

L'ONDE

40^e ANNÉE - N° 398

M A I 1 9 6 0

P R I X : 4 N F

ÉLECTRIQUE

REVUE MENSUELLE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE des ÉLECTRONICIENS et des RADIOÉLECTRICIENS
ÉDITIONS CHIRON, 40, RUE DE SEINE, PARIS-6^e

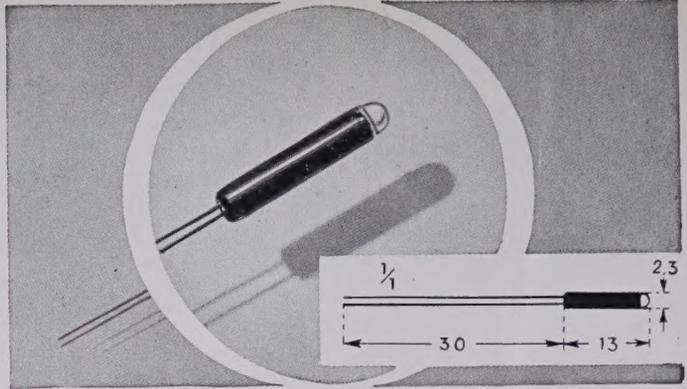
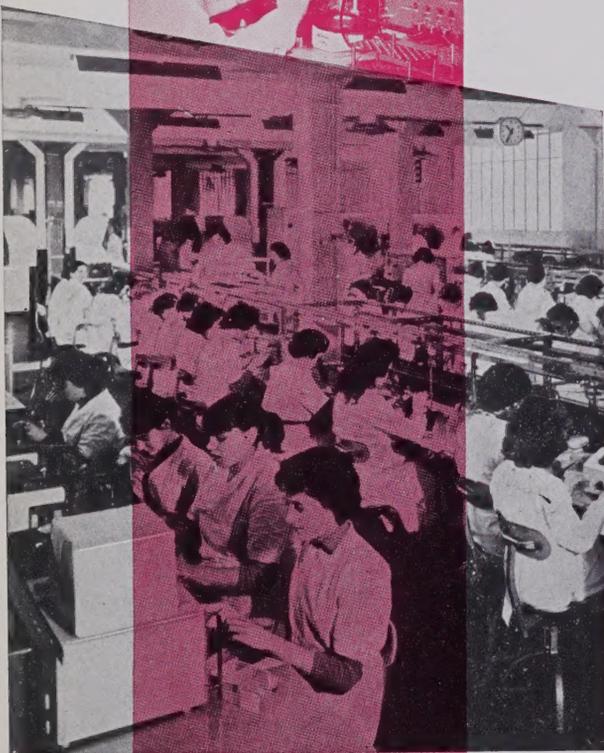
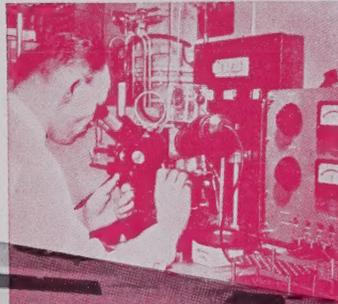
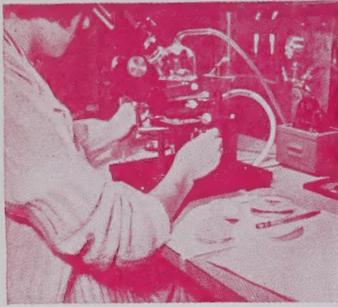


Alimentations stabilisées, à hautes performances pour calculatrices électroniques.
Établissements FONTAINE (Montrouge)

Très hautes précisions de mesure des temps, B. DECAUX. — Radars à modulation de fréquence, H. FAMILIER, B. GINGER. — Radioaltimètre à modulation de fréquence, G. MAYENC. — Radar et phénomène de réflexion des ondes par le sol, R. RICHTER, J. BESSIS, P. CATELLA. — Signa

Photodiodes

S I L I C I U M



TYPES 1F2 - 2F2 - 3F2 - 4F2

Ces photodiodes à grande sensibilité sont utilisables à des températures ambiantes élevées; elles sont symétriques et peuvent être alimentées dans l'un ou l'autre sens ou en alternatif. Elles ont un courant d'obscurité très faible et un temps de réponse de quelques dizaines de microsecondes. Dissipation max. à 25° C : 100 mW. Sensibilité spectrale max. vers $\lambda = 1 \mu$.

