tenir compte de la distance respective des points d'échos et non de leur position intrinsèque sur la ligne, alors que l'affaiblissement observé sur un échomètre est fonction de cette position intrinsèque [5].

Les auteurs ont cherché à remédier aux effets de cette dispersion sélective en constituant un am-

plificateur dont le gain soit variable en fonction de la distance parcourue par les courants d'échos et des différentes fréquences mises en jeu par ceux-ci, cet amplificateur étant mis en série avec l'amplificateur normal de réception d'un échomètre à impulsions de type classique.

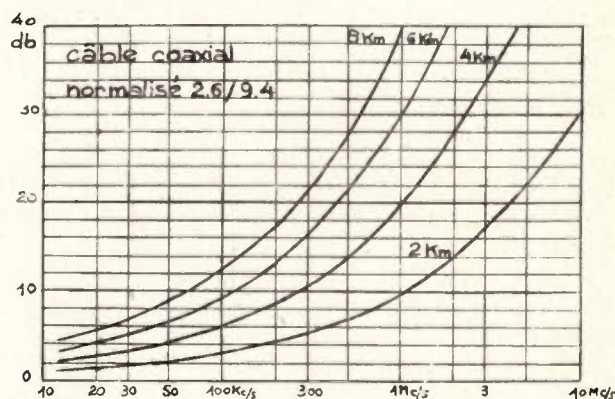


FIG. 1. — Variation de l'affaiblissement en fonction de la Fréquence.

Un tel dispositif ne pourra être évidemment utilisable que dans une bande de fréquences limitée, mais il est connu que le spectre d'impulsions réalisables de durée τ et de fréquence de répétition f_1 est sensiblement contenu dans une bande de fréquences $f_1/2, f_2$ étant égal à $\frac{1}{\tau}$ [6].

2. — CHOIX DU PROCÉDÉ DE CORRECTION

Dans le cas de câbles coaxiaux pour courants porteurs et transmissions télévisuelles, qui a été plus particulièrement envisagé, le terme γ est très

bien représenté par la formule : $\gamma = m p + K \sqrt{p}$ (avec $p = j\omega = 2j\pi f$) [7] (figure 1) et l'effet d'affaiblissement et de distorsion de phase est limité au facteur $e^{-2kx\sqrt{p}}$, qui est analogue au facteur de transfert d'un grand nombre de cellules élémentaires à résistances et capacités formant un réseau en échelle (fig. 2), le facteur e^{-2mpx} représentant l'effet du trajet d'aller et retour sur un câble parfait (sans affaiblissement ni distorsion de phase) ; on peut donc définir une ligne réelle (qui n'est pas un réseau

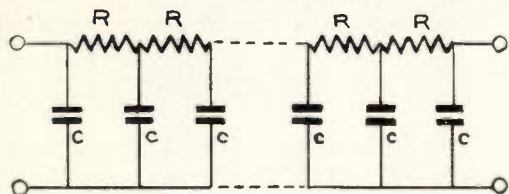


FIG. 2. — Réseau RC en échelle.

de déphasage minimum) par la superposition d'une ligne parfaite et d'un réseau à déphasage minimum. Les effets de ce réseau pourront être compensés par un amplificateur qui soit également du type à déphasage minimum pourvu que le facteur de transfert de cet amplificateur reproduise la quantité $e^{2kx\sqrt{p}}$ sur une bande de fréquence supérieure à l'intervalle f_1/f_2 .

Si l'on considère x comme invariable dans le temps, on se trouve ramené au problème classique suivant : déterminer un amplificateur compensant l'affaiblissement d'une ligne de longueur fixe $2x$; la solution peut être obtenue de deux manières :

1° par la juxtaposition d'un amplificateur à gain plat et de réseaux correcteurs passifs. [8].

2° par l'emploi d'un amplificateur dont le gain varie en fonction de la fréquence suivant la loi que l'on veut obtenir ; cette variation s'obtient en général par insertion d'un réseau approprié dans la boucle de contre réaction de l'amplificateur [9].

Le cas où x est fonction du temps n'est qu'une extension du cas précédent.

Une première solution pratique peut être fournie par l'emploi de plusieurs canaux d'amplification alimentés en parallèle par les signaux d'échos, chaque canal étant prévu pour compenser la distorsion de n kilomètres de câble, les tensions amplifiées étant recueillies successivement sur les différents canaux et mélangées à l'aide d'un commutateur électronique synchronisé sur le temps de parcours sur le câble (figure 3).

Une variante possible utilise des canaux de compensation placés en série.

Ces deux procédés semblent toutefois handicapés par des difficultés de commutation et nous n'avons pas poursuivi leur étude.

Une autre solution est fournie par l'emploi d'un seul canal correcteur formé de plusieurs étages d'amplification montés en cascade et de caractéristiques gain-fréquence variables en synchronisme avec le générateur d'impulsions de l'échomètre. L'emploi d'une très forte contre-réaction permet d'insérer les éléments de commande de gain dans la boucle

de retour de l'amplificateur [10] ; ces éléments doivent alors constituer des impédances variables en fonction du temps suivant une loi prédéterminée, ce que l'on sait couramment réaliser à l'aide de tubes électroniques, par exemple en modulation de fréquence et dans les systèmes compresseurs-extenseurs utilisés en téléphonie. C'est donc cette solution que nous avons retenue en définitive.

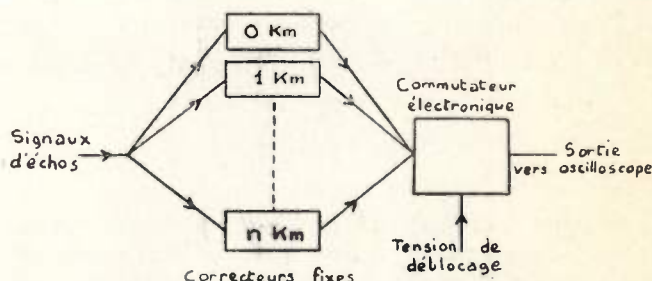


FIG. 3. — Correcteur à canaux en parallèle.

3. — SCHÉMA DE PRINCIPE D'UN CORRECTEUR D'AMPLITUDE-PHASE

Bien qu'une contre réaction unique englobant la totalité de l'amplificateur semble à priori séduisante, nous avons été amenés, pour des raisons de stabilité, à utiliser une boucle de retour par étage de correction, cette boucle mettant en œuvre des circuits à basse impédance pour réduire l'effet perturbateur des capacités et selfs inductances parasites aux fréquences élevées.

Chaque étage amplificateur comporte une lampe amplificatrice V_1 (figure 4) à résistances-capacités dont le circuit cathodique contient le réseau de contre

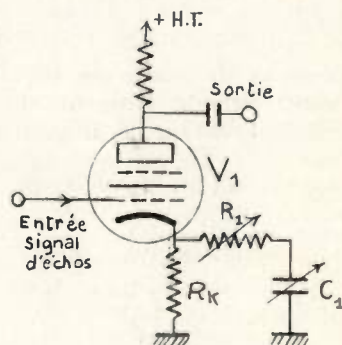


FIG. 4. — Schéma théorique d'un étage correcteur.

réaction. Ce réseau comporte une résistance R_1 et un condensateur variable C_1 connectés en série, l'ensemble étant placé en parallèle sur une résistance fixe R_K . Le module du gain d'un tel étage est donné par la formule :

$$g = \frac{S R_p}{(1 + S R_K)} \frac{\sqrt{1 + C_1^2 \omega^2 (R_K + R_1)^2}}{\sqrt{1 + C_1^2 \omega^2 \frac{[R_K + R_1(1 + S R_K)]^2}{(1 + S R_K)^2}}}$$

dans laquelle S représente la pente de la lampe (que nous supposons de résistance interne infinie) R_p

est la résistance de charge de celle-ci et $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de fréquence f .

La réalisation des éléments R_1 et C_1 ne pose pas de très gros problèmes : une résistance variant de quelques centaines à quelques milliers d'ohms peut être constituée par l'espace cathode masse d'une lampe triode dont on fait varier le potentiel de grille. D'autre part, l'impédance d'entrée d'un tube pentode de pente S_a , d'impédance de charge R_a et muni d'un condensateur de réaction Γ entre grille et plaque, qui s'écrit :

$$Z_E = \frac{R_a - \frac{j}{\Gamma \omega}}{1 + S_a R_a}$$

équivalant à la mise en série d'une résistance et d'un condensateur dont on peut faire varier la valeur en jouant sur la pente ou l'impédance de charge ; en particulier en agissant sur R_a la capacité C_1 sera pratiquement le seul élément variable. Si l'on utilise ce phénomène, il sera possible de combiner les caractéristiques de n étages amplificateurs de façon que, pour une valeur déterminée des condensateurs C_1 , la caractéristique globale gain/fréquence du correcteur compense la déformation apportée par la propagation sur une longueur $2x$ de ligne : il suffira de faire varier les condensateurs C_1 proportionnellement au carré de la distance parcourue par les signaux d'échos pour que la compensation soit réalisée automatiquement.

La réalisation pratique est, en fait, plus compliquée pour les raisons suivantes :

a) bien que la compensation de l'affaiblissement du câble se traduise par une égalisation concomitante du temps de propagation [11], celle-ci n'est qu'imparfaite car le nombre d'étages correcteurs et la bande de fréquence corrigée restent finis.

b) il est nécessaire de compenser les effets de la capacité parasite cathode filament du tube V_1 qui annuleraient toute action aux fréquences élevées.

4. — DESCRIPTION D'UNE RÉALISATION PRATIQUE

Un correcteur d'amplitude-phase expérimental a été construit au Laboratoire de Télécommunications des Câbles de Lyon pour l'examen des sections d'amplification de câbles coaxiaux, type 2.6/9.4 normalisé.

Ce correcteur comprend :

a) un préamplificateur destiné à améliorer le rapport signal/bruit des courants d'échos.

b) dix étages à gain commandé placés en cascade, chaque étage étant conforme au schéma de la figure 5.

Les étages amplificateurs successifs diffèrent les uns des autres par les valeurs de R_1 , R_2 et Γ .

c) un générateur de tension de commande synchronisé sur le générateur d'impulsions de l'échomètre ; cette tension est en forme de dents de scie symétriques et la loi de correction est obtenue grâce à la courbure des caractéristiques des tubes commandés.

Chaque étage amplificateur compense plus particulièrement une plage de fréquence f_j/f_k à un instant déterminé et l'application de la tension de

commande produit en première approximation la translation de l'ensemble des caractéristiques sur l'axe des fréquences au fur et à mesure de l'arrivée des échos produits par des défauts de plus en plus éloignés l'amplification devenant de plus en plus énergique en fonction de la fréquence.

L'emploi de montages correcteurs symétriques permet d'éviter le mélange de la tension de commande et de ses harmoniques avec les signaux amplifiés.

Les réglages des différents étages sont facilités par l'emploi de circuits oscillants étalons excités par impulsions et dont le décrétement correspond à l'affai-

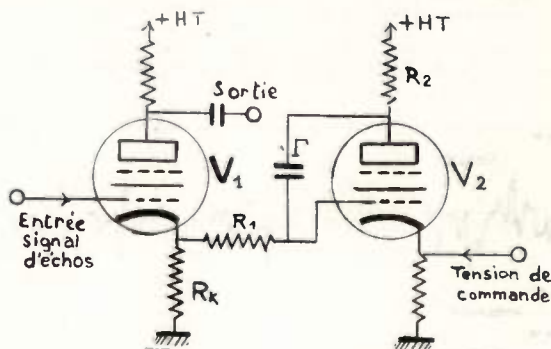


FIG. 5. — Schéma d'un étage correcteur.

blissement des diverses fréquences mises en jeu. La vérification définitive s'effectue en provoquant des réflexions successives sur une longueur de quelques centaines de mètres de paire concentrique, ce qui permet de voir à quel point la dispersion est effectivement corrigée.

L'ensemble de l'appareillage, contenu dans trois caissons, est logé dans un camion laboratoire et son alimentation, ainsi que celle d'un échomètre à impulsions, est assurée par un groupe électrogène de 2 kw.

5. — RÉSULTATS OBTENUS

Après correction d'amplitude-phase, l'écho provoqué par une impulsion de $0,17 \mu s$ sur une discontinuité d'impédance située à 5 km de l'origine d'un câble coaxial normalisé 2.6/9.4 ne conserve qu'un élargissement et une baisse d'amplitude résiduels inférieurs à 10 % alors que sans correction l'amplitude de l'écho baisserait dans le rapport de 10 à 1 et sa durée serait multipliée par quatre. La précision des diagrammes d'échos ainsi relevés est très améliorée et les courbes prises des deux extrémités d'une longueur de 5 km sont pratiquement superposables (figure 6).

Cet appareil est actuellement utilisé pour le contrôle de régularités des sections d'amplification de câbles concentriques posés par les Câbles de Lyon ; la figure 7 donne un exemple de diagramme qu'il permet d'obtenir.

5. — CONCLUSION

Le principe de la correction d'amplitude phase semble applicable à n'importe quel type de ligne. Toutefois, si l'on cherche à accroître beaucoup la distance maximum de compensation effective, on

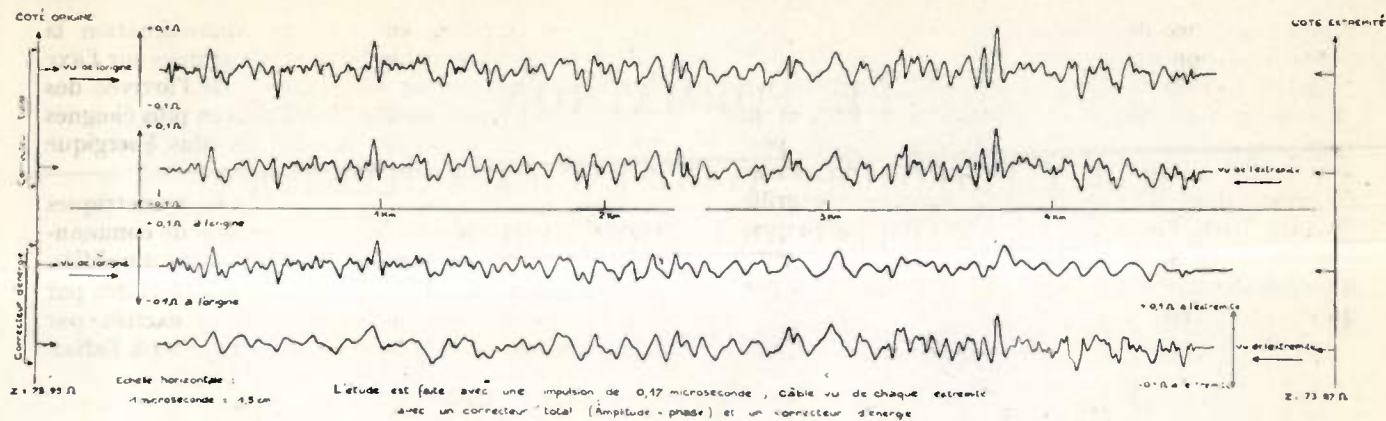


FIG. 6. — Etude comparative d'un câble $26 \times 9,4$ de longueur = 4703 km à l'échomètre type "chantier"

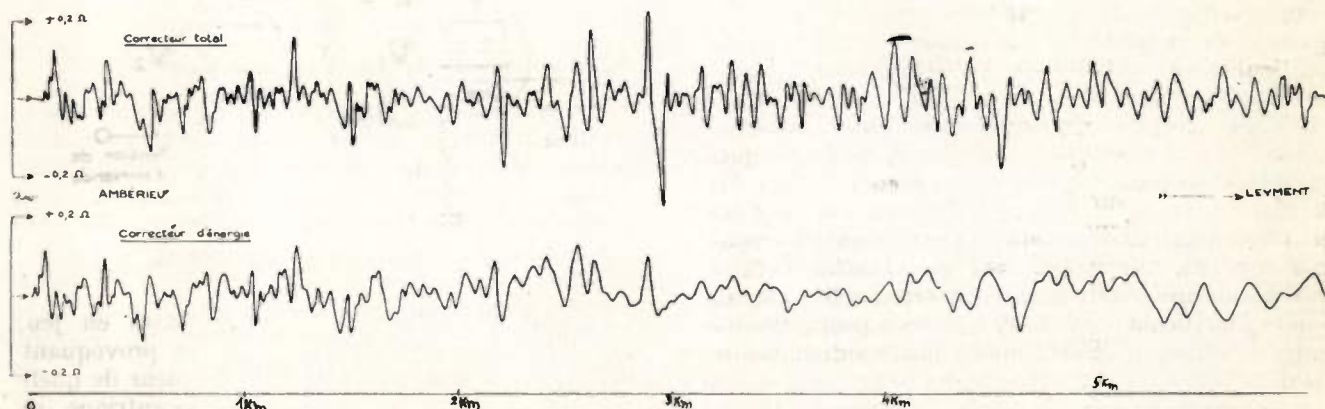


FIG. 7. — Câble Lyon-Ambérieu. Section Leyment-Ambérieu. Point de mesure: Ambérieu. Mesures à l'échomètre avec correcteurs.
Impulsion = $0,17 \mu s$. Paire 1 = $Z_0 = 73.81 \Omega$

doit accroître le nombre de tubes amplificateurs et le bruit de fond devient vite rédhibitoire ; on peut cependant améliorer la portée de tels dispositifs correcteurs par l'intégration des signaux d'échos sur un grand nombre de périodes en faisant appel à des procédés d'intercorrélation, ce qui autorise des espoirs sérieux dans la recherche des défauts affectant les lignes très longues et, en particulier, les câbles sous-marins.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F.F. ROBERTS. — New Methods for locating cables faults particularly on high frequency cable.
J.I.E.E., Vol. 93, Part. III 1946, p. 385.
- [2] ABRAHAM L.G., LEBERT A.W., MAGGIO J.B., et SCHOTT J.T. Pulse echo measurements on telephone and television facilities.
Transactions of the American J.E.E., 1947, 66, p. 541.

- [3] C. BEGUIN. — Localisation par impulsion des irrégularités de lignes.

Câbles et Transmission, Octobre 51, n° 4, p. 315.

- [4] R. CAZENAVE. — Déformation d'un signal transmis par une ligne coaxiale parfaitement homogène.

Câbles et Transmission, Oct. 51, n° 4, p. 279.

- [5] LÉON BRILLOUIN. — Le rôle des irrégularités sur les câbles.

Annales des P.T.T., Avril 1938, pp. 269-322.

- [6] P. BREANT et G. FUCHS. — Essais de transmission de signaux de Télévision sur câble coaxial.

Câbles et Transmission, Oct. 51, p. 325.

- [7] P. HERRENG et J. VILLE. — Etude des irrégularités d'impédance des câbles coaxiaux par observation oscillographique des échos d'une impulsion.

Câbles et Transmission, Avril 1948, n° 2, p. 111.

- [8] R. SUEUR. — L'amplificateur de ligne du câble coaxial Paris-Toulouse.

Câbles et Transmission, n° 3, Juillet, 1948, p. 243.

- [9] [10] R. CROZE. — Cours de Transmission Téléphonique.

Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1949-1950.

- [11] H.W. BODE. — Network Analysis and Feedback Amplifier Design. Van Nostrand — New-York, 1946.

LE FORMATRON

TUBE ÉLECTRONIQUE AYANT UNE CARACTÉRISTIQUE QUELCONQUE PRÉÉTABLIE

PAR

Edouard LABIN

Ingénieur Radioélectricien E.S.E.

de la Société Nouvelle R. B. V. — Radio Industrie

PREMIÈRE PARTIE

PRINCIPES DES FORMATRONS

1. Idées générales.

C'est un vieux rêve de tout électronicien d'avoir à sa disposition des tubes dont la « caractéristique », c'est-à-dire la relation entre le courant de sortie i et la tension de contrôle v , n'ait pas toujours cette même forme en S déterminée par les phénomènes qui se déroulent dans le sein des tubes, mais n'importe quelle forme à volonté, fût-elle des moins habituelles telle qu'une ligne polygonale à coudes brusques, une courbe satisfaisant à n'importe quelle équation mathématique, etc.

De temps à autre ont paru des structures « ad hoc » conçues pour réaliser un morceau particulier de ce programme. Mais ce n'est qu'à mesure que les techniciens multipliaient les opérations non-standard sur les signaux qu'ils comprirent combien il pouvait être utile de pouvoir se commander n'importe quelle caractéristique « sur mesure ». Récemment, S. T. SMITH⁽¹⁾, du « Naval Research Laboratory » de Washington, a rendu compte d'une tentative pour réaliser cette tâche d'une manière systématique. Il semble donc opportun d'examiner l'ensemble des solutions possibles et de voir comment elles s'insèrent dans le cadre d'une famille de tubes pour laquelle l'auteur a proposé en 1942 le nom de « Formatrons »⁽²⁾. Ce nom paraît préférable à celui de « Monoscope » utilisé par S. T. SMITH parce qu'il souligne l'idée directrice du tube (donner forme) plutôt que son aspect.

Comme c'est la charge d'espace, ou plus généralement le contrôle en densité des flux d'électrons, qui est responsable de la ressemblance de toutes les caractéristiques habituelles, les Formatrons seront des tubes à faisceaux cathodiques contrôlés par déviation, dans lesquels le courant qui sort dépendra de la position du faisceau.

1.2. Formatron par émission secondaire.

Un premier type de dépendance par rapport à la position auquel on peut faire appel est la variation connue de l'émission secondaire d'une surface avec l'angle d'incidence du faisceau primaire. C'est le phénomène utilisé aussi dans le « Monoscope » de S. T. SMITH. BRUINING, du Laboratoire de Recherches de Philips à Eindhoven, qui l'a étudié d'une façon particulièrement approfondie⁽³⁾, a montré qu'il est fondamental, lié à la nature du réflecteur, obéissant à une loi constante et reproductible avec la même exactitude que l'émission secondaire en général.