| CARACTÉRISTIQUES MOYENNES | 1 F 2 | 2 F 2 | 3 F 2 | 4 F 2 | Unités |
|--|-----------|-----------|-----------|-----------|---------|
| Tension maximale de fonctionnement | ± 50 | ± 40 | ± 30 | ± 20 | volts |
| Tension appliquée pour la mesure | ± 24 | ± 24 | ± 24 | ± 16 | volts |
| Courant d'obscurité à 25° C | $\ll 0,1$ | $\ll 0,1$ | $\ll 0,1$ | $\ll 0,1$ | μ A |
| Courant d'obscurité à 70° C | $\ll 2$ | $\ll 2$ | $\ll 2$ | $\ll 2$ | μ A |
| Courant minimal pour un éclairage (1) de : | | | | | μ A |
| Température ambiante = 25° C | | | | | |
| 100 lux | 1 | 2 | 4 | 8 | μ A |
| 1000 lux | 15 | 30 | 60 | 120 | μ A |
| 10000 lux | 250 | 500 | 1000 | 2000 | μ A |
| Courant pour un éclairage de 10000 lux à 70° C | 300 | 600 | 1200 | 2400 | μ A |

(1) Lampe à incandescence à 2800° K.

Le Département Semiconducteurs de la Compagnie Française Thomson-Houston a déjà mis en service plus de 10 millions de dispositifs.

Vingt-cinq ingénieurs de recherche préparent en permanence la mise en fabrication de nouveaux produits et des chaînes entièrement automatiques augmentent encore le potentiel de production.

AUTRES FABRICATIONS : Diodes à pointe au germanium et au silicium - Diodes à jonction au silicium - Photodiodes au silicium - Eléments redresseurs de toutes puissances au silicium - Diodes Zener - Transistors BF - MF - HF et commutation au germanium et au silicium - Transistors de puissance - Tétrodes.

DÉPARTEMENT SEMICONDUCTEURS

THOMSON  **HOUSTON**

41, RUE DE L'AMIRAL MOUCHEZ - PARIS 13^e
TÉL: PORT-ROYAL 32-74 et 37-00



AGENCE PUBLIDITEC

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XL

MAI 1960

N° 398

Rédaction de l'Onde Électrique :

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse - Malakoff (Seine) - Tél. : ALÉSIA 04-16 - C.C.P. Paris 697-38

Cotisations des Membres de la Société : Voir au verso " Extraits des Statuts "

SOMMAIRE

| | Pages |
|--|---|
| Les très hautes précisions de mesure des fréquences dans la science et la technique | B. DECAUX 363 |
| Sur certains aspects des radars à modulation de fréquence | H. FAMILIER B. GINGER 372 |
| Un aide à la navigation : le radioaltimètre à modulation de fréquence | C. MAYENC 383 |
| Application au radar du phénomène de réflexion des ondes électromagnétiques par le sol | R. RICHTER J. BESSIS P. CAPELLA 392 |
| De l'adaptation du signal N.T.S.C. aux systèmes séquentiels de télévision en couleurs | K. WIRTH 411 |
| Étude de la distorsion linéaire dans un système de transmission de télévision | K. KINOSHITA T. YASUHIRO 415 |
| Vie de la Société | 421 |
| Informations : | |
| Bibliographie | 422 |

Sur notre couverture :

Alimentations stabilisées, transistorisées, à hautes performances, équipant la calculatrice électronique rapide ANTINEA, réalisée par le Département « Machines Electroniques » du C.N.E.T., et destinée plus spécialement à la commande et aux essais de systèmes de commutation électronique à grande capacité.

Ces alimentations ont été construites en série, sur dossier C.N.E.T.-R.M.E., par les Etablissements FONTAINE, spécialistes des problèmes d'alimentations stabilisées pour laboratoires et installations industrielles.

Etablissements FONTAINE, 39, rue Louis-Rolland, Montrouge. Tél. ALÉSIA 02.08.

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

L'Onde Electrique, revue mensuelle publiée par la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens, est éditée par les

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine - PARIS-6^e - Tél. : MÉD. 18-93 - C.C.P. Paris 53-35

Abonnement annuel souscrit directement aux Editions Chiron : France 37 NF — Etranger 41 NF — Ce n° 4 NF

Exclusivité de la Publicité : M. R. DOMENACH - 161, Bd Saint-Germain - Paris-6^e - Tél. : LIT. 79-53

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1960)

M. l'Ingénieur Général André ANGOT.

Président désigné pour 1961

M. le Général de C.A. Jean GUERIN.

Vice-Présidents

MM. G. GOUDET, Directeur du L.C.T.
A. BLANC-LAPIERRE, Directeur de l'Institut d'Etudes Nucléaires de l'Université d'Alger.
H. PORTIER, Directeur des Etudes à l'E.S.E.