La figure 1.2.a représente un faisceau cathodique transportant le courant J et émergeant d'un déviateur représenté comme un condensateur auquel est appliquée la tension de contrôle v . Ce faisceau va frapper un réflecteur F , surface métallique profilée et maintenue à la tension d'accélération U des électrons, sous un angle γ avec la normale AN à F . Un collecteur

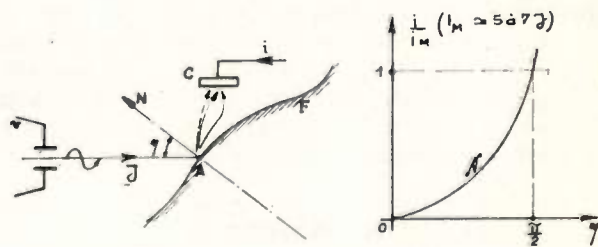


FIG. 1-2 a

FIG. 1-2 b

C alimenté avec la surtension convenable recueille le courant secondaire i qui constitue la grandeur

de sortie. Le coefficient $\delta = \frac{i}{J}$ varie en fonction

de l'angle d'incidence γ entre un minimum de l'ordre de 0,3 à 0,5 pour $\gamma = 0$, incidence normale, et un

maximum de l'ordre de 5 à 7 pour $\gamma = \frac{\pi}{2}$, incidence

rasante. Comme ce domaine de variation n'offre qu'un « rang dynamique » d'environ 10 fois, ce qui est trop peu pour certaines applications, on peut l'étendre artificiellement vers le bas, en préparant

⁽¹⁾ « A novel type of Monoscope », *P.I.R.E.*, vol. 40, N° 6, June 1952, pp. 666-668.

⁽²⁾ Voir brevets U.S.A. n° 2.431.569 et 2.438.709, brevet britannique 605.505 et 604.505, etc.

⁽³⁾ *Physica*, vol. 5, 1938, p. 17-30, 813-901 et 917-972.

la surface F de manière qu'aux endroits où on veut que l'émission secondaire soit zéro, il y ait des petites cavités ou cavernes d'absorption ⁽¹⁾, ou une petite couche à pouvoir réflecteur extra-réduit. On obtient ainsi une loi de variation corrigée, passant par zéro, du type représenté par la figure 1.2.b, où on a porté en ordonnées non pas $\delta = \frac{i}{J}$, mais le rapport $\frac{i}{i_M}$ où

i_M est le maximum que peut atteindre i .

On voit toute de suite qu'en profilant convenablement le réflecteur F , et englobant au besoin, dans le mot de « profilage », une répartition spéciale de couches physico-chimiques et de trous sur la surface, on peut faire en sorte que le courant de sortie i varie en fonction de la tension déviatrice de contrôle v suivant n'importe quelle loi imposée à l'avance $i = f(v)$. Disons tout de suite que si le faisceau est un pinceau étroit, on peut profiler le réflecteur selon deux dimensions et dévier le faisceau dans deux directions de façon à obtenir une caractéristique quelconque à deux variables indépendantes, $i = f(u, v)$. (Lorsque le profilage ne repose que sur la variation d'angle d'incidence, on est limité par les relations nécessaires qui existent comme on sait entre les courbures d'une surface). Dans le cas d'une seule variable indépendante, on peut profiter du fait que la déviation ne se produit que dans un sens pour donner au faisceau une extension finie dans l'autre sens, p. ex., sur la figure 1.2.b, pour en faire une lame plate perpendiculaire au plan du papier, ce qui enrichit le courant transporté (d'autres formes « étendues » sont également intéressantes dans ce cas et nous y reviendrons). Nous appellerons « formeur » l'électrode F .

1.3. Formatron par interception.

Un autre moyen d'obtenir une caractéristique $i = f(v)$ quelconque préimposée, c'est d'interposer, sur le chemin du faisceau transportant le courant J , un écran métallique F porté à la tension de travail U

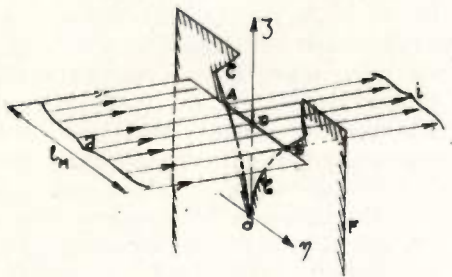


FIG. 1-3 a

et percé d'une fente dont les bords sont profilés de manière que la fraction i de J qui passe au-delà de la fente, et qui, recueillie dans un collecteur, constituera le courant de sortie, dépende de la position où le faisceau rencontre l'écran, laquelle position est commandée par la tension de contrôle v . Le diaphragme profilé sera le « formeur ». La figure 1.3.a illustre ce principe très simple dans le cas où le faisceau affecte la forme d'une lame plate. C'est

le bord profilé de la fente. On n'a représenté ni le déviateur supposé situé en amont ni le collecteur supposé placé en aval. Avec les notations de la figure, posons :

$$\frac{i}{i_M} = \frac{AB}{l_M} = \eta$$

Si, pour illustrer les idées, on admet que l'élévation J du faisceau sur le formeur (ou son rapport à son maximum) est simplement proportionnelle à la tension de contrôle v , on voit que l'équation $J = f(\eta)$ du profil C qu'il faut tailler dans le formeur reproduit exactement l'équation $\frac{v}{v_M} = f\left(\frac{i}{i_M}\right)$ (ici $i_M = J$)

de la caractéristique qu'on veut réaliser. On ne peut avoir ici qu'une seule variable indépendante, un degré de liberté étant absorbé par l'extension finie qu'il faut donner au ruban électronique. Ce type de formation par interception est par conséquent plus simple mais moins puissant que le précédent. (Toutefois, si on se contente d'une extension petite du ruban, on peut encore le déplacer dans deux directions et obtenir une pseudo liberté à deux degrés).

1.4. Autres formes de faisceau et de contrôle.

Au lieu d'un faisceau laminaire plat, on peut utiliser aussi un faisceau annulaire de faible épaisseur, aussi bien pour les formatrons à émission secondaire que pour ceux à interception. Le déviateur est dans ce cas un condensateur cylindrique D_1, D_2 , ayant le

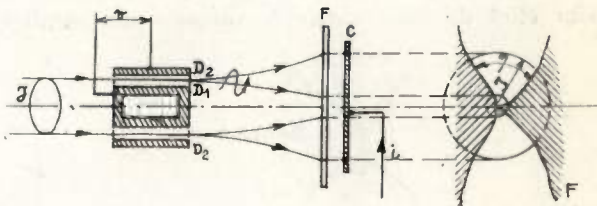


FIG. 1-4 a

FIG. 1-4 b

même axe que le faisceau. La tension de contrôle v appliquée à ce condensateur (l'accès à l'armature intérieure pose un petit problème de montage), étend et contracte le faisceau, c'est-à-dire modifie le rayon r du parallèle le long duquel il rencontre le formeur, selon une loi connue (à peu près exacte-

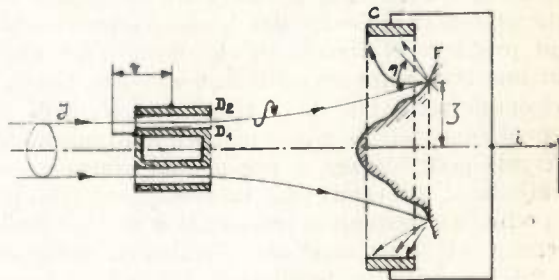


FIG. 1-4 c

ment logarithmique). Voir figure 1.4 a et b et c. En profilant la surface du formeur F , dans le cas de l'émission secondaire, ou en l'ouvrant selon un dia-

⁽¹⁾ Cette suggestion est due au Dr. Ingr. J.L.H. JONKERS, du Laboratoire de Recherches de Philips à Eindhoven.

phragme à bords profilés, dans le cas de l'interception, on établit entre l'angle d'incidence η sur le parallèle r , ou la fraction η du parallèle qui s'y découvre, et ce rayon r , une relation telle qu'étant donnée la relation qui à son tour lie r à v , le courant i recueilli au collecteur C dépende de v de la manière désirée. Les figures 1.4 a et b représentent le cas de l'interception, et la figure c celui de l'émission secondaire.

On peut aussi, dans une variante du formatron par interception, utiliser un faisceau électronique épais et plein, ayant une section droite finie et de forme quelconque, et faire varier, par l'action de la tension de contrôle v , la portion d'aire de cette section qui est découpée par un diaphragme F à bords C profilés : voir figure 1.4 d ⁽¹⁾ où on a supposé circulaire la forme de la section droite du faisceau. Cette classe comprend en fait une grande variété d'arrangements, surtout si on tient compte de la possibilité de modifier l'aire de la section droite en concentrant et déconcentrant le faisceau par le dérèglement intentionnel des tensions qui régissent le fonctionnement de la lentille électronique où il est préparé. On peut dire dans ce cas qu'on utilise un contrôle « optique ».

1.5. Formation sur la cathode.

Dans le même sens, on peut aller plus loin encore et confondre le formeur avec la cathode même. Si on prend par exemple pour celle-ci un disque de 1 cm de rayon et qu'on place devant elle une simple lentille triode composée d'un Wehnelt suivi d'une anode faisant à la fois office de collecteur, on sait que la tension de contrôle v appliquée au Wehnelt, autour d'une polarisation négative convenable, a pour effet de faire varier le rayon r du parallèle

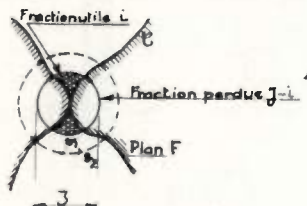


FIG. 1-4 d

selon lequel l'équipotentielle zéro rencontre le disque cathodique. L'intérieur du cercle r , où tombent les équipotentielles positives, peut donc émettre, l'extérieur pas. Comme le courant émis est proportionnel à la surface émettrice, il suffira de ne déposer du matériel émissif qu'entre des frontières convenablement profilées et tracées sur le disque cathodique pour que le courant recueilli devienne une fonction quelconque préétablie de la tension de contrôle ⁽²⁾. On peut concevoir un grand nombre d'arrangements différents pour réaliser ce principe de « formage sur la cathode » ; des essais sont en cours pour préciser les problèmes techniques (préparation de la cathode, précision et constance de l'émission, influence des vitesses initiales, tensions de contact, concomitance du contrôle par charge d'espace avec le

contrôle par position, etc.). L'intérêt de la méthode, c'est qu'elle fournit une structure beaucoup plus simple et ramassée avec un courant de travail plus intense et une sensibilité plus grande que dans les cas précédents.

II^e PARTIE

PROBLÈMES ÉLECTRONIQUES DU FORMATRON

2.1. Problèmes de technique électronique.

1. Avant toutes choses il importe de souligner que les formatrons exigent un montage mécanique de haute précision, et une tension de travail stabilisée (grosso modo au degré de précision qu'on requiert de la caractéristique).

Sans la tension stabilisée, le faisceau ne se place pas toujours où on le suppose et le courant qu'il transporte ne se maintient pas constant. Les erreurs qui en résultent sont d'ailleurs du même type et du même ordre que celles qui affecteraient n'importe quel arrangement dont on voudrait tirer le même effet (caractéristique préétablie non conventionnelle) au moyen de combinaisons de circuiterie et de tubes ordinaires.

Les exigences du montage mécanique sont plus propres au Formatron. Si on s'avisait de fabriquer sa structure en minces feuilles de nickel et de les monter sur baguettes comme on fait pour une pentode ordinaire ou un tube cathodique bon marché, on obtiendrait sans rémission des caractéristiques irrégulières. Il faut prendre les électrodes dans un métal qui ne se déformera pas pendant les traitements thermiques (molybdène de préférence), les aligner avec des calibres de haute précision et avec vérifications par des visées sur un banc identique à un banc d'optique, les assujettir sur des micas ou plaquettes de stéatite rectifiées, etc. Sans cette mécanique d'horlogerie il n'y a pas de formatrons. Mais une fois qu'on accepte de la mettre en œuvre, les résultats répondent à l'attente. Ces précautions spéciales de montage augmentent certes le prix de revient du tube, mais à cet égard il faut noter que pour obtenir une caractéristique particulière il n'y a jamais qu'une seule électrode à modifier, placée toujours de la même façon dans une structure toujours la même, et que par suite 95 % de la fabrication peut être standardisée. Notons enfin que du point de vue du montage la structure annulaire, étant de révolution, présente des avantages certains puisqu'il est toujours plus facile de rectifier et surtout d'aligner des surfaces de révolution de même axe que des systèmes de surfaces cylindriques à génératrices parallèles.

2. Pour les formatrons à émission secondaire, il faut polir le réflecteur de manière que ses irrégularités ne masquent pas le phénomène exploité, qui exige qu'un angle d'incidence soit nettement défini en chaque point. Un polissage jusqu'à quelques microns près est suffisant pour mettre en évidence la variation d'émission avec l'angle d'incidence sous la forme étudiée par Brüning. Mais la question reste ouverte de savoir si, en poussant jusqu'au polissage « optique » proprement dit, voire au delà, on n'obtiendrait pas une variation encore plus prononcée.

⁽¹⁾ La première suggestion dans ce sens fut faite par M. Marc ZEIGLER.

⁽²⁾ Demande de brevet déposée le 24 juillet 1953 pour « Procédés de réalisation de tubes électroniques et tubes en résultant ». Brevets étrangers pendants.

L'expérience, à la connaissance de l'auteur, n'a pas encore été faite. On peut observer à ce sujet qu'on ne sait pas clairement à partir de quel degré de « poli » une surface est une surface pour les électrons, et plus généralement ce que les électrons voient quand ils s'approchent d'une masse métallique. S'il fallait, pour qu'ils aient l'impression d'une surface géométrique, que les irrégularités ne fussent pas beaucoup plus grandes que leurs propres ondes, cela signifierait qu'il faudrait « polir » (mais alors comment ?) jusqu'à quelques dizaines d'Angströms près. Il y a là un point d'électronique générale encore obscur.

3. Un autre problème soulevé par le formatron à émission secondaire, c'est celui que pose la nécessité d'appliquer au collecteur une surtension ΔU égale au moins à une dizaine de volts s'il ne s'agit que de bien recueillir tous les secondaires, et à cette valeur plus toute la chute de tension qui peut apparaître dans le circuit extérieur d'utilisation si ce dernier possède une impédance appréciable. Il faut en effet que le champ que cette surtension établit entre le collecteur C et le formeur F ne dévie pas de leur course les électrons primaires. Comme seule est

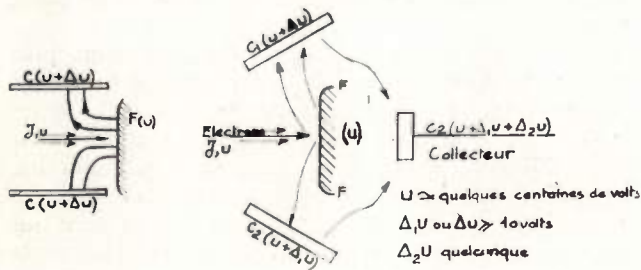


FIG. 2-1 a

FIG. 2-1 b

gênante la composante de ce champ qui est perpendiculaire au faisceau dans la zone occupée par le formeur, un arrangement du type de la figure 2.1.a, dans lequel cette composante est presque nulle, résout facilement la question tant que ΔU ne dépasse pas le dixième de U . Lorsque le collecteur doit recevoir une surtension plus grande, on doit le blinder par rapport au formeur au moyen d'un étage intermédiaire d'émission secondaire, selon la figure 2.1.b. Une telle disposition a en outre l'intérêt d'augmenter le courant de sortie, ou de permettre de faire travailler la structure qui précède à densité de courant réduite, ce qui est très avantageux pour la limitation exacte du faisceau, l'extraction des secondaires (charge d'espace devant F réduite), la déviation sous grands angles sans fuite de courant, bref pour tout ce qui détermine l'exactitude du fonctionnement. On sépare en somme les deux fonctions qui consistent, l'une à donner à la caractéristique la forme voulue, et l'autre à l'obtenir avec l'intensité voulue : le « formage » s'effectue à faible courant dans une première section de haute précision, et le « débit » s'obtient dans une seconde section qui enrichit simplement le courant issu de la première, comme font les multiplicateurs. Ce principe s'applique avec un égal profit aux formations par interception.

4. La préparation du faisceau ne présente pas de problème nouveau. Les moyens actuels de l'optique

électronique permettent d'obtenir, avec des lentilles assez simples, des rubans (plats ou annulaires) de plusieurs centimètres de largeur qui vont se focaliser, sur le formeur, sous une épaisseur de l'ordre de 0,1 à 1 mm, selon le degré de raffinement, avec des densités de courant de 10 à 100 mA/cm², c'est-à-dire transportant des courants allant de 50 ou 100 μ A à un ou deux milliampères. Du point de vue de l'intensité de courant, la structure annulaire bénéficie, à encombrement égal, d'un facteur π . Le plus difficile, c'est d'obtenir que la densité de courant soit uniforme dans l'étendue active du faisceau, ce qui a été implicitement supposé jusqu'ici ⁽¹⁾. C'est l'une des conditions qui requiert le plus impérieusement une structure rigide et bien montée de la cathode et du canon. Les tubes qui, en laboratoire, furent le mieux réussis de ce point de vue, ont donné une densité uniforme à quelques pour mille près dans les 85 % de la largeur du faisceau laminaire. La forme annulaire semble encore préférable parce qu'alors tous les points de la cathode et du canon travaillent de la même façon, tandis que dans la forme laminaire les extrémités de l'ensemble cathode-canon n'émettent et ne transmettent jamais comme la zone centrale.

5. De même que dans tous les tubes contrôlés par déviation, des perturbations sérieuses peuvent se produire tant par défocalisation que par fuite de courant vers le déviateur lorsqu'on dévie le faisceau sous grands angles (au delà de 25°), ce à quoi on est d'autre part poussé par le désir de ne pas exagérer l'encombrement du tube, considération importante dans le cas où le faisceau est déjà par lui-même étendu. Malheureusement l'auteur n'a pas de données expérimentales disponibles sur ce point, car dans les essais dont il a eu connaissance, et qui furent centrés sur d'autres problèmes, on se limitait sciemment à des angles de déviation faibles. Il semble néanmoins légitime de considérer, théoriquement, que la difficulté n'est pas différente de celle qui se présente dans tous les tubes cathodiques et que les mêmes mesures permettent d'y remédier : profiler le déviateur, corriger la défocalisation par une réaction dans le canon, et surtout incurver le formeur de manière que sa surface suive celle décrite par la ligne focale du faisceau quand on le dévie (on observera que ceci est possible aussi dans le cas du formatron par émission secondaire, car le moulage qu'il faut alors appliquer au formeur concerne l'angle sous lequel le faisceau le frappe et non pas le lieu où il le frappe). Signalons enfin que, comme cette perturbation est proportionnelle au champ de dispersion du déviateur, la structure annulaire est encore une fois avantageuse car dans un condensateur cylindrique le rapport du champ de dispersion au champ principal peut être jusqu'à trois fois plus petit que dans un condensateur plan.

6. Enfin, dans le cas des formatrons par interception, quelques difficultés peuvent apparaître au passage par le diaphragme : d'une part les parties

⁽¹⁾ On pourrait naturellement compenser une non uniformité en corrigeant le profilage du foreur, mais il faut alors connaître cette non uniformité exactement et être sûr qu'elle restera immuable au cours de la vie du tube.

pleines de celui-ci émettent des secondaires, d'autre part ses bords donnent lieu à un effet de lentille. Si le collecteur situé derrière la partie ouverte ne porte qu'une surtension réduite, de l'ordre de 10 volts, les deux effets sont négligeables : le premier parce que les secondaires retombent sur les parties pleines du formeur et ne vont pas se mélanger aux électrons utiles qui passent la fente, le second parce que entre le bord d'une fente percée dans une électrode (le formeur) portée à quelques centaines de volts et une autre électrode pleine (le collecteur) située de nombreux millimètres plus loin et portée à cette même tension plus dix volts, il n'y a qu'un gradient insignifiant incapable de perturber les trajectoires électroniques admises dans la théorie simplifiée. Si au contraire le collecteur doit porter une surtension notable, il faut prendre des mesures spéciales pour contrecarrer les deux effets. Contre l'émission secondaire du formeur les précautions d'usage sont suffisantes : revêtement du formeur par une couche à faible pouvoir émissif (c'est une disposition qu'on fera bien d'adopter dans tous les cas) et introduction, en amont du formeur, d'une grille ou d'un cadre spécial pour capter les secondaires parasites. Contre l'effet de lentille il suffit en général de reculer le collecteur au-delà de 5 à 8 mm, si sa surtension ne dépasse pas les dizaines de volts ; dans le cas contraire il faut le découpler du formeur par un étage d'émission secondaire intermédiaire.

7. En tenant compte de toutes les considérations qui viennent d'être passées en revue, et surtout en veillant à la précision du montage mécanique, on a obtenu en laboratoire des formatrons qui présentaient la caractéristique désirée — dans les essais réalisés il s'agissait d'une simple droite — avec une précision et une constance de l'ordre de 1 %. Tout indique qu'avec des raffinements plus poussés, on peut aller, comme performance limite, jusqu'à quelques pour mille. Aucun autre tube ne peut naturellement donner une relation i/v linéaire à 1 % près dans toute son étendue.

2.2. Limitations du formatron. Comparaison avec la méthode photo-électrique.

Même en supposant résolus tous les problèmes d'électronique que nous venons de passer en revue, il reste des limitations qui empêchent de réaliser « n'importe quoi » avec le formatron. Examinons les principales d'entre elles.

1. On ne peut pas créer des caractéristiques $i = f(v)$ multifformes, c'est-à-dire où plusieurs valeurs possibles de i correspondent à une même valeur de v . Cette limitation entraîne des conséquences particulièrement sérieuses lorsque la tension v oscille, revenant plusieurs fois par la même valeur : il faut alors que la fonction $i = f(v)$ soit symétrique par rapport aux allers et retours de v . On peut échapper à cette limitation soit en éteignant le faisceau pendant les retours, soit en le faisant revenir par un autre chemin, par exemple en lui donnant un balayage circulaire. Nous verrons des exemples de ces procédés.