Secrétaire Général

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef.

Secrétaires Généraux Adjoins

MM. R. CABESSA, Ingénieur à la Société L.M.T., Directeur de la Division systèmes électroniques « la Société Le Matériel Téléphonique ».
L.J. LIBOIS, Ingénieur des Télécommunications.

Trésorier

M. J.M. MOULON, Ingénieur des Télécommunications.

Secrétaires

Mme Hélène CUBAIN, Ingénieur Contractuelle des Constructions et Armes Navales.
MM. J. DEZOTEUX, Ingénieur des Télécommunications.
M. THUE, Ingénieur des Télécommunications.

SECTIONS D'ÉTUDES

| N° | Dénomination | Président | Secrétaire |
|----|--|--------------------------|---------------------------|
| 1 | Etudes générales. Groupe de mathématiques appliquées à la radioélectricité. | M. ROUBINE | M. BERTEROTTIÈRE |
| 2 | Matériel radioélectrique. | M. GAMET | M. ROBIN M. DELY |
| 3 | Electro-acoustique. | M. DIDIER | MM. BUFFARD R. LEHMANN |
| 4 | Télévision. | M. ANGEL | M. DE THIEULLOY |
| 5 | Hyperfréquences. | M. BERNIER | M. CHARLES |
| 6 | Electronique. | M. GOUDET | M. PICQUENDAR |
| 7 | Documentation. | Cl. LOCHARD | Mme ANGEL |
| 8 | Electronique appliquée. | Ingr. Gl. du G.M. GIBOIN | MM. LARGUIER G. ROTH |
| 9 | Electronique nucléaire. | M. LABEYRIE | M. BENOIT |
| 10 | Formation du Personnel technique. | M. RIVIERE | M. GILABERT |

Rédaction de l'Onde Electrique

M. B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications, *Président du Comité de Rédaction.*

M. L.J. LIBOIS, Ingénieur en chef des Télécommunications, *Rédacteur en Chef de l'Onde Electrique.*

M. F.D. DAYONNET, Ingénieur des Télécommunications.

M. M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE D'ALGER

Président. — M. H. CORBERY, Ingénieur en Chef à l'Electricité et Gaz d'Algérie.

Secrétaire. — M. P. CACHON, Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger.

GRUPE DE L'EST

Président. — M. R. GUILLIEN, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.

Secrétaire. — M. E. GUDEFIN, Assistant à l'E.N.S.E.M.

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, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble.

GRUPE DE MARSEILLE

Président. — M. Th. VOGEL, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

Secrétaire. — M. J. GIRAUD, Ingénieur des Télécommunications.

GRUPE DU NORD

Président. — M. N. SEGARD, Professeur, Directeur de l'I.S.E.N.

Vice-Présidents. — M. R. CARPENTIER, Chef du Centre de Télévision à la R.T.F.

— M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radio-technique.

Secrétaire. — M. N. SCHUTZ, Directeur de la Société Générale d'Electricité et de Radio.

Secrétaire-Adjoint. — M. . BOUVET, Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

EXTRAITS DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS a pour but

1° De contribuer à l'avancement de la radioélectricité et de l'électronique théoriques et pratiques ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent ;

2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Elle tient des Réunions destinées à l'exposition et à la discussion de questions concernant la radioélectricité, l'électronique et tout ce qui s'y rattache.

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

Pour devenir membre titulaire de la Société il faut

Adresser au Président une demande écrite

appuyée par deux membres, non étudiants, de la Société ;

2° Etre agréé par le bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, aura pris l'engagement de verser, pendant cinq années consécutives, une cotisation égale à dix fois la cotisation annuelle, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires verseront une cotisation égale à cinq fois la cotisation annuelle, seront inscrits en qualité de donateurs.

Tous les membres de la Société, sauf les membres d'honneur, paient une cotisation dont le montant est fixé par une décision de l'Assemblée Générale.

Les membres âgés de moins de 25 ans, en cours d'études, pourront, sur leur demande, bénéficier d'une réduction de 50 % sur leur cotisation. Cette

réduction ne leur sera accordée que pendant cinq années au plus.

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

Cette publication leur est adressée gratuitement. Toutefois, les membres résidant à l'étranger devront verser, en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir les frais supplémentaires.

MONTANT DES COTISATIONS

| | |
|--|-----------|
| Particuliers | 25 NF |
| Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études | 12,50 NF |
| Sociétés ou Collectivités | 150 NF |
| | ou 350 NF |
| | ou 750 NF |
| au gré de la Société ou Collectivité. | |
| Particuliers résidant à l'étranger | 25 NF |
| plus frais postaux | 5 NF |

* NDLR. Cette revue est 'Onde Electrique

Changement d'adresse : Joindre 0,5 NF à toute demande

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LES TRÈS HAUTES PRÉCISIONS DE MESURE DES FRÉQUENCES DANS LA SCIENCE ET LA TECHNIQUE, par B. DECAUX, *Ingénieur en Chef des Télécommunications, Centre National d'Etudes des Télécommunications, Département Fréquences*. *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 363 à 371).

Les mesures de fréquences ont gagné 6 décimales en une quarantaine d'années. L'auteur commence par quelques réflexions sur la notion de précision et son utilité pour les recherches scientifiques et les applications pratiques dont il donne des exemples. Il décrit ensuite les divers types d'étalons de fréquence actuels : quartz, étalons atomiques à césium et à ammoniac, et le résultat de leurs comparaisons. Les répercussions des mesures de précision sur la définition de l'unité de temps, sur la détermination et la transmission de l'heure, font l'objet de la dernière partie de la communication.

SUR CERTAINS ASPECTS DES RADARS A MODULATION DE FRÉQUENCE, par H. FAMILIER et B. GINGER, *Laboratoire de Physique Appliquée de Sud-Aviation*. *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 372 à 382).

Les auteurs examinent le problème de la détermination précise de la distance dans le cas des radars modernes à modulation de fréquence.

Le contrôle de la déviation de fréquence de l'onde émise est étudié d'une façon approfondie. Un exemple d'application permet de préciser les ordres de grandeur numériques.

UN AIDE A LA NAVIGATION : LE RADIOALTIMÈTRE A MODULATION DE FRÉQUENCE, par G. MAYENC, *Compagnie Française Thomson-Houston*. *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 383 à 391).

Après avoir rappelé les diverses caractéristiques des Radioaltimètres réalisés jusqu'à ce jour, ainsi que les tendances actuelles dans la mesure des altitudes, l'auteur expose les principes utilisés et donne un aperçu des problèmes théoriques et pratiques que pose la mesure de l'altitude à l'aide d'un radioaltimètre à modulation de fréquence.

Il décrit ensuite un radioaltimètre réalisé par la Compagnie Française Thomson-Houston et présente des courbes d'étalonnage relevées en expérimentation.

APPLICATION AU RADAR DU PHÉNOMÈNE DE RÉFLEXION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PAR LE SOL, par R. RICHTER, *Ingénieur Radio E.S.E.*, J. BESSIS, *Ingénieur E.N.S.A.*, P. CATELLA, *Ingénieur de l'Ecole Polytechnique*. *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 392 à 410).

Cet article a pour but de montrer l'influence du phénomène de réflexion des ondes électromagnétiques par le sol, sur la portée d'une station radar.

Après avoir rappelé dans une première partie, les différents paramètres jouant un rôle important dans le cas d'une réflexion spéculaire et la conséquence sur un diagramme de couverture radar de la variation de ces paramètres, les auteurs ont plus particulièrement étudié, au cours de la seconde partie, la réflexion diffuse et les modifications apportées à ce diagramme au fur et à mesure que les irrégularités croissent.

Pour un radar placé sur un site terrestre, ils sont arrivés à la conclusion suivante : à savoir, que l'on retrouve une portée identique à celle de l'espace libre, lorsque les irrégularités du sol sont très importantes.

DE L'ADAPTATION DU SIGNAL NTSC AUX SYSTÈMES SÉQUENTIELS DE TÉLÉVISION EN COULEURS, par K. WIRTH, *Ingénieur E.T.H.* (Zürich), *Université Laval* (Québec). *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 411 à 414).

Le développement des systèmes séquentiels de reproduction en télévision en couleurs a montré qu'une représentation équilibrée des trois couleurs primaires serait avantageuse. Le système Américain NTSC, qui — par raison de compatibilité avec la télévision monochrome — obéit au principe de la luminosité constante, ne satisfait pas à cette demande. Une analyse mathématique démontre que seul un changement faible est nécessaire pour rendre un signal de couleurs symétrique et compatible.

ÉTUDE DE LA DISTORSION LINÉAIRE DANS UN SYSTÈME DE TRANSMISSION DE TÉLÉVISION, par K. KINOSHITA et T. YASUHIRO, *Laboratoire de Recherches Techniques de N.H.K.* (Japan Broadcasting Corporation). *Onde Electrique* de mai 1960 (pages 415 à 420).