2. Il n'y a évidemment aucune possibilité de créer des caractéristiques passant par ∞ , telles que

$i = \frac{k}{v}$. Au-dessous d'une valeur de v qui donne le maximum de courant que le tube puisse livrer, on est forcé de « tronquer » d'une façon ou d'une autre la relation idéale qui exigerait que i continuât de croître indéfiniment quand v continue à décroître vers zéro.

3. Il est naturellement tout aussi impossible qu'avec n'importe quel tube électronique de créer un courant négatif (si nous appelons positif un courant qui entre dans le collecteur). Cet obstacle est tourné, comme d'habitude, soit en travaillant autour d'un point moyen, soit par un montage push-pull. En ce qui concerne ce dernier recours, le formatron par interception est particulièrement propice parce que, si le courant au collecteur est :

$$i_1 = i_M f(v)$$

où i_M est le maximum possible de i et $0 < |f(v)| \leq 1$, on observera qu'on peut recueillir au formeur le courant complémentaire :

$$i_2 = i_M [1 - f(v)]$$

Dès lors le courant $i = i_1 - i_2 = i_M [2f(v) - 1]$, qu'on formera comme d'habitude à l'extérieur du tube dans un montage différentiel, peut varier de $+i_M$ à $-i_M$, avec les deux signes, et avec de plus une sensibilité double par rapport à v . On a en outre l'avantage d'un même courant de référence i_M , de sorte que le problème de trouver des paires de tubes identiques ne se pose pas. Plus généralement, l'exploitation systématique du courant qu'on peut recueillir au formeur en même temps que de celui qui parvient au collecteur permet de réaliser de nombreux effets intéressants en particulier de flip-flop. On peut naturellement aussi obtenir le push-pull avec deux formatrons ou deux moitiés symétriques de formatron placées dans la même enveloppe.

4. L'épaisseur finie du faisceau semble interdire de réaliser des caractéristiques à coudes « parfaitement » aigus.

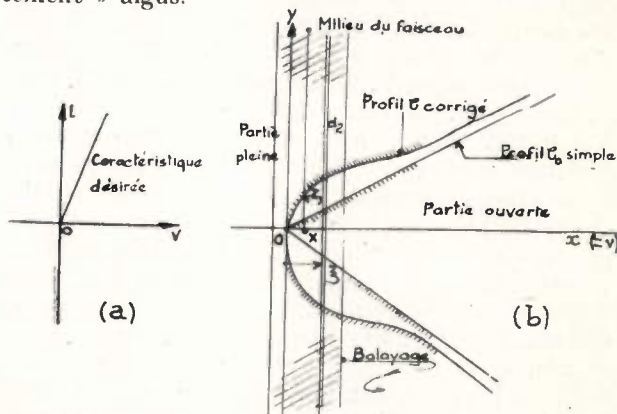


FIG. 2-2-1 a

FIG. 2-2-1 b

C'est en effet la source principale de limitation en ce qui concerne les angles vifs, mais sauf un cas extrême il est possible, en principe, de compenser les arrondis qu'elle provoque. Si par exemple, pour illustrer les idées, on considère un Formatron à interception destiné à fournir une caractéristique droite, avec départ tranché en $v = 0$, (fig. 2.2.1.a),

le profil simple C_0 qu'il faudrait découper dans le plan (x, y) de la cache, dans le cas d'un faisceau laminaire infiniment mince, serait un « V », comme l'indique la figure 2.2.1.b. Or un tel profil, lorsqu'il commence à être balayé par la nappe d'épaisseur $2a$ finie, (supposé par exemple venant de la gauche et allant vers la droite pour $v = x$ croissant, découpe au début trop peu de courant puisque dans la nappe la distribution $di = J g(z) dz$ n'est pas uniforme et s'enrichit du bord vers le centre. Le remède est donc d'élargir la fente à l'origine davantage que le V, ce qui donne un profil C corrigé. Plus généralement, il est facile de voir que l'équation $y = F(x)$ du profil qu'il faut tailler pour obtenir la caractéristique $f(x)$ (on suppose x exactement proportionnel à v) sera la solution de l'équation intégrale :

$$\int_0^{x+a} F(\xi) g(\xi - x) d\xi = f(x)$$

où g et f sont imposés. Cette équation a toujours une solution F dérivable et finie (condition pour que la coupe soit mécaniquement réalisable) si la fonction $f(x)$ est elle-même dérivable et continue. Le cas d'exception est celui où la caractéristique désirée $f(x)$ (ou $f(v)$), présente un front vertical, (fig. 2.2.2.a) ; dans ce cas le profil C_0 serait simplement une arête parallèle à la lame électronique, (fig. 2.2.2.b). et il n'est plus possible de trouver un profil corrigé C . Lorsque la nappe commence à dépasser une telle arête, vers la droite, le courant commence par

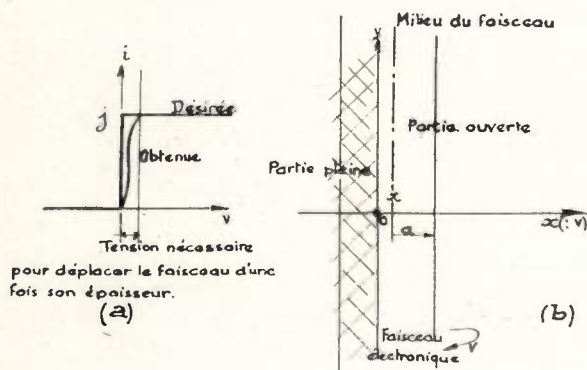


FIG. 2-2-2

croître selon une loi qui reproduit $g(z)$, et quand sa seconde moitié se dégage il tend vers la valeur constante J transportée par le faisceau en suivant une autre fois la même loi : (fig. 2.2.2.a). Au total, l'arrondi par rapport au coude brusque idéal sera mesuré dans ce cas par le rapport entre la demi épaisseur du faisceau et sa course dans le tube. Si par exemple la première vaut 0,2 millimètres et la seconde 2 cm, on aura une plage arrondie qui occupera 1 % de l'extension complète de la caractéristique. Si celle-ci correspond par exemple à une tension déviatrice de 50 volts, le coude arrondi occupera un intervalle de 0,5 volt. On obtient donc, dans ce cas le plus défavorable, des arrondis du même ordre de grandeur qu'avec une diode ou un cristal qui seraient excités par la même tension totale, mais en conservant l'avantage d'un courant inverse

rigoureusement nul. Dans tous les autres cas, (c'est-à-dire lorsque les coudes à réaliser ne sont pas des discontinuités à plans verticaux et dérivées infini), on peut corriger l'arrondi dû à l'épaisseur finie du faisceau par une coupe compensatrice du formeur, et cela d'autant plus facilement que les fronts désirés sont moins raides. De plus, on conserve toujours la possibilité d'obtenir, dans un seul et même tube, une caractéristique présentant *plusieurs* coudes, avec des retours, des paliers, etc., de formes quelconques. Tout ce qui précède s'applique naturellement aussi, au moyen d'une adaptation facile, aux formatrons par réflexion secondaire.

5. On peut penser que les coudes vifs sont aussi atténués par les courants que les mouvements du faisceau induisent dans le collecteur à distance. Mais ces courants ne sont sensibles que dans les cas exceptionnels où le faisceau est balayé avec une composante perpendiculaire au collecteur, et avec une très grande vitesse, c'est-à-dire à des fréquences qui seraient de toutes façons au delà de la bande de travail. Celle-ci est en effet limitée par la condition évidente que le temps de transit des électrons sous les plaques du déviateur reste négligeable par rapport à la plus petite période de variation de la tension de contrôle ; condition qui donne en général une fréquence limite de l'ordre de quelques dizaines de mégacycles.

6. On sait qu'on peut aussi réaliser des « caractéristiques quelconques » $i = f(v)$ en faisant agir la tension déviatrice v sur le faisceau, par exemple laminaire, d'un tube cathodique ordinaire terminé par un écran fluorescent qui émet, en chaque position du faisceau, un flux lumineux L proportionnel au courant J apporté par les électrons. Au delà, à l'extérieur du tube, on place un masque dans lequel on découpe un profil C tel que la portion λ du flux L qui passe au delà du masque soit une fonction préétablie de la position, c'est-à-dire de v :

$$\lambda = L f(v)$$

On recueille ensuite la lumière λ dans une cellule photo-électrique qui la reconvertit en un courant i proportionnel. Cette méthode offre à première vue le grand avantage que le « formage » s'effectue à l'air, avec de simples caches bon marché et faciles à ajuster, entre deux tubes électroniques toujours les mêmes. Mais outre qu'elle ne permet pas de former une caractéristique quelconque à *deux* variables indépendantes, comme un formatron à émission secondaire, et qu'elle fait intervenir *deux* flux d'électrons et deux tubes indépendants, elle présente l'inconvénient fondamental suivant : la ligne lumineuse provoquée par le faisceau et d'épaisseur égale à celle de ce dernier, par exemple 0,2 mm, apparaît sur la couche fluorescente à l'intérieur du tube cathodique, et la cache ne peut être située qu'à l'extérieur, au-delà d'une paroi de verre dont l'épaisseur ne peut guère descendre au-dessous de 1 mm. En traversant cette épaisseur de verre, la lumière se répand et dès lors le flux lumineux L , quand il frappe la cache, possède déjà une extension considérable. Il est donc nécessaire d'interposer un système optique qui concentre sur la cache une image vrai-

ment fine de la ligne lumineuse également fine qui sert d'objet mais n'est pas accessible. Cette obligation n'est pas trop gênante lorsqu'il s'agit de grosses installations de laboratoire comme des machines à calculer électroniques, mais est prohibitive lorsque l'ensemble chargé de fournir la caractéristique quelconque doit être monté comme un étage ordinaire de circuit dans un appareil en boîte.

2.3. Propriétés du Formatron comme tube.

A l'intérieur de sa bande fréquence de travail, de le formatron, comme tous les tubes contrôlés par déviation, présente une impédance d'accès non wattée qui se réduit pratiquement à la capacité électrostatique du déviateur. Côté sortie la résistance interne, dans la plage de travail normale (sur-tension suffisante sur le collecteur), est pratiquement infinie et la capacité de sortie très faible grâce au découplage que la structure interne introduit entre le collecteur et la cathode. En même temps la pente di/dv est faible, comme dans tous les tubes contrôlés par déviation. Dans le cas d'un amplificateur linéaire par exemple, réalisé par interception au moyen d'une fente en « V », on peut, en couchant au maximum les arêtes du V de façon que la lame électronique les balaye en entier pour la plus petite déviation possible, sans toutefois perdre la linéarité, faire passer le courant de 0 aux quelques 1 à 2 mA qui peuvent être contenus dans le faisceau avec une

tension déviatrice de 1 à 2 volts. On obtient alors la valeur limite de la pente, et elle n'est guère que de l'ordre de 1 mA/volt. Dans la plupart des cas on reste nettement au-dessous. Toutefois dans le cas du formatron à émission secondaire, ou d'un formatron quelconque doté d'un ou deux étages de multiplication avant la sortie, on remonte vers des valeurs de courant de sortie qui, compte tenu de la capacité de sortie exceptionnellement petite,

peuvent correspondre à des indices de qualité $\frac{S}{C}$

du même ordre que ceux que fournissent les tubes ordinaires. Les premières études faites sur les formatrons formés sur la cathode indiquent qu'on peut réaliser avec ces types des pentes de plusieurs mA/V.

La question du bruit dans un formatron n'est pas encore complètement éclaircie, mais les essais réalisés jusqu'à présent indiquent qu'à cet égard la situation est comparable à celle d'un tube ordinaire.

Signalons enfin que, comme la tension moyenne des électrodes déviateuses peut être rendue égale à la tension d'alimentation, on peut connecter plusieurs formatrons en chaîne sans avoir à interposer des condensateurs pour séparer le continu ⁽¹⁾. Cette possibilité, commune à tous les tubes qui travaillent par déviation, peut être utile dans certains cas (par exemple amplification de continu par une chaîne de push-pulls).

(à suivre).

⁽¹⁾ Remarque due à M. CHAMPEIX, du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquées.

LA MESURE DE LA DISTORSION NON LINÉAIRE ET LES CAUSES DE DIVERGENCE DES RÉSULTATS OBTENUS PAR LES DIFFÉRENTES MÉTHODES

PAR

M. POKROVSKY

Au procédé classique de la mesure de la distorsion non-linéaire se sont dernièrement ajoutées deux nouvelles méthodes, normalisées actuellement aux Etats-Unis, méthodes dites d'intermodulation.

Le procédé classique est bien connu. Nous nous bornerons à le rappeler en quelques lignes.

Pour établir la distorsion non-linéaire d'un amplificateur, ou d'un quadripôle en général, on y introduit un signal sinusoïdal pur d'une certaine amplitude et on mesure à la sortie, globalement, l'amplitude efficace des harmoniques qui se forment, en ayant soin d'éliminer la fondamentale par des filtres appropriés. Le rapport entre cette amplitude et celle correspondant à la fondamentale, exprimé en pour-cent, est le taux de distorsion. En ajoutant au dispositif des filtres passe-bandes, on peut mesurer séparément le pourcentage de distorsion correspondant à un harmonique donné.

1. — Principe des méthodes d'intermodulation.

Dans les méthodes de mesure de la distorsion par intermodulation on procède tout autrement. Le quadripôle étudié reçoit deux signaux sinusoïdaux de fréquence différente. Si la caractéristique de transmission ⁽¹⁾ de ce quadripôle n'est pas linéaire, en plus de la déformation des signaux initiaux — qui se manifeste par l'apparition de leurs harmoniques — il y a création de nouvelles composantes dont les fréquences sont des sommes et des différences de celles de signaux injectés. Autrement dit, on est en présence d'une modulation réciproque de deux signaux.

L'expression mathématique de ce phénomène est la suivante. Si $e_e = E_1 \sin ut + E_2 \sin qt$ représente l'onde injectée, composée de deux signaux sinusoïdaux, et $e_s = ae_e + be_e^2$ l'équation de la caractéristique de transmission du quadripôle, choisie quadratique pour simplification, l'onde qu'on retrouve à la sortie s'exprime par l'équation :

$$e_s = aE_1 \sin ut + aE_2 \sin qt + \frac{b}{2} (E_1^2 + E_2^2) - \frac{b}{2} E_1^2 \cos 2 ut - \frac{b}{2} E_2^2 \cos 2 qt + 2b E_1 E_2 \sin ut \sin qt.$$

Le membre $2b E_1 E_2 \sin qt \sin ut$, que nous appellerons produit d'intermodulation, peut être décomposé en deux termes (composantes d'intermodulation) :

$b E_1 E_2 \cos (u + q) t$ et $b E_1 E_2 \cos (u - q) t$, l'un laissant apparaître la fréquence de somme et l'autre celle de différence.

Quand la caractéristique du quadripôle se présente sous une forme plus générale du type $e_s = ae_e + be_e^2 + ce_e^3 + de_e^4 \dots$ il est facile d'établir que les nouvelles composantes d'intermodulation ont des fréquences (exprimées en pulsations) : $(u + q)$, $(u - q)$, $(2u + q)$, $(2u - q)$, $(3u + q)$, $(3u - q)$ et ainsi de suite ⁽¹⁾.

Avec les nouvelles méthodes, on mesure les amplitudes de ces termes d'intermodulation. Leur connaissance permet d'évaluer le degré de la distorsion non-linéaire, car c'est elle qui détermine leur apparition. Deux méthodes de mesure de l'intermodulation sont actuellement utilisées — nous allons les décrire sommairement.

2. — La méthode d'intermodulation S.M.P.I.

Cette méthode, normalisée par la Société des Ingénieurs du Cinéma aux Etats-Unis, a été élaborée par FRAYNE et SCOTVILLE. C'est la première en date ; mise en application principalement dans le cinéma parlant elle s'avéra très pratique pour certaines mesures.

La figure 1 montre schématiquement la disposition des appareils utilisée pour introduire les deux signaux. A et B sont des oscillateurs V.E. — un voltmètre électronique, C — un atténuateur, D — un mélangeur et E — un atténuateur commun. L'atténuateur

⁽¹⁾ Sous le terme « caractéristique de transmission » d'un quadripôle, nous entendons la courbe qui permet d'établir la forme du signal de sortie à partir de la forme du signal d'entrée, comme cela se fait pour les tubes amplificateurs (par exemple courbe tension grille, courant plaque).

⁽¹⁾ Pour plus de détails voir l'appendice à la fin de l'article.

C permet de régler le rapport d'amplitude des signaux ; normalement, on prend ce rapport égal à 1/4, l'amplitude du signal élevée étant toujours la plus petite. La fréquence de ce dernier signal est choisie dans le milieu ou dans le haut de la gamme passante ; celle de l'autre — dans le bas de cette gamme. Pour établir la distorsion au long de toute la

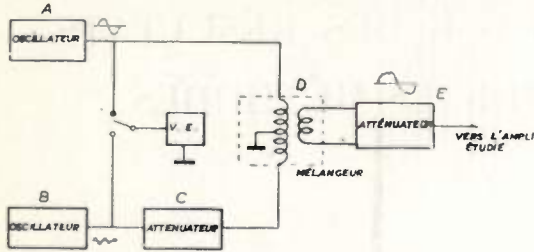


FIG. 1. — Branchement de deux oscillateurs utilisés dans la méthode S.M.P.I. de mesure de la distorsion non-linéaire.

gamme, on laisse d'abord constante la fréquence d'un signal et on fait varier celle de l'autre en faisant des relevés point par point, puis on fixe la fréquence du deuxième et on fait varier celle du premier.

L'analyseur branché à la sortie de l'appareil étudié (voir fig. 2) se compose : d'un atténuateur, d'un filtre de bande (F) destiné à éliminer surtout le signal de fréquence basse et ses harmoniques, d'un redresseur (G), d'un filtre passe-bas (H), d'un transformateur

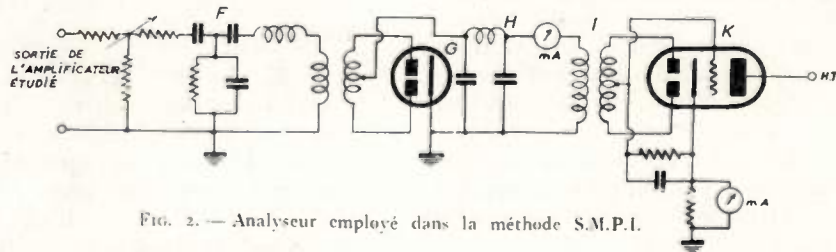


FIG. 2. — Analyseur employé dans la méthode S.M.P.I.

(I) destiné à éliminer la composante continue, d'un deuxième redresseur et amplificateur (K), pour la composante de fréquence basse. Un milliampèremètre mesure à l'entrée du transfo le courant moyen correspondant à l'amplitude du signal de fréquence élevée ; un autre milliampèremètre, branché à la sortie de l'analyseur, indique l'amplitude du produit d'intermodulation.

Dans cette méthode, le rapport de ces deux grandeurs, exprimé en pour cent, détermine le taux d'intermodulation. Si l'on désire mesurer séparément l'intermodulation correspondant à des harmoniques de degrés différents, il suffit d'introduire un filtre passe-bande réglable entre le transformateur I et le redresseur K.

Remarquons en passant, que cette méthode a recours au procédé classique de démodulation.

3. — La méthode d'intermodulation C.C.I.F.

Dans cette méthode, élaborée par SCOTT et adoptée par l'International Telephonic Consultative Committee des Etats-Unis, on fait varier simultanément la fréquence de deux signaux injectés, de telle façon que leur différence en fréquence reste toujours constante. Grâce à cet artifice, un filtre réglé sur cette fréquence de différence, branché à la sortie de l'appareil étudié,

permet d'isoler la composante différentielle d'intermodulation sur tout l'étendu de la bande passante. Le rapport entre l'amplitude de cette composante et la somme des amplitudes des deux signaux, exprimé en pour cent, détermine dans cette méthode le taux d'intermodulation.

L'appareil utilisé actuellement pour produire ce double signal, contient trois oscillateurs reliés de telle manière qu'en manœuvrant un seul bouton, on peut parcourir toute la gamme des fréquences utilisées.

Malheureusement, ce procédé simple permet de mesurer uniquement la composante due à la distorsion quadratique. La mesure des composantes d'intermodulation de degrés plus élevés demande qu'à chaque position du bouton de commande du générateur de signaux jumelés, on effectue un nouvel ajustage du filtre sur les fréquences (pulsations) de différence ($2q + u$), ($2u - q$), ($3q + u$), ($3u - q$) et ainsi de suite.

4. — Avantages des méthodes d'intermodulation.

L'introduction de mesures de la distorsion par la méthode d'intermodulation est justifiée par plusieurs raisons.

D'abord une raison de principe. Etant donné que, dans les conditions normales de travail, on se trouve presque toujours en présence d'une onde composée

de plusieurs signaux, la distorsion provoquera, en plus des harmoniques, l'apparition des composantes d'intermodulation. Mais jusqu'à un certain niveau, les harmoniques de distorsion ne nuisent pas à la bonne reproduction du son. Ils peuvent seulement affecter le timbre quand les harmoniques naturels sont d'un autre rang que ceux dus à la distorsion. Par contre, les composantes d'intermodulation forment des notes nouvelles qui ne sont pas, la plupart de temps, dans un rapport simple de fréquences avec les notes à transmettre, ce qui se manifeste à l'écoute par une déformation du dessin musical et par des dissonances. De ce fait, il paraît plus logique de mesurer directement ces composantes d'intermodulation tellement nuisibles, au lieu de rechercher les harmoniques.

Naturellement, cette affirmation ne suffirait pas par elle-même à imposer les nouvelles méthodes de mesure, si des raisons techniques n'étaient venues l'appuyer.

Nous allons les énumérer brièvement.

Premièrement, la méthode d'intermodulation permet de mesurer la distorsion dans le haut de la gamme B.F., ce qu'il était impossible de faire au moyen de la méthode classique. Nous verrons plus loin que, contrairement à ce que l'on pense habituellement,

on doit attacher une grande importance à la distorsion des notes aigües.

Deuxièmement, avec l'une des nouvelles méthodes, on peut mesurer des distorsions très faibles qui seraient couvertes par le bruit de fond si l'on employait l'ancienne méthode. Cette possibilité présente un intérêt majeur dans les mesures effectuées sur les films, où le niveau du bruit de fond est élevé.

Troisièmement, la seconde méthode d'intermodulation permet d'effectuer des mesures très rapides de la distorsion quadratique, sur toute la gamme couverte par l'amplificateur étudié.

Quatrièmement, grâce aux nouvelles méthodes, l'attention était attirée — en même temps que les mesures étaient rendues possibles — sur les distorsions se situant dans les régions de fréquences qui ne sont pas transmises par tous les étages de l'amplificateur.

Tous ces facteurs ont contribué à introduire les nouvelles méthodes dans la pratique des mesures. On trouve couramment dans la presse technique, surtout de langue anglaise, des données sur la distorsion des amplificateurs exprimées en pourcentage d'intermodulation.

Malheureusement, en procédant à des mesures, par les différentes méthodes, d'une même distorsion, on obtient des valeurs numériques différentes. C'est pourquoi il nous a paru utile d'étudier cette question et d'indiquer comment on peut — en se plaçant dans des conditions déterminées — ramener ces valeurs au même niveau.

Au premier abord, cette tâche ne semble pas être difficile, car, répétons le, sur un amplificateur déterminé, les harmoniques, ainsi que les produits d'intermodulation, sont engendrés par la même distorsion et il suffirait de trouver les coefficients de conversion.

En réalité, la solution n'est pas si simple. Les valeurs fournies par les méthodes d'intermodulation dépendent du choix du rapport des amplitudes et des fréquences de la paire de signaux injectés, de la réponse fréquentielle de l'amplificateur et d'autres facteurs sur lesquels nous nous arrêterons plus loin.

Même quand l'influence de ces facteurs est éliminée, on obtient souvent des réponses discordantes, comme le démontre l'étude de certaines publications étrangères concernant les résultats des mesures faites dans ces conditions, ainsi que des essais que nous avons menés dans ce sens. Les divergences sont parfois tellement importantes qu'il fallait chercher une explication à ce phénomène. Comme on le verra, nous nous sommes trouvé dans l'obligation de réviser certains principes admis dans l'application de ces méthodes.

5. — Confrontation des résultats obtenus par les différentes méthodes.

Nous venons de dire qu'on peut, dans certaines conditions, établir une correspondance entre les valeurs numériques de la distorsion obtenues à l'aide de trois méthodes de mesure. D'après la publication « The measurement of non-linear distortion » de P.G. PETERSON, les conditions qui limitent l'application de ces correspondances sont les suivantes :

1° Distorsion non linéaire pas trop élevée.

2° Distorsion non-linéaire dominée par les termes quadratique et cubique.

3° Maintien dans les méthodes d'intermodulation de la somme des amplitudes des deux signaux injectés égale à l'amplitude du signal utilisé dans la méthode classique.

4° Un rapport constant des amplitudes des signaux utilisés dans les méthodes d'intermodulation ; il sera égal à 1 pour la méthode C.C.I.F. et à 1/4 pour la méthode S.M.P.I. (amplitude plus petite pour le signal de fréquence élevé).

5° Absence de distorsions en fréquence.

Dans ces conditions on peut établir, en partant de la formule générale de la distorsion, les correspondances qui nous intéressent. Pour éviter des calculs trop longs, nous nous bornerons à faire la démonstration pour les seuls termes quadratiques.

Posons d'abord, suivant la condition énoncée sous 3°, $E = E_1 + E_2$ où E est l'amplitude du signal utilisé dans la méthode classique, tandis que E_1 et E_2 sont ceux des méthodes d'intermodulation. L'équation du paragraphe 1 et la condition 4° permettent d'établir pour la distorsion les expressions suivantes :

méthode classique — rapport de l'amplitude de l'harmonique à celle de la fondamentale :

$$\frac{b E^2}{2 \cdot a E} = 0,5 \frac{b}{a} E$$

méthode C.C.I.F. — rapport de l'amplitude de la composante différentielle à la somme des amplitudes des deux signaux :

$$\frac{b \cdot E_1 E_2}{a (E_1 + E_2)} = \frac{b \cdot 0,5 E \cdot 0,5 E}{a (0,5 E + 0,5 E)} = 0,25 \frac{b}{a} E$$

méthode S.M.P.I. — rapport de l'amplitude du produit d'intermodulation à celle du signal de fréquence plus élevée :

$$\frac{2 b E_1 E_2}{a E_2} = 2 \frac{b}{a} E_1 = 1,6 \frac{b}{a} E$$

Pour plus de clarté, ces résultats ainsi que leur interprétation graphique sont consignés dans un tableau (fig. 3), comme l'a fait A. PETERSON dans la publication déjà citée.

On voit ainsi que, par rapport aux réponses numériques obtenues par la méthode classique, la méthode S.M.P.I. donne des valeurs environ trois fois plus grandes et la méthode C.C.I.F. — des valeurs deux fois plus petites. Pour la distorsion cubique ces rapports changent légèrement ; on les trouvera dans le même tableau.

6. — Discussion des conditions imposées.

Dans la pratique courante, toutes les conditions énumérées plus haut se trouvent rarement remplies simultanément. Effectivement, si l'on reste toujours maître du choix des grandeurs et du rapport des amplitudes des signaux injectés, par contre, les caractéristiques du quadripôle sont la plupart du temps imposées.

L'évaluation de la répercussion sur les réponses de la non-conformité de telle ou telle autre condition est très difficile.

Voyons de près quelles sont les raisons qui obligent à les introduire.

La limitation énoncée sous 1° (distorsion non linéaire pas trop élevée) s'explique facilement. On a déjà vu (équation paragraphe 1) que la distorsion quadratique apporte, entre autre, une composante continue.

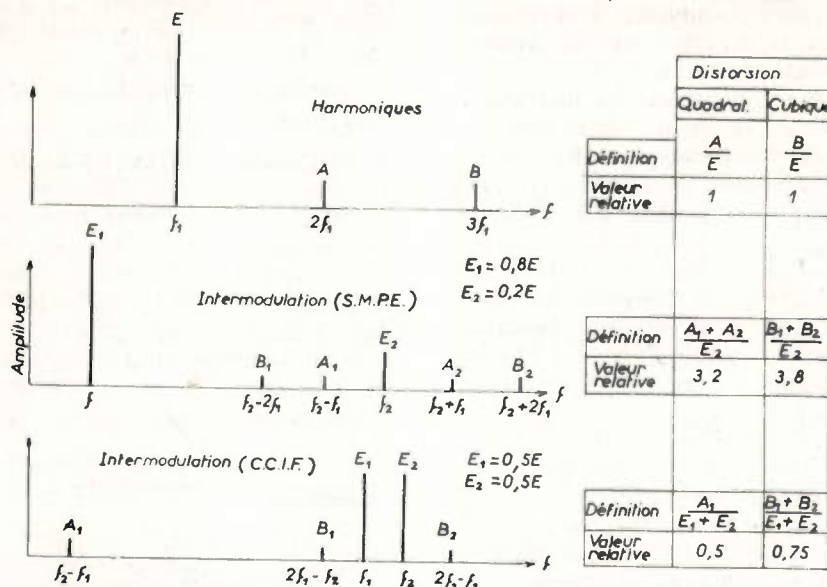


Fig. 3. — Comparaison des résultats obtenus par les trois méthodes de mesure de la distorsion non-linéaire.

La distorsion cubique à son tour forme une composante d'une fréquence égale à celle de la fondamentale. Tant que la distorsion n'est pas importante, la variation d'amplitude de la fondamentale qui en résulte est négligeable. Mais dès qu'elle devient grande, on ne peut continuer à ignorer cette variation, car elle sera différente suivant la méthode employée, et les valeurs numériques de la distorsion, ne garderont pas entre elles les relations établies plus haut.

De même, la condition du point 2° (nécessité de prédominance de la distorsion quadratique et cubique) est due aux influences qu'exercent les composantes de degrés plus élevés sur les amplitudes des composantes qui les précèdent (avec la restriction que ces influences ont seulement lieu d'une part entre les composantes paires et d'autre part — entre les impaires).

Ces deux premières conditions se trouvent réalisées la plupart du temps.

L'égalité de la somme des amplitudes des deux signaux injectés et de l'amplitude du signal utilisé dans la méthode classique, exigée selon le point 3°, donne la garantie qu'on travaille toujours sur la même partie de la caractéristique de transmission en déterminant une et la même distorsion, ce qui est surtout important quand on fait des essais à puissance de sortie élevée.

La nécessité de garder les mêmes rapports d'amplitudes des signaux injectés (point 4°) ressort immédiatement du calcul fait page 528. Ces rapports peuvent être actuellement considérés comme étant normalisés.

Si les mesures sont correctement menées, les conditions points 3° et 4° sont toujours remplies.

Par contre, la condition 5° (absence de distorsion linéaire) est loin d'être toujours réalisée. Même dans les amplificateurs de haute qualité, on introduit souvent une certaine distorsion de fréquence, soit pour corriger les défauts des autres éléments de la chaîne, soit pour des raisons d'agrément à l'écoute. Dans ce cas, les coefficients « a » et « b » des équations

du paragraphe 1 ne seront plus des constantes, mais prendront des valeurs différentes suivant la fréquence. Si, par exemple, la composante différentielle d'intermodulation tombe dans une partie de la courbe de réponse en fonction de la fréquence où la réponse est faible, on trouvera une valeur de distorsion non linéaire atténuée. Pour une autre différence de fréquence des signaux injectés, la même distorsion se manifesterait comme étant beaucoup plus forte, si cette différence coïncide en fréquence avec un maximum de la courbe de réponse fréquentielle. On met parfois à profit ce phénomène dans les mesures effectuées par la méthode C.C.I.F. en réglant la fréquence différentielle sur un point de résonance. Cet artifice est utilisé quand il y a une résonance fortement marquée, par exemple dans le contrôle des appareils de prothèse auditive (voir « *Intermodulation Distortion* », The General Radio Experimental, March 51).

On pourrait penser pouvoir éliminer l'influence de la distorsion linéaire en appliquant aux résultats des corrections tirées de la courbe de réponse fréquentielle. Mais en général le calcul de ces corrections est compliqué ; leur étude dépasserait le cadre de cet article. Les lecteurs qui s'intéressent à cette question pourront consulter le livre de A. EASTMAN « *Fundamentals of Vacuum Tubes* » ; dans le chapitre « *Power-Series Analysis of Vacuum Tube Performance* » on discute, entre autre, l'effet produit sur deux signaux de fréquence différente par un tube à caractéristique non-linéaire suivi d'une impédance variant en fonction de la fréquence.

Par contre, le cas spécial où la distorsion en fré-

quence se produit dans des étages précédant celui qui introduit de la distorsion non linéaire, est beaucoup plus simple. En pratique, dans cette éventualité, il suffirait de mettre hors circuit, pendant les mesures, l'étage incriminé de cette première distorsion.

7. — Nécessité d'introduire une condition supplémentaire.

Néanmoins, même quand les cinq conditions étudiées sont satisfaites, on constate souvent des divergences importantes entre les réponses obtenues par les deux méthodes d'intermodulation. Ces divergences se manifestent surtout dans le haut de la gamme passante, où la méthode S.M.P.I. fournit le plus souvent des valeurs inférieures à celles obtenues par la méthode C.C.I.F. Sur la figure 4 sont données

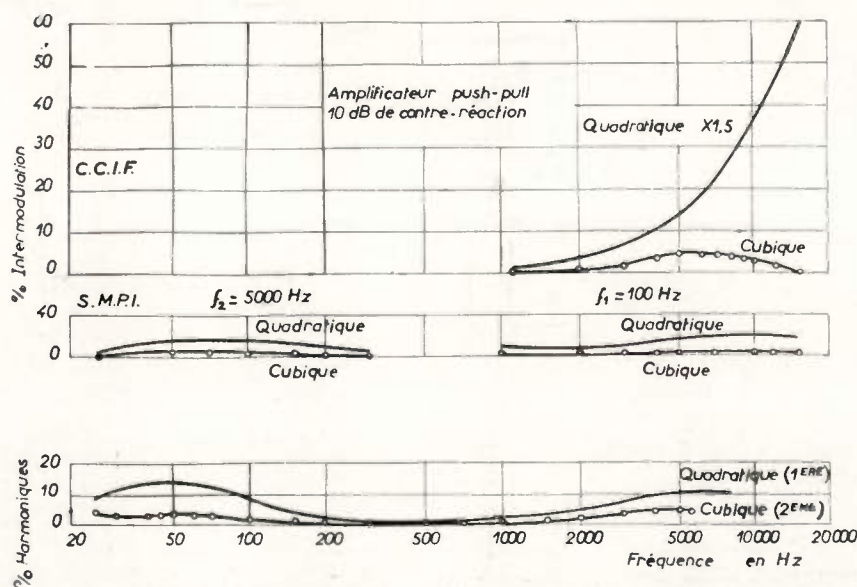


FIG. 4. — Courbes de distorsion non linéaire obtenues sur un même amplificateur par les trois méthodes de mesure (D'après « The measurement of non linear distortion » de P.G. PETERSON).

à titre d'exemple des courbes de distorsion non linéaire établies dans ces conditions. On voit nettement que dans ce cas les rapports calculés ne sont pas maintenus. Ce fait prouve que les cinq conditions énoncées ne sont pas toujours suffisantes et qu'il faut introduire au moins une limitation supplémentaire.

8. — Influence de la variation de la distorsion non linéaire en fonction de la fréquence.

Dans le calcul simplifié du produit d'intermodulation (paragraphe 1) nous avons admis que le paramètre « b », caractérisant la distorsion non linéaire dans l'équation $e_s = ae_e + be_e^2$, a la même valeur pour les deux signaux injectés. Mais cette supposition implique une distorsion invariable, tandis que nous savons que la plupart du temps elle varie avec la fréquence. On est ainsi obligé de considérer « b » non comme une constante, mais comme une fonction de la fréquence, ce qui revient, en définitive, à utiliser des caractéristiques de transmission différentes pour des signaux de fréquences différentes.

La question qui se pose est de savoir quel sera le produit d'intermodulation quand aux deux signaux

injectés correspondent ces caractéristiques distinctes.

Admettons d'abord que le quadripôle introduit de la distorsion dans l'un des signaux, de pulsation « q » par exemple, mais que, par contre, l'autre, de pulsation « u », ne subit aucune déformation. Autrement dit, la caractéristique de transmission pour le deuxième signal est linéaire et son paramètre « b_2 » est égal à zéro, tandis que pour le premier signal elle est non-linéaire et le paramètre « b » a une valeur finie « b_1 ».

Ecrivons l'équation du paragraphe 1 sous une autre forme :

$$e = aE_1 \sin qt + aE_2 \sin ut + b(E_1 \sin qt + E_2 \sin ut)^2$$

et afin de pouvoir attribuer au paramètre « b » les

valeurs correspondantes à leurs fréquences, introduisons-le entre les parenthèses, ce qui donne :

$$(\sqrt{b_1} \sin qt + \sqrt{b_2} \sin ut)^2$$

d'où : $b_1 \sin^2 qt + 2 b_1 b_2 \sin qt \sin ut + b_2 \sin^2 ut$ et, puisqu'on a supposé $b_2 = 0$, le seul terme qui subsiste en dehors des fondamentales, est $b_1 \sin^2 qt$, terme qui détermine le deuxième harmonique du signal de pulsation q . On voit ainsi que, dans ce cas, n'apparaît aucun terme d'intermodulation.

Si les deux valeurs du paramètre « b » correspondant aux pulsations « q » et « u » ont une certaine grandeur, mais ne sont pas égales entre elles, on trouve en raisonnant de la même manière, que ce paramètre prend auprès du produit d'intermodulation une valeur quadratique moyenne $\sqrt{b_1 b_2}$.

9. — Vérification expérimentale.

Pour vérifier cette démonstration, nous avons utilisé un amplificateur spécial, qui permet d'introduire de la distorsion non linéaire uniquement dans un domaine déterminé de fréquences. Ce domaine peut

être situé à volonté soit dans les fréquences basses, soit dans les fréquences élevées.

Dans cet amplificateur (fig. 5), les deux signaux injectés sont amenés aux grilles d'une double-triode et le signal mélangé, qu'on retrouve sur les plaques réunies de ce tube, est dirigé sur le dispositif produisant la distorsion. Celui-ci comprend un filtre en double-T pour chaque bande de distorsion, monté en parallèle avec un détecteur sec. Ainsi, aux fréquences voisines de la résonance du filtre le signal

D'abord, on choisit, deux fréquences se trouvant dans la région de résonance de l'un des filtres et on vérifie que chacun de ces signaux pris séparément donne une distorsion négligeable quand le dispositif est mis hors circuit, mais une forte distorsion quand ce dispositif est introduit de nouveau.

Nous avons répété ces deux essais, mais en injectant cette fois les deux signaux *simultanément* (leurs amplitudes réduites de moitié). Comme il fallait s'y attendre, on trouve dans le premier cas des compo-

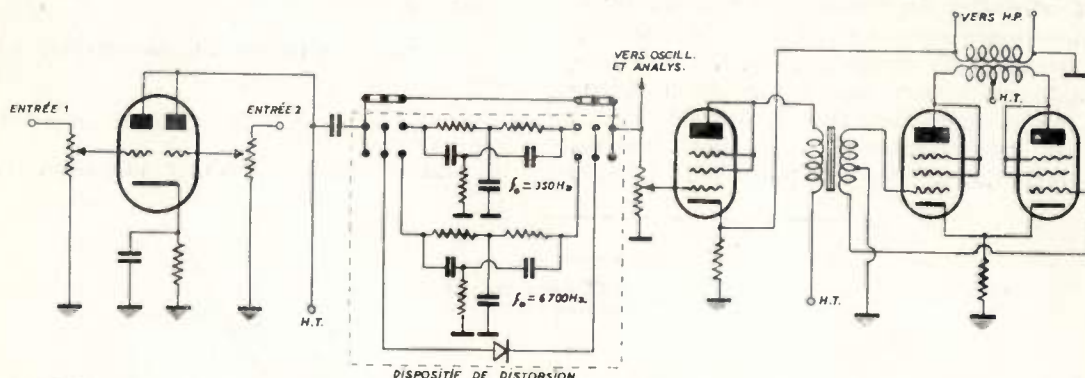


FIG. 5. — Schéma d'un amplificateur permettant d'introduire une forte distorsion non linéaire dans un domaine déterminé de fréquences (domaine situé soit dans le bas, soit dans le haut de la bande passante).

est dévié sur le détecteur et se trouve alors fortement distordu. Pour les autres fréquences, plus ou moins éloignées du point de résonance, le signal reste pratiquement intact. A la sortie du dispositif de distorsion, le signal est amplifié pour alimenter finalement un haut-parleur. Une prise spéciale, disposée avant les étages d'amplification, permet de dériver le signal sur les bornes des appareils de mesure.

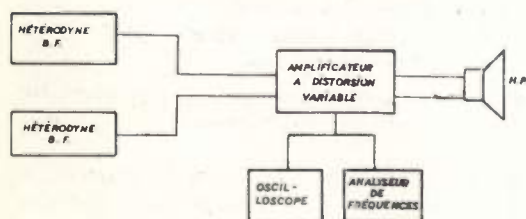


FIG. 6. — Branchement des appareils utilisés dans les expériences sur l'intermodulation.

L'installation complète (fig. 6) comprend en outre : deux hétérodynes, un oscilloscope et un analyseur de fréquences panoramique. Le balayage de l'analyseur se fait très lentement, à la main.

En utilisant cet ensemble avec des signaux de fréquences telles que l'un subit une forte distorsion, tandis que l'autre demeure pratiquement non déformé, nous avons obtenu des résultats très nets qui confirment notre hypothèse que dans ce cas il ne se produit pas d'intermodulation.

Malheureusement le dispositif utilisé introduit une forte distorsion de fréquence. Ce défaut nous a empêché de fournir la preuve que, pour le cas de distorsion linéaire différente pour chaque signal, mais non nulle, le paramètre auprès du produit d'intermodulation prend la valeur quadratique moyenne $\sqrt{b_1 b_2}$.

Pour mener à bien les essais, la méthode suivante a été adoptée.

santes d'intermodulation négligeables et dans le deuxième, des composantes très importantes.

Ces essais préliminaires ont pour but de démontrer que le dispositif utilisé peut effectivement produire une intermodulation, et de déterminer la part due à la distorsion propre au tube mélangeur.

Pour effectuer les mesures principales, on garde l'un des signaux utilisés précédemment et on règle l'autre sur une fréquence située loin du domaine de distorsion. Résultat final : on constate qu'il n'apparaît aucun terme d'intermodulation relatif à la forte distorsion subie par l'un des deux signaux.

Cette série d'essais a été exécutée pour une distorsion située dans le domaine des fréquences basses et une autre, pour une distorsion située dans le domaine des fréquences élevées. Les résultats sont consignés en deux tableaux (fig. 7).

10. — Démonstration de l'inefficacité de la méthode S.M.P.I. pour certaines mesures.

L'étude menée par nous, démontre que le produit d'intermodulation — et comme conséquence ses composantes — dû au passage de deux signaux par un quadripôle dont la non-linéarité est fonction de la fréquence, ne correspond pas à la distorsion réelle du quadripôle. En outre, on a déjà vu que les résultats fournis par les deux méthodes d'intermodulation ne concordent pas toujours entre eux. Faut-il pour cela considérer ces méthodes comme inexactes et les réserver seulement à certains cas précis ? La réponse à cette question sera différente selon que l'on emploie l'une ou l'autre des méthodes d'intermodulation.

Dans la méthode C.C.I.F. on a recours à deux signaux qui diffèrent comparativement peu en fréquence (dans le domaine des fréquences moyennes et élevées on prend habituellement $\Delta f = 400$ Hz) et on

I

DISPOSITIF DE DISTORSION AGISSANT DANS LE DOMAINE DES FRÉQUENCES DE 200 A 700 Hz AVEC UN MAXIMUM VERS LES 360 Hz

Fréquences des signaux utilisées	Les signaux sont injectés :	Le dispositif de distorsion est :	Amplitude relative des signaux injectés	Harmoniques		Premières composantes d'intermodulation	
				2 f	3 f	$f_2 - f_1$	$f_2 + f_1$
$f_1 = 260 \text{ Hz}; f_2 = 440 \text{ Hz}$	Séparément	hors-circuit	$f_1 = 1$	1 %	—		
			$f_2 = 1$	1,2 %	—		
		en circuit	$f_1 = 1$	17 %	5 %		
			$f_2 = 1$	16,5 %	4 %		
	Simultanément	hors-circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,3 %	0,3 %
		en circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			8 %	4,3 %
$f_1 = 260 \text{ Hz}; f_2 = 6700 \text{ Hz}$	Séparément	hors-circuit	$f_1 = 1$	1 %	—		
			$f_2 = 1$	0,5 %	—		
		en circuit	$f_1 = 1$	16,5 %	4 %		
			$f_2 = 1$	1 %	—		
	Simultanément	hors circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,3 %	0,3 %
		en circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,8 %	0,8 %

II

DISPOSITIF DE DISTORSION AGISSANT DANS LE DOMAINE DES FRÉQUENCES DE 5 000 A 8 000 Hz AVEC UN MAXIMUM VERS 6 700 Hz

Fréquences des signaux utilisées	Les signaux sont injectés :	Le dispositif de distorsion est :	Amplitude relative des signaux injectés	Harmoniques		Premières composantes d'intermodulation	
				2 f	3 f	$f_2 - f_1$	$f_2 + f_1$
$f_1 = 7300 \text{ Hz}; f_2 = 6200 \text{ Hz}$	Séparément	hors-circuit	$f_1 = 1$	1 %	—		
			$f_2 = 1$	1 %	—		
		en circuit	$f_1 = 1$	15,5 %	4,5 %		
			$f_2 = 1$	16 %	4 %		
	Simultanément	hors-circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,8 %	0,5 %
		en circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			9 %	5,5 %
$f_1 = 500 \text{ Hz}; f_2 = 6700 \text{ Hz}$	Séparément	hors-circuit	$f_1 = 1$	1 %	—		
			$f_2 = 1$	1 %	—		
		en circuit	$f_1 = 1$	1 %	—		
			$f_2 = 1$	16,5 %	4 %		
	Simultanément	hors-circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,5 %	0,5 %
		en circuit	$f_1 = 0,5; f_2 = 0,5$			0,8 %	0,8 %

FIG. 7. — Résultats des mesures obtenues par la méthode d'intermodulation sur un amplificateur spécial à distorsion non-linéaire située uniquement dans un domaine déterminé de fréquences.

considère comme fréquence de référence la moyenne entre les deux. De ce fait, pour chaque point de la bande passante, on peut admettre que les deux signaux se trouvent sur des caractéristiques de transmission pratiquement identiques, qu'ils subissent une déformation semblable et produisent des composantes d'intermodulation qui correspondent partout à la distorsion réelle.

Par contre, la méthode S.M.P.I. utilise des signaux très espacés en fréquence. A chacun d'eux peut correspondre une caractéristique de transmission différente et vu la manière dont on opère avec cette

méthode, cette différence de caractéristique détermine le plus souvent des réponses atténuées. Quand on veut, par exemple, mesurer la distorsion dans le haut de la gamme passante, distorsion souvent plus élevée qu'ailleurs, on prend un signal de 1 000 ou 2 000 Hz (parfois même de fréquence basse) et on parcourt avec l'autre la partie étudiée. C'est la fréquence variable du deuxième signal qui sert ici de fréquence de référence dans la construction de la courbe distorsion-fréquence. Mais le produit d'intermodulation mesuré ne correspond pas à la distorsion subie par le signal de fréquence de réfé-

rence, car il est déterminé en majeure partie par la distorsion plus faible du signal de 1 000 ou de 2 000 Hz. Pour l'autre extrémité de la bande passante, on obtiendrait aussi des réponses atténuées, car le signal fixe, d'une fréquence de l'ordre de 5 000 Hz, est habituellement moins distordu que le signal variable de fréquence très basse, dont la fréquence sert de référence. Par contre, si l'on choisit une fréquence très basse pour le signal fixe afin d'établir la distorsion dans la moyenne partie de la bande passante, il se peut qu'on obtienne des réponses légèrement amplifiées.

Les résultats fournis par la méthode S.M.P.I. pourraient être erronés, même si la distorsion ne varie pas en fonction de la fréquence. Il suffit d'imaginer un amplificateur dans lequel la distorsion des signaux de basse fréquence se fait dans un élément donné (transformateur, par exemple) et la distorsion des signaux de fréquence élevée dans un autre élément (à cause de la contre-réaction). Là encore, l'emploi de signaux de fréquences très différentes donnerait comme résultat une intermodulation atténuée et ferait admettre une distorsion trop faible.

11. — Conclusion.

La comparaison des trois méthodes de mesure de la distorsion non linéaire peut se faire suivant divers points de vue.

L'utilisateur s'intéresse avant tout à la possibilité d'évaluer la qualité d'un amplificateur, quelle que soit la forme sous laquelle on présente les données exprimant la distorsion. Les données fournies par le constructeur correspondent en général à la partie moyenne de la bande passante. Si la courbe de fréquence ne présente pas trop d'irrégularités, on peut chiffrer ces données dans le langage de la méthode à laquelle on est habitué, en utilisant les rapports du tableau de la figure 3. Quand on est en présence d'une courbe complète de distorsion non linéaire, on peut être sûr qu'elle est valable pour le haut de la gamme passante, à condition que les mesures soient faites à l'aide de la méthode C.C.I.F.

Un autre point de vue est celui du technicien à qui s'offre le choix entre diverses méthodes et leurs procédés d'application. Quelle méthode faut-il préférer et sur quelles mesures doit-on insister plus particulièrement ?

Pour répondre à ces questions, il ne suffit pas de se baser sur des considérations purement techniques, mais il est nécessaire de faire intervenir certaines notions physiologiques sur l'audition. Celles-là jouent un rôle très important, car, ne l'oublions pas, c'est en définitif en ayant recours à l'oreille et non aux appareils de mesure que nous apprécions les qualités d'une reproduction de paroles ou de la musique. Naturellement, nous n'allons pas prétendre qu'on peut remplacer les mesures par l'écoute à l'oreille, les premières étant objectives, plus précises, plus rapides et permettant de distinguer les différents facteurs qui interviennent, tandis que les jugements

de l'oreille sont essentiellement subjectifs et n'ont une valeur indiscutable qu'à condition d'être obtenus statistiquement. Néanmoins, la connaissance de ces derniers est indispensable pour déterminer les limites de déformation tolérable, pour faire le choix entre les différents types de mesure et pour introduire des corrections dans les réponses relevées par les appareils de mesure. L'étude approfondie de ces facteurs dépasse le cadre que nous nous sommes assignés dans cet article. Nous nous bornerons à formuler comme suit les conclusions qu'on peut tirer des notions sur l'audition se rapportant au problème étudié.

La distorsion non linéaire étant surtout nuisible à cause des composantes différentielles formées par les sons complexes, on les mesure là où ils peuvent se manifester à l'écoute d'une façon plus apparente, en tenant compte de la courbe de sensibilité de l'oreille aux différentes fréquences et de l'effet de masque produit par un signal d'une forte intensité sur un signal faible de fréquence voisine.

En partant de cette base et des principes exposés dans cet article, nous allons indiquer les règles générales à appliquer aux mesures de la distorsion non linéaire.

Si la courbe de réponse fréquentielle de l'amplificateur étudié présente un maximum accentué dans la partie moyenne de la bande passante, on fait des mesures pour lesquelles la fréquence de la composante différentielle (quadratique ou cubique) est égale à cette fréquence de résonance. Dans ce cas, les mesures de la distorsion quadratique peuvent se faire très rapidement à l'aide de la méthode C.C.I.F.

Si la courbe de réponse fréquentielle est plus ou moins régulière pour les mesures dans la partie moyenne de la bande passante, on peut employer l'une des deux méthodes d'intermodulation. Quand le bruit de fond est élevé, la méthode S.M.P.I. présente un certain avantage, car elle donne des réponses numériques plus élevées. Nous conseillons seulement de ne pas choisir une fréquence très basse pour le signal fixe, étant donné que les composantes différentielles amplifiées, susceptibles d'être formées avec un tel signal, ne sont perçues que faiblement, grâce à l'effet de masque produit sur eux par la deuxième signal. La méthode classique donne ici aussi de bons résultats, convertissables dans le langage des autres méthodes, à condition que la courbe de fréquences soit plate. En général, dans ce domaine de fréquences il est important de mesurer les distorsions de différents degrés, ce qui fait perdre à la méthode C.C.I.F. sa possibilité d'effectuer des mesures rapides.

Par contre, pour le haut de la gamme passante, les avantages de la méthode C.C.I.F. sont indiscutables. Disons d'abord que l'importance de la distorsion dans cette région réside dans le fait que la fréquence de la composante différentielle de deux sons aigus correspond en général à la plus grande sensibilité de l'oreille. Ainsi, même pour des sons d'intensité peu élevée, les composantes différentielles peuvent être perçus très nettement, malgré leur amplitude

encore plus faible. C'est la raison pour laquelle on doit insister sur la mesure de cette distorsion. La méthode C.C.I.F. étant, comme nous l'avons vu, la seule à donner des réponses correctes dans ce domaine de fréquences et aussi à faire apparaître les conséquences de la distorsion de signaux qui, éventuellement, ne sont pas transmis par tous les étages de l'amplificateur, nous la considérons comme un outil indispensable dans le contrôle des amplificateurs de qualité. Pour ces mesures, les avantages de la méthode C.C.I.F. s'affirment d'autant plus que la distorsion cubique joue ici un rôle très effacé, les composantes différentielles de cette distorsion différant peu en fréquence des signaux qui les provoquent et devenant de ce fait, la plupart du temps, inaudibles, grâce à l'effet de masque et à la faible sensibilité de l'oreille à ces fréquences.

Aux fréquences très basses, c'est au contraire la distorsion cubique qui est gênante. Effectivement, si l'on se limite à la première octave de la bande passante, la composante différentielle due à la distorsion quadratique se place en dehors de cette bande. On peut en conclure qu'une certaine augmentation de la distorsion quadratique dans ce domaine n'est pas nuisible. La mesure de la distorsion cubique (ainsi que la distorsion quadratique) peut se faire par la méthode d'harmoniques. Quand même la méthode S.M.P.I. donnerait-elle ici, comme nous l'avons dit, des réponses atténuées, on pourrait l'utiliser avec profit, car ces réponses correspondent bien à ce que l'oreille peut percevoir. Si l'on désire employer la méthode C.C.I.F. il faut choisir une différence de fréquence des signaux supérieure à une octave.

Dans ce qui était dit nous n'avions pas pris en considération la répartition suivant la fréquence des amplitudes des sons transmis. On sait qu'en général ces amplitudes sont beaucoup plus importantes dans le domaine de fréquences basses. Aux puissances élevées la distorsion non-linéaire et due surtout aux surcharges déterminées par des signaux de telles fréquences. Dans ces cas on doit particulièrement contrôler les produits d'intermodulation formés par les signaux de fréquences comprises entre 25 à 75 Hz avec les signaux de fréquence moyenne, car quand ces produits atteignent plusieurs dizaines de pourcents S.M.P.I., l'impression auditive devient extrêmement désagréable.

APPENDICE.

Table d'expansion des cinq premiers membres de la série :

$$y = a + bx + cx^2 + dx^3 + \dots$$

pour $x = A \cos ut + B \cos qt$

$$y = + a + c \left(\frac{1}{2} A^2 + \frac{1}{2} B^2 \right)$$

$$+ f \left(\frac{3}{8} A^4 + \frac{3}{8} B^4 + \frac{3}{2} A^2 B^2 \right) \text{ composante continue.}$$

$$\begin{aligned} & + \left[bA + d \left(\frac{3}{4} A^3 + \frac{3}{2} A B^2 \right) \right] \cos ut \\ & + \left[bB + d \left(\frac{3}{4} B^3 + \frac{3}{2} A^2 B \right) \right] \cos qt \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{premier} \\ \text{harmonique} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} & + \left[c \frac{1}{2} A^2 + f \left(\frac{1}{2} A^4 + \frac{3}{2} A^2 B^2 \right) \right] \cos 2ut \\ & + \left[c \frac{1}{2} B^2 + f \left(\frac{1}{2} B^4 + \frac{3}{2} A^2 B^2 \right) \right] \cos 2qt \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{deuxième} \\ \text{harmonique} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} & + d \frac{1}{4} A^3 \cos 3ut \\ & + d \frac{1}{4} B^3 \cos 3qt \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{troisième} \\ \text{harmonique} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} & + f \frac{1}{8} A^4 \cos 4ut \\ & + f \frac{1}{8} B^4 \cos 4qt \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{quatrième} \\ \text{harmonique} \end{array} \right\}$$

$$+ \left[cAB + f \left(\frac{3}{2} A^3 B + \frac{3}{2} A B^3 \right) \right] \cos (u + q) t$$

$$+ \left[cAB + f \left(\frac{3}{2} A^3 B + \frac{3}{2} A B^3 \right) \right] \cos (u - q) t$$

$$+ d \frac{3}{4} A B^2 \cos (u + 2q) t$$

$$+ d \frac{3}{4} A B^2 \cos (u - 2q) t$$

$$+ d \frac{3}{4} A^2 B \cos (2u + q) t$$

$$+ d \frac{3}{4} A^2 B \cos (2u - q) t$$

$$+ f \frac{3}{4} A^2 B^2 \cos (2u + 2q) t$$

$$+ f \frac{3}{4} A^2 B^2 \cos (2u - 2q) t$$

$$+ f \frac{1}{2} A^3 B \cos (3u + q) t$$

$$+ f \frac{1}{2} A^3 B \cos (3u - q) t$$

$$+ f \frac{1}{2} A B^3 \cos (3q + u) t$$

$$+ f \frac{1}{2} A B^3 \cos (3q - u) t$$

Composantes d'intermodulation

SUR CERTAINS RÉSEAUX PASSIFS EN RÉGIME TRANSITOIRE

(suite et fin) ⁽¹⁾

PAR

M. M.-D. INDJOU DJIAN

*Ingénieur des Télécommunications
Service des Recherches
et du Contrôle Techniques des P. T. T.*

IV. — GÉNÉRATION D'IMPULSIONS DE GAUSS AU MOYEN DE RÉSEAUX PASSIFS DÉDUITS DES PRÉCÉDENTS.

Les réseaux qui viennent d'être étudiés approchant de plus en plus, lorsque n augmente, une ligne à retard idéale ont une largeur de bande à 3 dB qui, naturellement, augmente indéfiniment (formule 4).

Mais, on peut aisément déduire des deux familles étudiées deux autres familles de quadripôles passifs propres à mettre une impulsion brève ⁽²⁾ en forme d'impulsion de Gauss. Ces nouveaux quadripôles sont définis par la fonction de transfert

$$\mathfrak{T}_n(p) = T_n(p\sqrt{n}) \quad (11)$$

$$\text{c'est-à-dire : } \mathfrak{T}_n(p) = \left(1 + \frac{p}{\sqrt{n}}\right)^n \quad (12)$$

D'après cette définition, en effet, le rapport

$$\left| \frac{2U_2}{E} \right| \text{ dans le cas de la figure 1,}$$

$$\text{ou } \left| \frac{U_2}{E} \right| \text{ dans celui de la figure 2.}$$

$$\text{est égal à } \frac{1}{|\mathfrak{T}_n(j\omega)|} = \left(1 + \frac{\omega^2}{n}\right)^{-\frac{n}{2}}$$

qui tend vers $e^{-\frac{\omega^2}{2}}$ lorsque $n \rightarrow +\infty$.

Ainsi le facteur de réponse en amplitude du filtre — pour les régimes sinusoïdaux — est une *courbe en cloche de Gauss*.

La largeur de bande à 3 dB est ω'_n telle que

$$\omega'_n = n(2^n - 1)$$

c'est-à-dire que $\omega'_n \rightarrow \sqrt{2 \log 2}$ lorsque $n \rightarrow +\infty$.

La nouvelle famille de quadripôles est donc à *largeur de bande à 3 dB sensiblement constante*.

Les valeurs d'éléments se déduisent immédiatement des anciennes par multiplication par $\sqrt{n}$.

La réponse impulsive tend, elle aussi, vers une courbe en cloche.

On peut, en effet, considérer cette réponse comme une densité de probabilité et démontrer que les « cumulants » de cette distribution sont tous nuls sauf les deux premiers qui sont égaux à $\sqrt{n}$ et à 1. Il en résulte que la réponse impulsive est asymptotiquement égale à

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-\sqrt{n})^2}{2}}$$

c'est-à-dire à une impulsion de Gauss d'aire unité et centrée à l'instant $\sqrt{n}$ qui, naturellement, tend vers l'infini.

Le calcul de la valeur des éléments ne présente aucune difficulté. En vertu de (11), toute inductance et toute capacité donnée dans la partie III doit simplement être multipliée par $\sqrt{n}$. On voit en particulier que dans le cas d'une impédance d'utilisation infinie la valeur de la capacité placée à l'extrémité ouverte est asymptotiquement égale à $\sqrt{\pi}$ — et donc indépendante de n .

L'intérêt du mode de génération des impulsions de Gauss que nous venons d'indiquer paraît double :

a) Pour aucune valeur de n , même faible, l'impulsion engendrée ne comporte, comme dans certaines méthodes qui ont été proposées, de dépassement balistique.

⁽¹⁾ Voir *Onde Electrique* N° 326 (mai 1954) pages 441 à 448.

⁽²⁾ Cette impulsion brève provoquera pratiquement la même réponse qu'une impulsion idéale si sa durée θ — définie à mi-hauteur ou par une moyenne quadratique — est très inférieure à la largeur de bande à 3 dB du quadripôle, et ceci quelle que soit la forme de l'impulsion agissante.

b) On n'a pas comme dans les méthodes souvent décrites à payer par une augmentation du nombre des pentodes l'amélioration de la forme de l'impulsion. Pour se rapprocher de la courbe en cloche idéale, il suffit ici d'augmenter le nombre des éléments passifs.

Nous rappelons, en terminant, que la partie I de la présente étude en constitue un résumé.

ANNEXE

Calcul des éléments du quadripôle de rang n quelconque.

(dans le cas d'une impédance d'utilisation infinie)

Rappelons qu'on appelle fonction hypergéométrique de la variable u et des paramètres α , β et γ la somme de la série :

$$F(\alpha, \beta, \gamma; u) = 1 + \frac{\alpha \cdot \beta}{\gamma} u + \frac{\alpha(\alpha+1) \cdot \beta(\beta+1)}{\gamma(\gamma+1)} \frac{u^2}{2!} + \frac{\alpha(\alpha+1) \dots (\alpha+m-1) \dots \beta(\beta+1) \dots (\beta+m-1)^m}{\gamma(\gamma+1) \dots (\gamma+m-1)} \frac{u^m}{m!} + \dots \quad (\text{A-1})$$

Un calcul facile permet d'établir que, si l'on pose $x = \frac{n}{p}$, la fonction

$$y = nx \frac{F\left(\frac{1-n}{2}, \frac{2-n}{2}, \frac{3}{2}; x^2\right)}{F\left(\frac{1-n}{2}, \frac{-n}{2}, \frac{1}{2}; x^2\right)} \quad (\text{A-2})$$

s'identifie à l'expression de $z_{11}(p)$ donnée par la formule (10) si n est impair et à $\frac{1}{z_{11}}$ si n est pair.

Or, Gauss a établi pour les fonctions hypergéométriques la formule de récurrence suivante, d'ailleurs facile à vérifier,

$$F(\alpha, \beta, \gamma; u) = F(\alpha, \beta+1, \gamma+1; u) - \frac{\alpha(\gamma-\beta)}{(\gamma+1)} u F(\alpha+1, \beta+1, \gamma+2; u) \quad (\text{A-3})$$

On en déduit que :

$$\frac{F(\alpha, \beta+1, \gamma+1; u)}{F(\alpha, \beta, \gamma; u)} = \frac{1}{1 - \frac{\alpha(\gamma-\beta)}{\gamma(\gamma+1)} u - \frac{F(\alpha+1, \beta+1, \gamma+2; u)}{F(\alpha, \beta+1, \gamma+1; u)}} \quad (\text{A-4})$$

et, puisque dans la définition de $F(\alpha, \beta, \gamma; u)$ α et β jouent le même rôle, on peut écrire une formule analogue à (A-4) pour $\frac{F(\alpha+1, \beta, \gamma+1; u)}{F(\alpha, \beta, \gamma; u)}$.

En changeant dans cette formule (non écrite) β en $\beta+1$ et γ en $\gamma+1$, on obtient une expression du quotient de fonctions hypergéométriques figurant au dénominateur du second membre de (A-3). L'itération du procédé que nous venons d'indiquer établit le développement en fraction continue de Gauss :

$$\frac{F(\alpha, \beta+1, \gamma+1; u)}{F(\alpha, \beta, \gamma; u)} = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_1 u}{1 + \frac{\lambda_2 u}{1 + \frac{\lambda_3 u}{1 + \dots}}}}$$

$$\text{où } \lambda_k = \frac{-\left(\alpha + \frac{k-1}{2}\right) \left(\gamma - \beta + \frac{k-1}{2}\right)}{(\gamma + k - 1)(\gamma + k)}$$

si k est impair ($k = 1, 3, 5, \dots$)

$$\text{et } \lambda_k = \frac{-\left(\beta + \frac{k}{2}\right) \left(\gamma - \alpha + \frac{k}{2}\right)}{(\gamma + k - 1)(\gamma + k)}$$

si k est pair ($k = 2, 4, \dots$).

Le développement (A-5) appliqué au quotient de la formule (A-2) donne, si l'on utilise pour économiiser de la place une convention d'écriture évidente :

$$\frac{nx}{y} = 1 + \frac{\lambda_1 x^2}{1} + \frac{\lambda_2 x^2}{1} + \dots + \frac{\lambda_{n-1} x^2}{1}, \quad (\text{A-6})$$

l'expression de λ_k se réduisant pour nos valeurs de α , β et γ à $\lambda_k = \frac{n^2 - k^2}{(2k)^2 - 1}$ pour $k = 1, 2, 3, \dots, n-1$ (A-7)

Si l'on suppose, pour fixer les idées, n impair, on déduit aisément du développement en fraction continue (A-6) cet autre développement pour $\frac{1}{y}$, c'est-à-dire pour $\frac{1}{z_{11}}$:

$$\frac{1}{z_{11}} = \frac{1}{nx} + \frac{1}{\frac{n}{\lambda_1 x}} + \frac{1}{\frac{\lambda_1}{n \lambda_2 x}} + \frac{1}{\frac{n \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_3 x}} + \dots + \frac{1}{\frac{n \lambda_2 \lambda_4 \dots \lambda_{n-2}}{\lambda_1 \lambda_3 \dots \lambda_{n-3} x}} + \frac{1}{\frac{\lambda_1 \lambda_3 \dots \lambda_{n-1}}{n \lambda_2 \lambda_4 \dots \lambda_{n-2} x}} \quad (\text{A-8})$$

Cette formule (A-8) — et la formule analogue non écrite pour n pair — montrent en tenant compte de (A-7) que les valeurs des éléments sont ceux que fournissent la figure 12 et la table 3 ainsi que, pour les valeurs numériques jusqu'à $n = 9$, la table 4.

COMPTE-RENDU DE LA RÉUNION

du C.I.S.P.R. tenu à LONDRES du 12 au 15 octobre 1953 ⁽¹⁾

PAR

M. Pierre PASSERIEUX

*Ingénieur à la Direction des Etudes et Recherches
de l'Electricité de France*

Le C.I.S.P.R., Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques, s'est réuni à Londres du 12 au 15 octobre 1953 en vue de préciser les recommandations qui avaient été formulées lors de sa précédente réunion tenue à Paris en 1950.

Historique du C.I.S.P.R.

Le C.I.S.P.R. fut créé en 1930. A cette époque, différents organismes internationaux se réunirent à Paris en vue de traiter la question des perturbations radioélectriques sur le plan international. Le problème qui se posait était d'assurer une certaine uniformité dans la manière de traiter cette question dans les différents pays de façon à n'avoir pas de difficulté dans les échanges internationaux de matériel électrique. Le C.I.S.P.R. fut alors créé sous les auspices conjoints de la C.E.I. (Commission Electrotechnique Internationale) et de l'U.I.R. (Union Internationale de Radiodiffusion).

Lors de la première réunion du C.I.S.P.R. tenue à Paris en 1934, il fut décidé :

a) de mettre au point des méthodes de mesure standard des perturbations radioélectriques ;

b) de définir des limites qui puissent être considérées comme admissibles pour les différents types de perturbations.

Le travail effectué avant guerre par le C.I.S.P.R. peut se résumer comme suit :

En ce qui concerne le premier point : méthodes de mesures, il fut établi la spécification d'un récepteur couvrant les gammes des ondes longues et moyennes. Cette spécification comprenait la définition du champ parasite et celle des tensions parasites aux bornes des circuits d'alimentation : tensions symétrique (entre phases) et asymétrique (entre phases et terre).

On constata par la suite des différences importantes entre le résultat donné par différents appareils répondant à la spécification et il fut décidé de cons-

truire un appareil de mesure standard « C.I.S.P.R. » dont la réalisation fut confiée au Comité Electrotechnique Belge. De nombreux pays s'équipèrent de cet appareil.

Concernant le second point : limites des perturbations admissibles, on parvint d'abord à un accord sur le point suivant : « Les conditions de réception sont convenables en radiodiffusion sonore lorsque

le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}} > 40 \text{ dB}$, cette mesure étant faite

avec un mesureur de champ conforme aux caractéristiques standard et en prenant pour le signal un taux de modulation de 80 % ».

On convint également que les champs supérieurs à 1 mV/m devaient être protégés. On se préoccupa ensuite de limiter en première urgence les tensions perturbatrices aux bornes des circuits d'alimentation et différentes limites comprises entre 500 à 3 000 μV furent proposées. Cependant aucun accord ne fut atteint et peu de mesures d'antiparasitage furent prises malgré les nombreuses études qui avaient été faites.

Après la guerre la plupart des pays avait acquis une bonne connaissance de la question des perturbations radioélectriques et un certain nombre de mesures avait été prises en vue de réduire le niveau des perturbations. Par suite les discussions techniques, échanges de renseignements et comparaisons de mesures expérimentales avaient perdu de leur intérêt. Le point essentiel était d'assurer que les règles suivies dans les différents pays étaient de préférence semblables. Un tel objectif se rattachant aux préoccupations de la C.E.I., le C.I.S.P.R. fut reconstitué comme un comité de la C.E.I.

Dans deux réunions tenues, l'une à Londres, l'autre à Lucerne et dans la plus récente réunion tenue à Paris en 1950, une spécification très détaillée fut préparée pour un appareil de mesures, couvrant les gammes de fréquence 0,15 Mc/s à 25 Mc/s.

Concernant les valeurs limites des perturbations admissibles, une recommandation fut finalement adoptée en 1950, au sujet des tensions perturbatrices développées par les appareils perturbateurs aux bornes de leurs circuits d'alimentation : « Le C.I.S.P.R. recommande une limite provisoire de 1 500 μV dans la gamme des ondes longues et moyennes.

(1) Les lecteurs intéressés par les questions traitées ci-dessous pourront trouver des indications beaucoup plus détaillées dans le compte-rendu officiel de la réunion publié par l'Union Technique de l'Electricité : U.T.E., 54, Avenue Marceau, Paris.

sujette à une tolérance couvrant les erreurs de mesure aux tensions perturbatrices développées aux bornes des appareils » de puissance inférieure à 1 kW destinés à être reliés directement à un réseau de distribution basse tension.

Organisation de la réunion de Londres (12-15 oct. 1953).

La réunion s'est tenue du 12 au 15 octobre dans les bâtiments de l'Institution of Electrical Engineers, Savoy Place à Londres, sous la présidence du Docteur S. WHITEHEAD. La réunion groupait les représentants de 14 nations et de différents organismes internationaux.

Le travail a été réparti en 3 sous-comités :

Sous Comité A : Réglementations des perturbations. — Limites.

Sous Comité B : Mesures des perturbations radio-électriques.

Sous Comité C : Questions de sécurité relatives aux dispositifs d'antiparasitage.

À l'issue de la réunion le Dr. WHITEHEAD (G.-B.) qui assurait la présidence du C.I.S.P.R. depuis 1947 s'est démis de ses fonctions.

M. O.-W. HUMPHREYS (Gde-Bretagne) a été élu comme nouveau président.

COMPTE-RENDU DES TRAVAUX

1. Recommandations du sous-comité A.

Les recommandations formulées à Paris en 1950 ont été réaffirmées. Toutefois les valeurs limites des tensions admissibles (symétrique et asymétrique) aux bornes des appareils perturbateurs ont été fixées comme suit :

150 — 200 kc/s 1 500 μ V (même valeur qu'en 1950)

200 — 285 kc/s 1 000 μ V (au lieu de 1 500 en 1950)

525 — 1605 kc/s 1 000 μ V (au lieu de 1 500 en 1950)

Ces chiffres valent lorsque l'appareil est branché sur réseau « fictif » C.I.S.P.R., la mesure étant faite avec un appareil de mesures répondant aux caractéristiques C.I.S.P.R.

Cette règle donne satisfaction aux services de radiodiffusion qui estimaient dans une certaine mesure que les limites recommandées à Paris en 1950 assuraient une protection insuffisante des émissions radiophoniques. La présente recommandation, au demeurant, n'est pas en contradiction avec les recommandations formulées à Paris en 1950, si l'on considère qu'un appareil donnant un niveau perturbateur de 1 500 μ V sur les ondes longues, donne un niveau évidemment plus faible sur les ondes moyennes et courtes. Adopter un niveau de 1 000 μ V au delà de 200 kc/s ne fait donc que préciser les recommandations formulées en 1950.

A noter qu'aucune limite n'a été fixée jusqu'à présent en ce qui concerne les champs qui sont rayonnés directement. Cette question est liée à celle de la distance à laquelle il y a lieu de mesurer le champ perturbateur, par rapport à la source. On considère (sous comité B) que dans la plupart des cas, cette distance doit être fixée à 10 mètres, sauf dans le cas des appareils récepteurs considérés comme perturbateurs pour lesquels il y a lieu de prendre une distance plus faible : 1 à 3 mètres.

En ce qui concerne les très hautes fréquences, aucune recommandation n'a été formulée, bien qu'il ait été pris note des valeurs considérées comme admissibles aux Etats-Unis et en Grande-Bretagne. Dans ces pays où la télévision est largement développée, on considère qu'une limite de 50 μ V/m pour le champ perturbateur à une distance de 10 mètres de la source assure une protection convenable des signaux de télévision supérieurs à 250 μ V/m dans la gamme des fréquences 41-68 Mc/s.

2. Sous comité B. — Mesure des perturbations radioélectriques.

En ce qui concerne l'appareil de mesures C.I.S.P.R., il a été convenu qu'en l'état actuel des connaissances, il était inutile de construire un appareil de mesure prototype et qu'il suffisait d'établir une spécification détaillée du fonctionnement de l'appareil. Il n'a pas été possible d'établir cette spécification dans le courant de la réunion et ce travail a été confié à un groupe d'étude restreint comprenant les représentants de l'Allemagne, de la France, de la Grande-Bretagne et de la Suisse.

Rappelons qu'aux termes des spécifications déjà établies, l'appareil C.I.S.P.R. est un récepteur ayant une bande passante de 9 kc/s, doté d'une détection de quasi-crête : constante de charge 1 ms, constante de décharge 160 ms (une constante de décharge de 500 ms a également été envisagée). Ce récepteur doit être taré à l'aide d'un générateur HF étalonné donnant des ondes sinusoïdales entretenues non modulées, si bien que la mesure est donnée finalement en μ V par la valeur efficace de l'onde sinusoïdale entretenue donnant la même déviation de l'indicateur de sortie. Cette méthode diffère donc de la méthode réglementaire française qui procède par substitution d'un perturbateur étalonné reproduisant le parasite étudié et donnant des impulsions identiques à fréquence de répétition constante (1). La méthode réglementaire française est équivalente à une mesure de crête et donne par suite pour un perturbateur déterminé un niveau en μ V supérieur au niveau mesuré avec la méthode C.I.S.P.R. Quand la fréquence de répétition de parasite est élevée, les deux mesures se rejoignent. La mesure de quasi-crête C.I.S.P.R. est fonction de la fréquence de répétition du parasite. La gêne subjective occasionnée par un parasite étant également fonction de sa fréquence de répétition, on considère que les caractéristiques de l'appareil C.I.S.P.R. sont telles que sa mesure constitue une bonne évaluation de la gêne subjective. La mesure réglementaire française par contre renseigne plus complètement sur la nature physique du parasite.

(1) Voir au sujet de la réglementation française : « Textes officiels relatifs à la protection de la radiodiffusion et de la télévision contre les troubles parasites d'origine industrielle ». — Publication U.T.E. C. 91-100. — 9-11 Mai 51.

Les travaux du sous-comité B au cours de la réunion ont porté sur la définition du réseau « fictif » C.I.S.P.R. de mesure des tensions symétrique et asymétrique, sur la définition des champs perturbateurs, sur les caractéristiques à exiger des générateurs d'impulsion d'étalonnage auxiliaire, sur les caractéristiques à exiger d'un récepteur de mesures aux fréquences supérieures à 25 Mc/s, etc...

Sous-Comité C.

Les limites suivantes ont été recommandées en ce qui concerne les courants de fuites maximum considérés comme admissibles du point de vue de la sécurité.

0,5 A pour les appareils ayant une partie métallique accessible,

3,5 A pour les appareils dont la carcasse métallique n'est pas accessible.

CONCLUSIONS

Outre les travaux effectués en réunion, un grand nombre de rapports ont été présentés par les différents pays sur les questions techniques relatives à l'étude de perturbations radioélectriques et une abondante documentation a été rassemblée en ce qui concerne les réglementations en vigueur dans les différents pays.

A l'issue de la réunion, un programme d'études a été fixé pour l'avenir concernant en particulier les perturbations en télévision, la sensibilité des récepteurs aux perturbations, l'application pratique des limites aux appareils électriques fabriqués en grande série, l'étude des perturbations dues aux lampes fluorescentes, aux lignes à HT, à la traction électrique, etc...

La présente réunion constitue donc une étape importante en vue du règlement de la question des perturbations radioélectriques.

STUDIOS, ACCOUSTIQUE, BASSE FRÉQUENCE

AUX PAYS - BAS ⁽¹⁾

I. — UN NOUVEL INDICATEUR DE VOLUME ⁽²⁾

On sait que les opinions diffèrent sur les caractéristiques idéales d'un indicateur de volume. Tous les appareils de ce genre qui ont été utilisés représentent des compromis entre les appareils de crête et ceux fournissant une moyenne. En effet, même les appareils dits de crête n'indiquent une valeur maximum de la modulation que si celle-ci se maintient pendant un certain temps, et il est évident, d'autre part, qu'un appareil « de moyenne » ne peut effectuer une moyenne que pendant un temps très court en pratique, de sorte qu'en réalité la différence entre les deux catégories n'est pas fondamentale.

La Nederlandsche Radio Unie a récemment mis au point un appareil qui comporte quelques détails nouveaux et qui représente, dit-on, un très heureux compromis. On a cherché dans cet appareil dénommé « contrôleur de modulation type ON 301 », à tenir compte des exigences suivantes :

1. La lecture doit être celle d'une valeur de crête du signal ;

2. Les impulsions durant plus de 10 millisecondes doivent être indiquées de façon précise ;

3. L'échelle de lecture doit être telle qu'elle soit suffisamment précise aux environs de 100 % de modulation, et d'autre part bien lisible vers 1 %.

Dans ce but, on a adopté une échelle logarithmique jusqu'à 50 % et linéaire ensuite ;

4. La précision ne doit pas être affectée par les variations de la source de tension ou le vieillissement des tubes ;

5. L'appareil doit pouvoir être utilisé avec un indicateur à aiguille ou lumineux, le parcours complet de l'échelle pouvant être obtenu avec un courant continu de 3 mA dans les deux cas.

L'amplificateur à courant continu utilisé pour obtenir la caractéristique désirée comprend trois tubes de différente conductance individuelle connectés en parallèle. Pour d'une part éviter un mouvement trop rapide de l'aiguille qui fatigue les yeux et risquerait aussi, de par son oscillation, d'induire à des erreurs et, d'autre part, indiquer les impulsions brèves, on a ajouté un circuit ralentissant les impulsions. Celui-ci prolonge les impulsions de durée inférieure à 250 millisecondes jusqu'à cette valeur, mais n'a pas d'action sur celles qui sont plus longues. L'amplificateur à courant continu est précédé d'un amplificateur à deux étages avec une contre-réaction importante.

La caractéristique de fréquence est constante à $\pm 0,25$ dB près de 20 c/s à 15 kc/s. On signale que le nouvel appareil est très apprécié des techniciens, qui en font usage à cause de son échelle et du mouvement « reposant » des indicateurs.

II. — LE NOUVEL ENSEMBLE DE STUDIOS

POUR LES ÉMISSIONS DRAMATIQUES A HILVERSUM ⁽³⁾

Introduction.

Les émissions dramatiques (avec ou sans montages) tiennent aujourd'hui une place très importante dans les programmes de la Radiodiffusion néerlandaise

et ses émissions sont très appréciées du grand public. Il est donc plus nécessaire que jamais que les studios utilisés pour ces émissions présentent des caractéristiques acoustiques convenables et plus généralement que leur équipement technique soit spécialement conçu afin de répondre aux besoins particuliers correspondants. Aussi la Radiodiffusion néerlandaise a-t-elle récemment ajouté à ses studios un ensemble spécialement réalisé pour de telles émissions, ensemble situé dans le centre basse-fréquence de la K.R.O., à Hilversum.

⁽¹⁾ Ces articles nous ont été aimablement communiqués par Monsieur P. HUYDTS Chef du département technique de la Stichting Nederlandse RRadio Unie.

⁽²⁾ (Tijdschrift Nederlandsch Radiogenootschap, janvier 51).

⁽³⁾ Communiqué par les Services techniques de la Radiodiffusion néerlandaise.

Les Studios.

Le nouvel ensemble qui a été construit à l'intérieur du bâtiment existant, comprend 3 studios et 3 cabines de contrôle. Les studios n° 3 (187 m³) et n° 4 (96 m³) sont commandés de la cabine de contrôle CK n° 3, et le studio n° 5 (140 m³) est normalement commandé de la cabine CK n° 5. Ainsi qu'il ressort du plan de la Figure 1, la cabine de contrôle CK n° 3 a été dis-

posée de façon à permettre une bonne vue sur le studio 5, aussi bien que sur les studios 3 et 4, de sorte que ces trois studios peuvent être exploités comme constituant une seule unité, étant alors commandés si on le désire de la cabine CK n° 3.

Afin d'obtenir une protection adéquate contre les sons extérieurs, les nouveaux studios sont constitués par des « caissons » distincts reposant sur des garnitures de liège spécialement réalisées à cet effet ; les intervalles entre les parois extérieurs du studio et les murs du bâtiment comportant une couche d'air et une couche d'un absorbant acoustique. Les formes irrégulières des studios permettent de réaliser une diffusion convenable du son et les caractéristiques de réverbération des studios 3 et 5 sont obtenues par des revêtements en plaques absorbantes préfabriquées.

Le temps de réverbération pour ces deux grands studios est approximativement de 0,4 seconde. Le studio n° 4, qui donne sur le studio n° 3 par deux portes, l'une pleine et l'autre en fer forgé — toutes deux utilisées pour des effets sonores — est « sans écho », cet effet étant obtenu par des panneaux absorbants disposés obliquement le long des murs (voir Fig. 2).

La cabine de contrôle n° 3, qui est la plus importante et qui occupe une position centrale, est indiquée sur la figure 2. Lorsque tout l'ensemble est utilisé comme une seule unité, une des sorties microphoniques du studio 5 y vient remplacer une de celles venant normalement du studio 3. Le pupitre technique a une forme particulière en U qui permet à

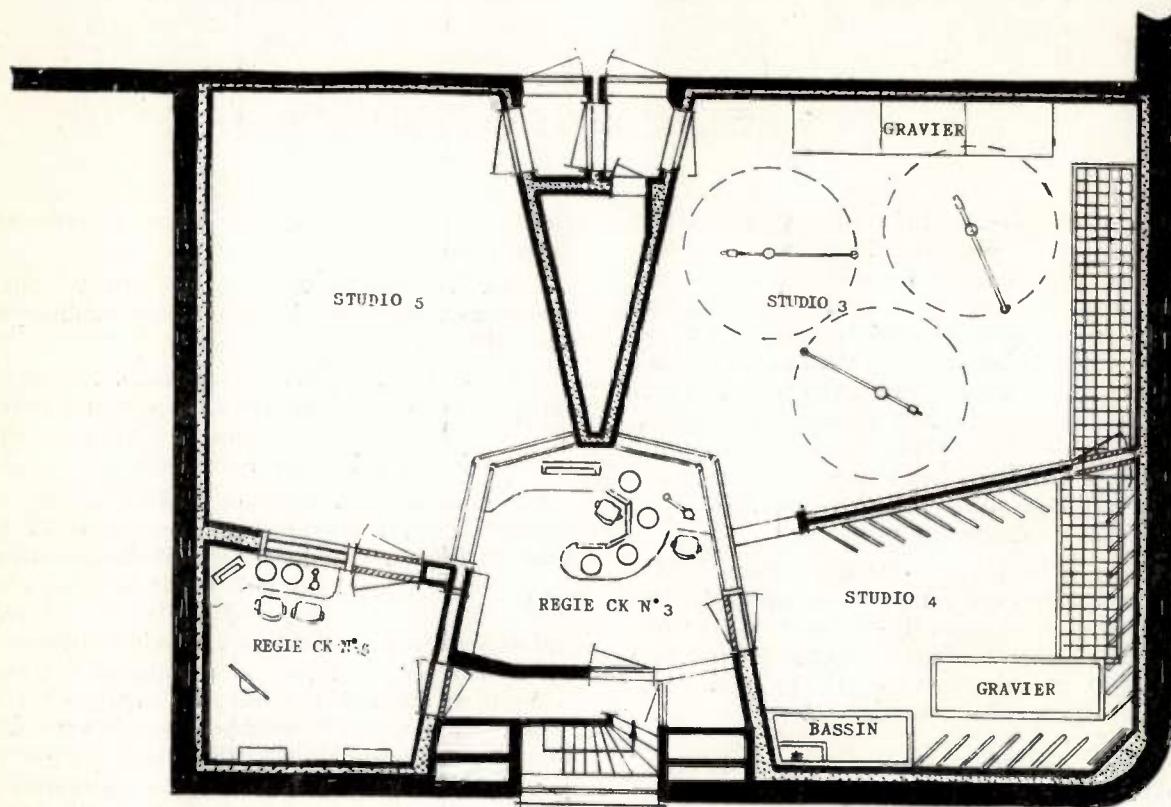


FIG. 1. — Disposition des Studios

Pour encombrer le moins possible le plancher du studio 3, trois microphones sont suspendus au plafond. Ces microphones sont montés sur de longues tiges horizontales à contre-poids pouvant elles-mêmes tourner autour d'un axe vertical, de telle sorte que l'on peut disposer d'un microphone à peu près partout dans la partie pratiquement utilisée du studio.

Les studios sont entièrement climatisés, l'alimentation en air étant assurée par des ventilateurs après que la température et l'humidité aient été portées à des valeurs convenables, cependant que d'autres ventilateurs évacuent l'air vicié, de façon à éviter en même temps une surpression dans les studios avec le risque correspondant de bruit aux joints de portes.

Les cabines de contrôle.

l'opérateur d'atteindre sans difficulté les différents potentiomètres de micro, lesquels sont du type à levier et sont encastrés dans le pupitre, les panneaux de commande sur sa gauche, les positions de lecture de disques, les téléphones, etc.

Le metteur en ondes est assis devant un prolongement du pupitre sur lequel est monté son micro d'or-

Gain : 55 dB

Impédance d'entrée : 30-300 ohms ;

Résistance interne de sortie inférieure à 20 ohms ;

Sortie : + 18 dB sur 200 ohms avec 0,25 % de distorsion ;

Caractéristique amplitude fréquence :

variations de $\pm 0,5$ dB

entre 20 c/s et 15 000 c/s

Amplificateur de puissance type OV 303.

Sortie : 10 W (10 V sur 1 000 ohms avec 0,5 % de distorsion) ;

Caractéristique amplitude fréquence : variation de ± 1 dB entre 50 c/s et 55 000 c/s.

Modulomètre et amplificateur type ON 301.

Cet instrument a été complètement décrit dans le Bulletin n° 8.

Générateur de fréquences type OE 301.

Cet appareil sert à la production et à la réception des fréquences utilisées comme signaux d'appel téléphonique entre les cabines de contrôles et pour la commande des lampes de signalisation, rouges, vertes et blanches.

Caisson d'alimentation type OG 301.

Entrée : 200 V alternatif (+ 5 % - 15 %).

Sorties : 6,3 V alternatif ; 6 A maximum ;

350 V continu, stabilisé, 200 mA maximum.

Caisson d'alimentation type OG 302.

pouvant desservir jusqu'à quatre microphones à capacité.

Entrée : 200 V alternatif ;

Sorties : $4 \times 6,3$ V continu ; 0,2 A ;

90 V continu ; stabilisé, 8 mA maximum.

Les panneaux de commande, qui sont montés dans des coffrets placés sur tables, peuvent traiter neuf sources. Dans le cas de la cabine de contrôle CK n° 3, ces sources sont constituées par trois microphones dans le studio 3 (l'un d'eux pouvant être remplacé par un microphone du studio 5), deux microphones dans le studio 4, deux positions de lecture de disques et deux lignes pour programme venant de l'extérieur. Un filtre spécial peut être introduit sur n'importe laquelle des arrivées, et au moyen de dix clefs il est possible d'éliminer toutes les fréquences en-dessous de 300 c/s, n'importe lequel des huit demi-octaves entre 300 c/s et 4 800 c/s ou toutes les fréquences au-dessus de 4 800 c/s. Ce dispositif permet de réaliser de nombreux « effets » et en particulier d'imiter la qualité des transmissions téléphoniques.

Faisant suite au potentiomètre de niveau, on trouve sur chaque voie un potentiomètre différentiel grâce auquel une fraction convenable du signal peut être envoyée sur la voie « écho », voie qui est connectée automatiquement à la sortie générale dès qu'un de ces potentiomètres différentiels est mis en service. La chambre d'échos est commune à tous les studios du centre et les relais de sélection se verrouillent mutuellement de telle façon qu'une fois qu'une cabine de contrôle a commencé à se servir de la chambre, celle-ci ne peut lui être enlevée par une manœuvre d'une autre cabine de contrôle.

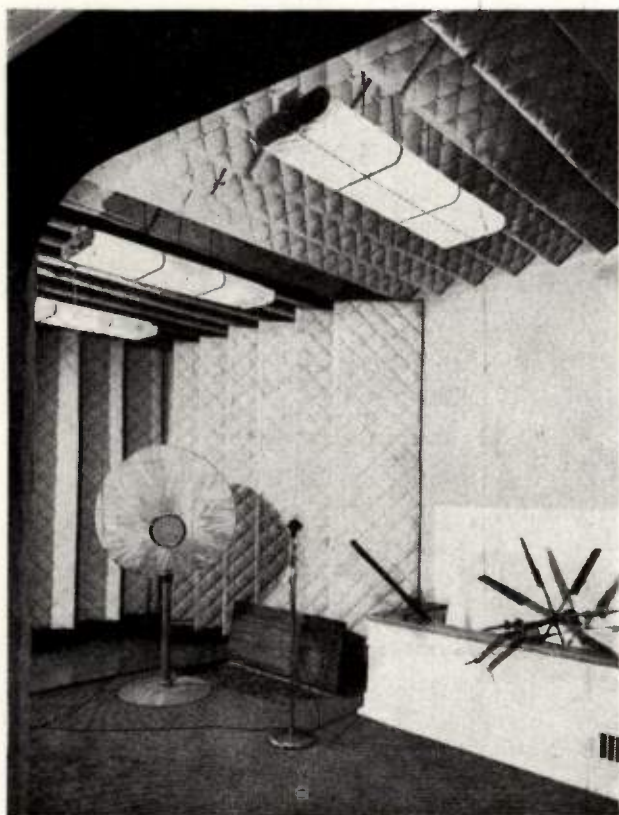


FIG. 2. — Disposition des panneaux absorbants

dres. L'un et l'autre ont vue sur les trois studios à travers des glaces isolantes.

Lorsque le studio 5 est utilisé séparément pour une production simple et qui ne demande pas d'effets spéciaux compliqués, la commande s'effectue de la cabine CK n° 5. L'équipement de cette cabine est semblable à celui de la cabine 3, quoique moins complet.

Équipement des cabines de contrôle.

Les amplificateurs et les circuits d'alimentation des cabines de contrôle sont standardisés et montés dans des armoires d'acier. Ces éléments sont montés sur l'intérieur des portes de l'armoire ; ils sont ainsi très accessibles et peuvent être facilement changés, une série de contacts à ressorts assurant les connexions avec le câblage permanent. Quelques secondes seulement sont nécessaires pour remplacer un amplificateur défaillant.

L'appareillage monté dans ces armoires comprend :

Amplificateur microphonique ou de ligne type OV 301.

Les circuits associés avec les haut-parleurs donnent beaucoup de souplesse à l'exploitation. Lorsque les lumières vertes apparaissent dans les studios, le producteur et l'opérateur technique situés dans la cabine peuvent parler aux acteurs du studio au moyen de microphones. Il est également possible de faire entendre dans le studio n'importe quel programme en cours de déroulement. La sortie combinée des lecteurs de disques et des lignes d'arrivée de programmes extérieurs peut également être branchée sur les haut-parleurs de studio lorsque les lampes de signalisation sont rouges ou vertes. On peut aussi alimenter le haut-parleur d'un studio par la sortie combinée des deux autres, ce qui est quelquefois nécessaire lorsque les trois studios sont

utilisés pour la même production. La diaphonie entre voies est de moins 60 dB.

Pour commander le studio 5 de la cabine CK n° 3, il est nécessaire de manœuvrer des commutateurs dans les deux cabines de contrôle ; ceci fait que les sorties des studios 3 et 4 alimentent le studio 5. Dans ce cas, il y a seulement deux voies microphoniques disponibles au studio 3.

Dans le cas où une panne se produit dans les amplificateurs de lignes de sortie, ceux-ci peuvent être immédiatement remplacés par les amplificateurs normalement utilisés sur les voies de lecture de disques. Ce remplacement s'effectue simplement par la manœuvre d'une seule clef.

III. — UN ENREGISTREUR AUTOMATIQUE DE LA CARACTÉRISTIQUE DE RÉVERBÉRATION

par F. J. van LEEUWEN,

[Laboratoire d'acoustique, Radiodiffusion néerlandaise]

Introduction.

La technique classique pour la détermination du temps de réverbération est bien connue. On procède généralement à des mesures pour un petit nombre de fréquences du spectre audible et le signal utilisé est généralement soit complexe, soit modulé en fréquence, de façon à éviter les effets des résonances propres de la salle (eigentones), lesquelles peuvent dans d'étroites bandes de fréquences entraîner des résultats très différents de la valeur moyenne.

Il y a cependant des cas où l'on est intéressé non par la connaissance de la caractéristique « adoucie » de réverbération, mais par celle du comportement acoustique du studio dans tous ses détails. Ce sera le cas, par exemple, lorsque l'on voudra situer exactement les origines des fréquences propres, de façon à les supprimer par un traitement approprié. Les effets en question étant observés seulement sur d'étroites bandes de fréquences, l'on doit procéder à un très grand nombre d'observations et la technique classique devient impraticable.

Pour répondre à ces besoins, le Laboratoire d'Acoustique a mis au point une nouvelle technique. Un haut-parleur émet de courtes impulsions sonores à fréquence pure, cette fréquence variant graduellement et les temps de réverbération étant enregistrés sur une bande de papier sur laquelle sont également portées les indications de la valeur de cette fréquence.

Une description complète de la méthode et de l'appareillage a paru dans le numéro de janvier 1951 de la revue « Tijdschrift van het Nederlands Radiogenootschap », sous le titre « Een automatisch werkend nagalmmeettoestel », et par la suite elle a été publiée en une brochure.

Principe de la mesure.

On place dans le studio à étudier un haut-parleur et un microphone à pression, ceux-ci étant disposés dans des positions relatives choisies empiriquement de façon à obtenir à l'emplacement du microphone un rapport « son réverbéré sur son direct » aussi grand que possible.

Le haut-parleur est alimenté à travers un amplificateur par des impulsions sonores à fréquence pure et ces impulsions, contrôlées par une base de temps, sont séparées par des intervalles de silence d'égale durée. Chaque impulsion dure suffisamment longtemps pour qu'un régime acoustique permanent s'établisse dans le studio, et le niveau sonore qui règne dans ces conditions à l'emplacement du microphone, pour cette fréquence particulière, est « enregistré » par un dispositif appelé « l'indicateur à 40 décibels ».

Au moment même où l'impulsion sonore cesse dans le studio, la plume de l'instrument d'enregistrement commence à ce déplacer vers la gauche à partir de sa position « zéro ». Ce mouvement se poursuit à une vitesse uniforme jusqu'au moment où l'indicateur à 40 décibels montre que le niveau est tombé au centième de sa valeur initiale. A ce moment-là, la plume de l'enregistreur revient immédiatement à la position zéro. Le déplacement total de la plume mesure ainsi le temps de réverbération. En fait, le temps de réverbération est défini comme celui correspondant à une diminution de niveau de 60 décibels ; aussi convient-il de multiplier par 1.5 le temps relevé pour 40 décibels, en supposant une loi de décroissance exponentielle.

En même temps qu'elle commande les impulsions

sonores, la base de temps, par le moyen d'un générateur basse fréquence, accroît légèrement à chaque impulsion la fréquence de celle-ci. Lorsque cette fréquence passe sur une série de valeurs prédéterminées, des « tops » sont enregistrés sur la droite de la bande de papier, tops dont l'ensemble constitue

d'impulsions, de façon à servir de micro d'ordres avec le studio expérimenté. Le coffret d'alimentation contient également un emplacement pour le stockage des câbles, des bandes d'enregistrement et des tubes. L'appareillage peut fonctionner avec des alimentations alternatives de 110, 127 ou 220 volts.

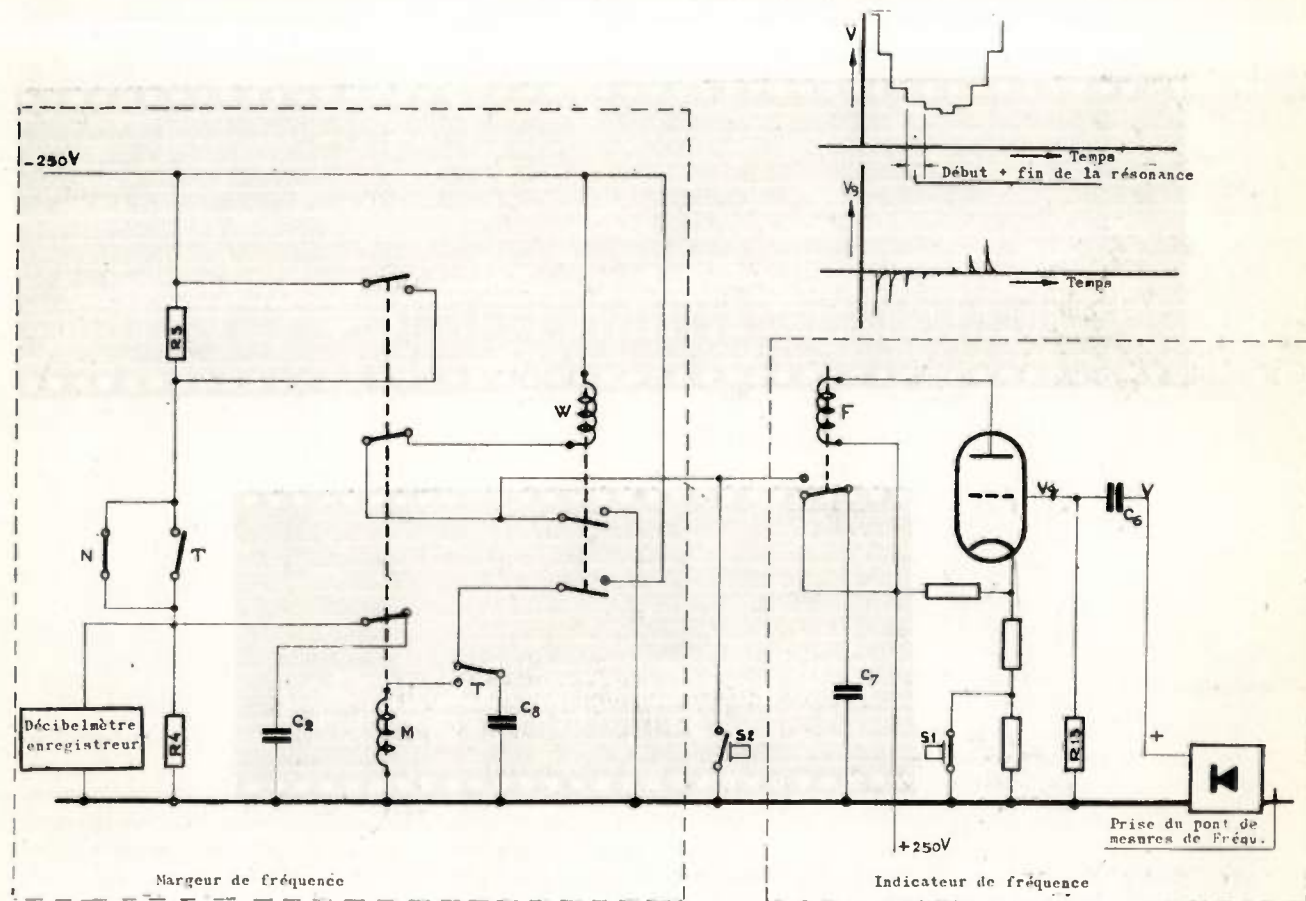


FIG. 3. — Représentation schématique de l'enregistrement

ainsi une échelle des fréquences. L'enregistrement ainsi obtenu consiste donc en une série de lignes rapprochées, sensiblement à angle droit avec la direction de déplacement de la bande de papier, et l'enveloppe de l'extrémité gauche de ces lignes représente la caractéristique en fonction de la fréquence du temps de réverbération du studio étudié. Ceci apparaît schématiquement sur la figure 3, cependant qu'une bande réelle est reproduit dans la figure 3. La figure 4 est un schéma d'ensemble de l'installation.

L'appareillage.

L'équipement est contenu dans deux coffrets transportables, l'un contenant l'appareil d'enregistrement lui-même, et l'autre les alimentations. Le coffret d'enregistrement, outre le pont de mesure de fréquences et différents autres éléments décrits ci-dessous, contient un haut-parleur et un amplificateur qui peut être connecté à la sortie de l'amplificateur du microphone de mesure à des fins de contrôle. Ce coffret contient aussi un microphone qui peut être branché à la place du générateur

L'ensemble haut-parleur utilisé dans le studio est constitué par un petit meuble spécial, à forme de tétraèdre, qui contient quatre haut-parleurs élémentaires situés respectivement sur chacune des faces du tétraèdre. Les effets directionnels sont ainsi diminués.

a) *La base de temps.*

Ce dispositif commande la chronologie des opérations. Il est essentiellement électronique, les différentes constantes de temps utilisées étant réglables, de telle sorte que les différentes commutations peuvent se produire à volonté, à des intervalles de deux, quatre ou huit secondes. Dans tous les cas la durée de l'impulsion est égale à la durée du silence.

b) Le générateur basse fréquence et son appareil de commande.

Le générateur basse fréquence est un hétérodyne classique dont la fréquence est commandée par un condensateur variable. Ce condensateur est entraîné mécaniquement par un appareil de commande et tourne d'un petit angle à chaque impulsion.

L'appareil de commande comprend un relais à impulsions pas-à-pas, fonctionnant à vitesse constante. Cette vitesse peut d'ailleurs être ajustée, et il existe en outre un dispositif à changement de vitesse entre ce relais à impulsions et le condensateur tournant, permettant d'espacer si on le désire les intervalles de fréquence séparant chaque mesure.

d) *L'indicateur à 40 décibels.*

Le rôle de ce dispositif est d'indiquer l'instant où l'intensité sonore dans le studio, mesurée par la pression à l'entrée du microphone, est tombée au centième de ce qu'elle était au cours du régime permanent accompagnant l'émission de l'impulsion sonore.

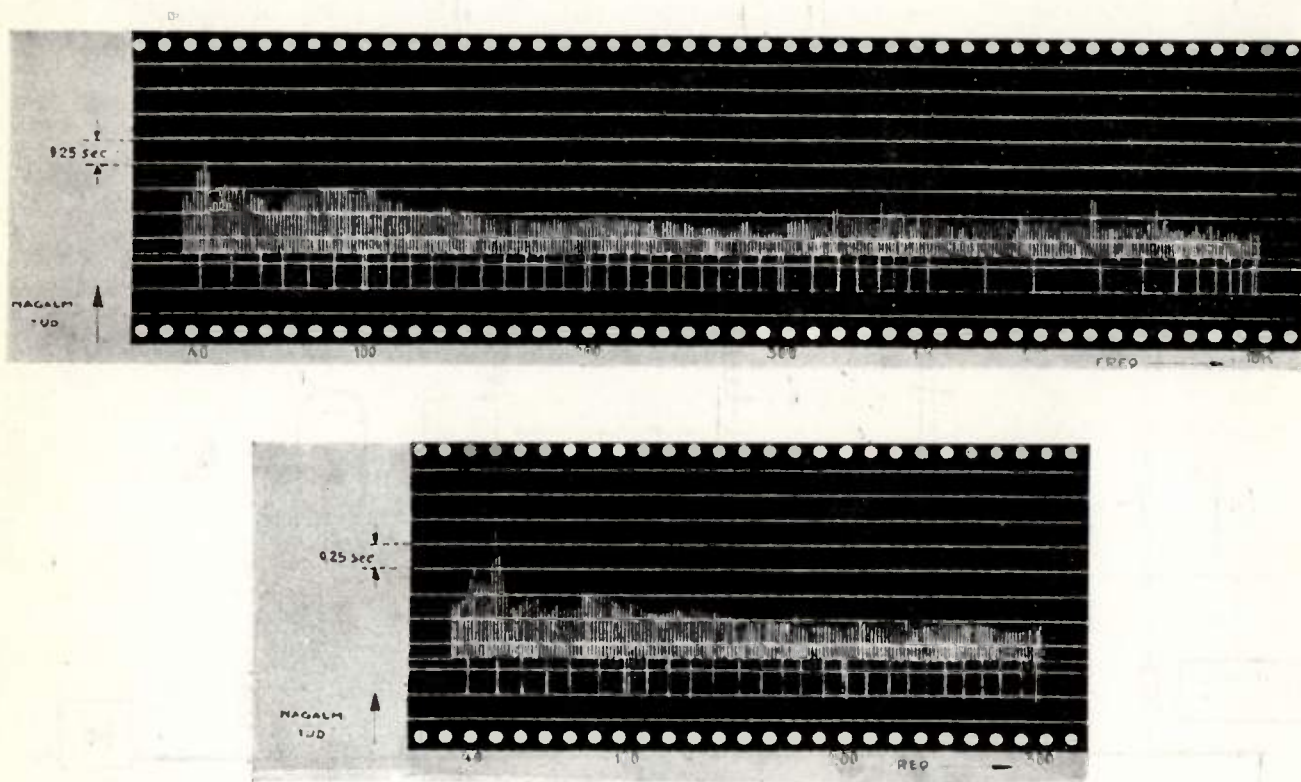


FIG. 4. — Représentation d'une bande réelle

c) *Le pont de mesure de fréquence et l'indicateur de fréquence.*

En même temps que, à chaque impulsion, l'on change légèrement la fréquence de celle-ci, il est nécessaire de connaître la valeur exacte de cette fréquence. On y parvient en graduant en fréquence l'axe de déroulement du papier. Un pont de Wien est utilisé pour comparer la fréquence de l'impulsion avec la fréquence de résonances des autres bras du pont. On procède alors manuellement à l'accord de ces bras sur les différentes fréquences qui constituent, sur la bande de papier, l'échelle des fréquences désirées. Lorsque la fréquence de l'impulsion passe sur l'une de ces fréquences de référence, le pont est équilibré et une disposition convenable de relais amène la plume enregistreuse à se déplacer sur la droite. On utilise un dispositif retardateur, de façon que ces indications de fréquence soient données par la plume enregistreuse entre deux indications relatives au temps de réverbération. En outre, des repérages particuliers de fréquence peuvent être obtenus simplement par commande manuelle lorsque l'on s'intéresse à certaines fréquences particulières.

La sortie d'un amplificateur microphonique ordinaire est appliquée à un diviseur de potentiel avec une sortie supplémentaire dont le niveau est inférieur de 40 décibels à celui de la sortie principale. Cette sortie atténuée charge un condensateur, le début de la charge étant commandé par la base de temps, et ce condensateur est connecté à la grille de contrôle d'une lampe ; la sortie principale est connectée à la grille d'une seconde lampe identique à la première. Au moment où l'impulsion sonore est interrompue, l'alimentation atténuée est déconnectée d'avec le condensateur. Le potentiel de grille de la seconde lampe commence à décroître, alors que celui de la première lampe demeure constant (à cause de la capacité). Lorsque le potentiel de grille de la seconde lampe devient égal à celui de la première, c'est-à-dire lorsqu'il a diminué de 40 décibels, les nouvelles conditions qui règnent dans le circuit d'anode commandent une troisième lampe, dans le circuit anodique de laquelle est disposé un relais. Ce relais arrête le déplacement de la plume d'enregistrement et la ramène à zéro.

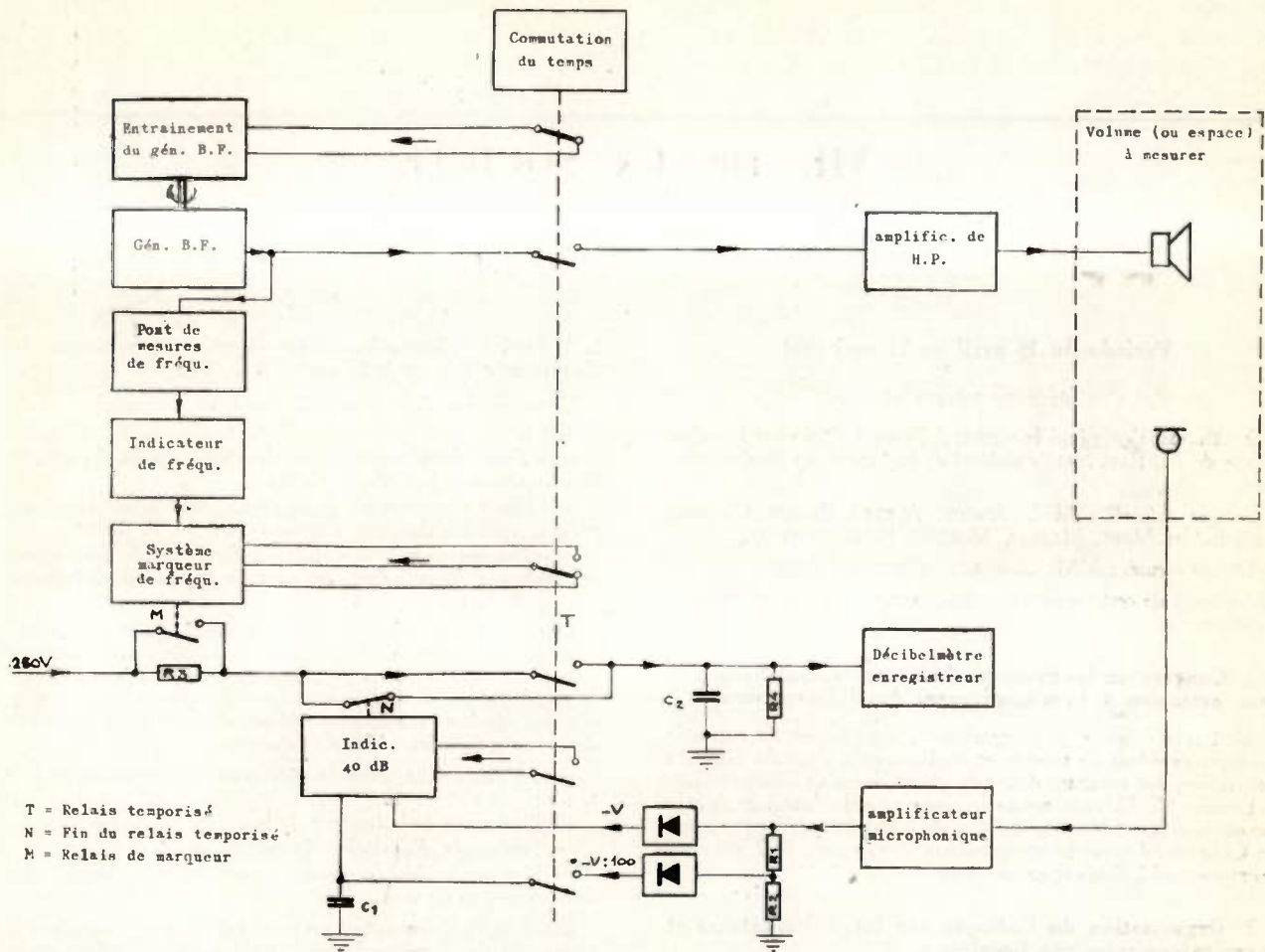


FIG. 5. — Schéma d'ensemble de l'installation

e) L'appareil d'enregistrement.

C'est un instrument à courant continu, à échelle logarithmique. La base de temps connecte l'instrument à une source de courant continu au commencement de chaque pulsation, et la plume de l'instrument prend alors sa position zéro. A la fin de l'impulsion, l'instrument est déconnecté de la source. Un condensateur chargé en parallèle avec lui commence alors à se décharger à travers une résistance en parallèle. Cette décharge est exponentielle et, grâce à la loi logarithmique de l'instrument, produit

un déplacement à vitesse constante de la plume. Ce mouvement continu se poursuit jusqu'à ce que fonctionne l'indicateur à 40 décibels ; l'instrument est alors de nouveau connecté à la source et la plume remise à la position zéro.

Les tops de repérage de fréquence sont obtenus en court-circuitant une résistance située en série entre la source de courant et l'instrument, court-circuit qui produit un déplacement de la plume au delà de la position zéro.

VIE DE LA SOCIÉTÉ

Période du 15 avril au 21 mai 1954

RÉUNION DU BUREAU

Le Bureau s'est réuni le mercredi 28 avril 1954 sous la présidence de M. RABUTEAU, *Président de la Société des Radioélectriciens*.

Etaient présents : MM. ANGOT, AUBERT, BESSON, CABESSA, LESCHI, DE MARE, MATRAS, MOULON, PICAULT, RIGAL.

Etaient excusés : MM. CHARLET, FROMY, H. PARODI.

Au cours de cette séance les principaux points suivants ont été examinés :

1^o Congrès sur les Procédés d'Enregistrement Sonore et leur extension à l'enregistrement des informations.

M. CABESSA donne un compte-rendu financier faisant ressortir un léger excédent de recettes et souligne qu'il s'agit de résultats provisoires, les résultats définitifs seront donnés ultérieurement.

Ensuite M. MATRAS donne le compte-rendu moral et signale notamment que 528 congressistes, dont 155 étrangers ont assisté au Congrès : il y eut 64 conférenciers 48 exposants et 2.300 visiteurs payants à l'exposition de matériel.

2^o Organisation du Colloque sur les « Oscillateurs et servo-mécanismes non linéaires ».

3^o Questions Diverses.

a) sur proposition de M. PICAULT, le Bureau décide que la Société des Radioélectriciens accueillera sir Edward APPLETON qui doit prochainement venir à Paris :

b) sur proposition de M. PICAULT, M. BOUTHILLON est désigné pour représenter la Société des Radioélectriciens au prochain Congrès A.M.P.E.R.E. ;

c) M. PICAULT rend compte des dernières délibérations de l'U.A.S.I.F. Il regrette que toutes les manifestations concernant le centenaire de la naissance de Henri POINCARÉ aient été organisées sans la participation de la Société des Radioélectriciens.

Il se propose de rédiger pour l'Onde Electrique, avec M. BOUTHILLON, une note sur l'œuvre de Henri POINCARÉ dans le domaine des télécommunications.

M. RABUTEAU prendra contact avec M. G. LEHMANN en ce qui concerne le sujet de la conférence qui sera tenue en commun avec l'U. A. S. I. F.

M. PICAULT propose que des visites soient organisées par la Société des Radioélectriciens, en commun avec cette Union.

d) M. RABUTEAU indique que la Société Française pour l'Avancement des Sciences tiendra sa réunion annuelle à Poitiers du 16 au 22 juillet 1954.

M. RIVAUT est désigné pour représenter la Société des Radioélectriciens à cette manifestation.

e) M. DARMOIS a chargé M. P. BESSON de remercier la Société des Radioélectriciens de ses félicitations au moment de la remise de son épée d'Académicien.

ACTIVITÉ DES SECTIONS

3^e Section « Electroacoustique ».

M. P. CHAVASSE, *Président et Secrétaire Général* du « Groupement des Acousticiens de langue Française » avait invité les Membres de

la 3^e Section « Electro-Acoustique » à assister à la réunion de ce Groupement le : *mardi 27 avril 1954*.

Cette réunion était consacrée aux trois communications suivantes :

— « *Tracé des Caractéristiques directionnelles des haut-parleurs et microphones* », par M. A. C. RAES.

— « *Etude expérimentale de la propagation du son dans l'atmosphère et audibilité des signaux sonores* », par M. P. BARON.

— « *Précisions sur la démodulation dans l'air de deux ultrason, de fréquence différente dont l'un au moins est à l'état stationnaire* » par M. S. KLEIN.

Dans sa communication, M. P. BARON, après un rappel des conditions générales de la propagation du son dans l'atmosphère, expose les résultats de son expérimentation. Il insiste d'abord sur la variabilité du signal reçu en un certain endroit puis, s'appuyant sur des résultats statistiques déduits d'un nombre considérable de mesures (plusieurs milliers) examine :

— La courbe moyenne de propagation en fonction de la distance ;

— l'influence de la hauteur de la source au-dessus du sol ;

— l'influence d'obstacles de nature variée ;

— l'influence des conditions atmosphériques en particulier de la direction du vent.

D'autres expériences ont eu pour but de déterminer le niveau sonore du signal nécessaire pour qu'il soit audible dans un bruit ambiant donné. Cela, joint à l'étude physique précédente, a permis de déterminer la portée des sources sonores et d'en définir les conditions d'installation optima.

7^e Section « Documentation » et 1^{re} Section « Etudes générales ».

Ces deux sections avaient organisé sous les présidences de M. L. CAHEN et de M. l'Ingénieur militaire en Chef ANGOT une réunion commune le vendredi 21 mai 1954 au cours de laquelle M. BOUX, *Docteur es-Sciences, Ingénieur au C.N.E.T.* fit un exposé sur : « *Les Ondes Electromagnétiques polarisées elliptiques et circulaires* ».

Le conférencier indique d'abord que :

L'utilité des ondes électromagnétiques polarisées non rectilignes s'introduit d'une part lorsqu'il s'agit d'assurer la permanence de certaines liaisons radioélectriques entre terre et avion par exemple ou entre avion et fusée bien que les antennes de réception et d'émission puissent occuper des positions respectives assez variées ; d'autre part en radar lorsqu'il s'agit par exemple de différencier l'écho d'un avion des échos dus à la pluie : si l'émission est en polarisation circulaire, l'écho de pluie est en polarisation circulaire de sens inverse et n'est en principe pas reçue par le radar, alors que l'écho de l'avion est elliptique quelconque et est bien reçue.

Il passe ensuite en revue divers dispositifs où intervient la polarisation non rectiligne : guides d'ondes, lames de diélectriques ou ailettes métalliques, déphaseurs, gyrateurs, puis il décrit divers dispositifs d'antennes qui fonctionnent en polarisation elliptique ou circulaire : réseaux de lames à 45°, antennes en hélice, et indique leurs emplois principaux. Il donne quelques résultats expérimentaux d'élimination des échos de pluie et termine par un résumé succinct des études théoriques relatives à la polarisation elliptique.

Tout au long de cet exposé le conférencier s'est attaché à indiquer les textes fondamentaux relatifs aux questions traitées, et a donné une bibliographie.

8^e Section « Electronique appliquée ».

Le lundi 3 mai, la huitième section avait organisé en commun avec la première section de la Société Française des Electriciens et de l'Association des Ingénieurs Electroniciens une réunion présidée par M. RAYMOND au cours de laquelle M. CHAGUÉ, Ingénieur à la Société ALSTHOM fit un exposé sur : « Etude générale de la théorie et de la pratique de l'amplificateur magnétique ».

Prix Henri Abraham 1954.

Le prix Henri ABRAHAM créé par notre Société a été attribué à l'unanimité par le jury à la suite de sa réunion du lundi 31 mai présidée par M. RABUTEAU à MM. INDJOUJIAN et ANDRIEUX, Ingénieurs des Télécommunications pour leur travail sur les « Filtrés à Cristaux Piézoélectriques ».

Ce travail a été effectué dans le cadre du S.R.C.T. et fait l'objet d'une publication dans la collection technique du C. N. E. T.

La remise solennelle du Prix aura lieu à la Sorbonne dans le courant du mois d'octobre 1954.

Visite aux Centres Emetteurs Alsaciens de la R.T.F.

Notre Société avait organisé en accord avec la R.T.F., le samedi et dimanche 8 et 9 mai, la visite du Centre Emetteur de Télévision de Strasbourg et la visite du centre Emetteur de Radiodiffusion de Sélestat.

35 personnes environ dont plusieurs membres étrangers y ont participé.

Le Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion Télévision Française, avait tenu à présenter lui-même aux visiteurs ces deux centres qui comptent parmi les réalisations les plus modernes en ce domaine.

Le rassemblement se fit au Centre Emetteur de Strasbourg, place de Bordeaux, d'où se forma la caravane qui partit à travers la verte plaine d'Alsace vers Sélestat.

La visite du Centre de Sélestat, qui possède 3 émetteurs de puissance unitaire égale à 100 kW, permit à chacun de se rendre compte comment une technique audacieuse — mais bien éprouvée à l'heure actuelle — d'origine purement française, a rendu possible, grâce à l'emploi de tubes « vapotrons », une réduction considérable du volume des installations d'un centre émetteur moderne.

Cette tendance à laquelle correspond une économie proportionnelle sur les frais d'installation et d'exploitation s'accompagne d'une amélioration sensible de la sécurité et de la qualité des émissions. Ces progrès font, de cet émetteur, inauguré il y a 18 mois, l'un des premiers du monde.

Un vin d'honneur offert, à la fin de la visite, par la R.T.F. fit prendre un premier contact avec le vin d'Alsace, contact qui devait se renouveler, tout au long de ce pèlerinage.

Ses visiteurs purent en effet l'apprécier de nouveau au cours du déjeuner très sympathique pris dans une agréable auberge de St-Hippolyte à quelques kilomètres de Haut Koenigsberg.

Grâce au poste de télévision de notre hôtesse, chacun put apprécier pendant le repas, la qualité de l'image transmise de Paris à Strasbourg par relais hertzien, puis émise de Strasbourg et reçue sans précautions spéciales, à une distance de 50 km environ, de l'émetteur.

Par une heureuse coïncidence, les visiteurs assistèrent en même temps à la première émission régionale émise par Strasbourg, qui inaugurerait ce jour-là, une nouvelle activité de la R.T.F. en Alsace.

L'après-midi, la visite au Centre de Télévision de Strasbourg permit d'examiner en détail les installations des studios de prise de vue directe équipés de 2 caméras photicon, et d'un ensemble de télécinéma flying-spot 35 mm et 16 mm, les installations annexes de régie, de contrôle, de prise de son et de projection, et l'ensemble émetteur image et son de 3,5 kW avec son antenne provisoire qui permet de rayonner sur la plaine d'Alsace, une puissance apparente de 20 kW.

Différentes démonstrations auxquelles se prêta de bonne grâce la speakerine de TV-Strasbourg et également les techniciens du Centre rendirent très attrayante cette visite technique, conduite d'une façon claire et vivante par le Général LESCHI qu'il faut remercier ici pour l'accueil qu'il réserva, comme à son accoutumée, à la Société des Radioélectriciens.

Un vin d'honneur offert par le Centre émetteur aux Membres de la Société termina cette intéressante journée placée sous le double signe de la sympathique hospitalité alsacienne et de la qualité technique française.

DÉCÈS

Nous avons le regret d'annoncer le décès de deux de nos membres :

Le Colonel Henry BEDOURA, *Sous-Directeur en retraite de l'Ecole Supérieure d'Electricité, ancien Vice-Président de la Société des Radioélectriciens (1937-1939)*, survenu le 8 mai 1954. Une notice nécrologique paraîtra ultérieurement dans l'Onde Electrique.

Michel ADAM, *Ingénieur E.S.E., Secrétaire technique de la Fédération Nationale des Industries Radioélectriques*, survenu le 24 mai 1954.

DOCUMENTATION

La Société des Radioélectriciens a reçu pour sa bibliothèque un exemplaire du volume I des Documentations de la VII^e Assemblée Plénière du C.C.I.R. qui s'est déroulé à Londres en septembre-octobre 1953.

Ce volume en langue anglaise contient, les Avis, Rapports, Vœux, Questions, programmes d'études et liste des commissions d'études du C.C.I.R.

Ce volume existe également en française et peut être commandé au : « Service des Publications », Union Internationale des Télécommunications, Palais Wilson, à GENÈVE (Suisse). (Prix : 23,10 Francs Suisse).

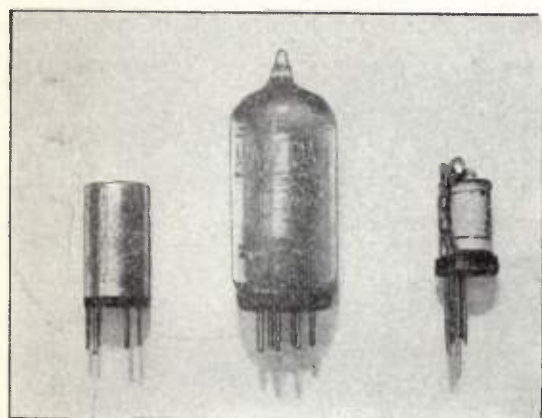
NOUVEAUX MEMBRES

MM.	Présentés par MM.
AVON Maurice, Industriel Constructeur Radio ...	MATRAS. DESTRAY.
AZAM Guy, élève à l'Ecole Nationale supérieure des Télécommunications	R. RIGAL. P. ABADIE.
BAHLER Willem, Theodoor, Professeur ordinaire à l'Ecole supérieure technique de Delft	MATRAS. R. RIGAL.
Mlle	
BARTOLI Raymonde, Ingénieur E.S.E. à la Sté La Radiotechnique	GANDIN. GASCHI.
MM.	
BATAILLE Maurice, Ingénieur Electronicien à l'O.N.E.R.A.	MATRAS. R. MOREAU.
BAUDRAS-CHARDIGNY Albert, Alfred, Ingénieur Principal des Télécommunications de la France d'Outre-Mer	R. RIGAL. E. HONORÉ.
BRÉLIVET René, Hervé, élève à l'Ecole Nationale de Radiotechnique et d'Electricité appliquée ..	KEVORKIAN. CLOUARD.
BRULEY Maurice, Georges, Marie, Ingénieur E.S.E., Ingénieur de l'Ecole Polytechnique à la Sté L.M.T.	H. RENARD. A. VIOLET.
Chambre de Commerce de Marseille	J. MATRAS. P. DESTRAY.
DELAHAIS Maurice, Louis, Léon, élève à l'Ecole Nle Supérieure des Télécommunications	R. RIGAL. RENAULT.
FORTTEL Serge, élève à l'Ecole Centrale de T.S.F. .	QUINET. CHRÉTIEN.
FRIN Charles, Ingénieur A.M. à la Sté L.M.T. ...	LIZON. REDARD.
GUINOT Michel, Jean, Agent technique radio à la Société T.R.T. (Laboratoire d'études)	DRAILY. LAURENS.
GINDRE Pierre, Gérant de la Société Pierre Gindre et Cie	J. MATRAS. DESTRAY.
MAROUBY Roger, Ingénieur I.E.G. et I.R.G. à la Sté L.M.T.	CABESSA. FIÉVET.
MONNET Jean, Louis, André, Ingénieur I.E.G. à la Sté La Radiotechnique	GANDIN. GASCHI.
NOZIERES Henri, Ingénieur E.S.E., Directeur à la Sté La Radiotechnique	P. BESSON. E. FROMY.

MM.	Présentés par MM.	MM.	Présentés par MM.
PARDIES Jean, Eugène, Gérard, Ingénieur Radio-électricien, assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux	CAU.	SEMACH Jacques, Yves, Ingénieur E.B.P. à la Sté L.M.T.	LIZON.
PIROTTE A.	COMBE d'ALMA.	SEVIN Pierre, Edouard, Ingénieur I.E.G. à la Sté La Radiotechnique	REDARD.
POULLIN Jacques, Ingénieur du Son	QUINET.	SOUBIRAA Pierre, Professeur	GANDIN.
PRADELLE Henri, élève à l'Ecole Centrale de T.S.F.	CHRÉTIEN.	UBERSFELD Alexandre, Ingénieur I.E.N.	GASCHL.
SAMUEL Sergiu, élève à l'Ecole Nle Supérieure des Télécommunications.	J. MATRAS.		J. MATRAS.
SCHOUER Pierre, Jean, Marie, élève à l'Institut Electrotechnique de Grenoble	TESTEMALE.		DESTROY.
	QUINET.		SZEKELY.
	CHRÉTIEN.		
	R. RIGAL.		
	THURIN.		
	J. BENOIT.		
	GRANDSARD.		

DEMANDE D'EMPLOI

0.25. — Ingénieur E.S.E. et Physique générale, 33 ans, 6 années pratique transformateurs et redresseurs au Sélénium, désirant améliorer sa situation, cherche emploi stable et d'avenir, avec responsabilités. Ecrire à la Société qui transmettra.



RELAIS SUBMINIATURES UGON

BREVETÉS S. G. D. G.

- Excitation normale : 6 milliwatts - de 42 à 12.000 ohms
- Pouvoir de coupure : 0,5 A sous 24 V - 1 million d'opérations
- Rapidité, 1 milliseconde sous 6 milliwatts - 0,2 m sc. sous surcharge
- Poids blindé étanche : SIX grammes.

DISPONIBLES

Notice et renseignements :

LE PROTOTYPE MÉCANIQUE - 16 bis, rue Georges-Pitard
Paris-15^e — VAU. 38-03

PUBL. RAPHY

70 ANS D'EXPÉRIENCE A VOTRE SERVICE...

TRANSFORMATEURS
SELS-REDRESSEURS

RÉGULATEUR AUTOMATIQUE DE TENSION
"STABILISTOR"
(Licence C.F.S. Westinghouse)

AMPLIFICATEURS MAGNÉTIQUES
POUR TOUS USAGES
CONTROLE ET RÉGULATION

BARDON

SOCIÉTÉ DE CONSTRUCTION D'APPAREILS BARDON 41, Bd JEAN-JAURÈS, CLICHY, SEINE, PER +43-10