L'auteur montre que, dans une bande limitée, la caractéristique du système de transmission de télévision dont la réponse à une onde carrée présente une distorsion minimale est donnée par une courbe du deuxième degré. Dans le cas pratique, il faut se fixer les variations tolérables d'amplitude et de phase de cette caractéristique.

SUMMARIES OF THE PAPERS

THE GROUND REFLECTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN RELATION TO RADAR, by R. RICHTER, *Ingénieur de l'Ecole Polytechnique*, J. BESSIS, *Ingénieur ENSA.*, P. CATELLA, *Ingénieur de l'Ecole Polytechnique*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 392 to 410).

The purpose of this article is to examine the effect of the ground reflection of electromagnetic waves on the range of a radar station.

After considering, in the first part of the article, the principal factors involved in the process of reflection and the effect of variations in them on radar coverage patterns, the authors have particularly examined, in the second part, scattered reflections and the effects which appear in the coverage patterns as the irregularities increase.

They reach the conclusion that, for ground-based radar, the free-space performance reappears when the ground irregularities have become very substantial.

THE VERY HIGH ACCURACY OF FREQUENCY MEASUREMENTS IN SCIENCE AND TECHNOLOGY, by B. DECAUX, *Ingénieur en Chef des Télécommunications, Centre National d'Etudes des Télécommunications, Département Fréquences*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 363 to 371).

The accuracy of frequency measurements has increased a millionfold in forty years. The writer begins with some comments about the idea of accuracy and its importance in scientific research and in practical applications, giving examples. He then describes the present-day types of frequency standard, crystal standards and caesium and ammonium atomic standards and the result of comparisons between them. The last part of the paper is concerned with the effect of high-precision measurements on the unit of time and on the origination and transmission of time-signals.

ADAPTATION OF THE NTSC SIGNAL TO SEQUENTIAL SYSTEMS IN COLOR TELEVISION, by K. WIRTH, *Ingénieur E.T.H. (Zürich), Université Laval (Québec)*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 411 to 414).

Recently developed sequential reproduction techniques in color television make highly desirable an equal representation of all primary colors. The American NTSC system, which — in order to achieve compatibility with black and white television — obeys the principle of constant luminance, does not satisfy this demand. A mathematical analysis shows that a slight modification of the NTSC standards yields a color signal, which is symmetric as well as compatible.

CONCERNING CERTAIN ASPECTS OF F.M. RADAR, by H. FAMILIER et B. GINGER, *Laboratoire de Physique Appliquée de Sud-Aviation*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 372 to 382).

The authors examine the problem of exact distance-measurements in modern radar installations using frequency-modulation.

The checking of the frequency deviation of the transmitted wave is discussed in detail. A practical example demonstrates the order of magnitudes involved.

A STUDY OF LINEAR DISTORTION IN A TELEVISION TRANSMISSION SYSTEM, by K. KINOSHITA et T. YASUHIRO, *Laboratoire de Recherches Techniques de N.H.K. (Japan Broadcasting Corporation)*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 415 to 420).

The author shows that the characteristic of a television system of limited bandwidth where the response to a signal wave shows minimum distortion takes the form of a square-law curve. In the practical case it is necessary to decide upon the acceptable limits for amplitude and phase variation in that characteristic.

A NAVIGATIONAL AID : AN F.M. RADIO ALTIMETER, by G. MAYENC, *Compagnie Française Thomson-Houston*. *Onde Electrique*, May 1960 (pages 383 to 391).

After describing the various characteristics of existing radio altimeters up to this time, and the present-day trends in the determination of altitude, the author describes the principles involved and examines the practical and theoretical problems which arise in the measurement of altitude using an F.M. radio altimeter.

He then describes a radio altimeter devised by the French Thomson-Houston Company and shows the calibration curves obtained by experiment.

LES TRÈS HAUTES PRÉCISIONS DE MESURE DES FRÉQUENCES DANS LA SCIENCE ET LA TECHNIQUE

PAR

B. DECAUX

*Ingénieur en Chef des Télécommunications
Centre National d'Etudes des Télécommunications
Département Fréquences*

Les plus anciens d'entre nous se souviennent peut-être d'ondemètres portant la plaquette : « Longueurs d'ondes rectifiées 1918 » ou « Etalon 1918 ». Cela résultait de la mise en service de la première méthode d'étalonnage précise basée sur le multivibrateur d'ABRAHAM et BLOCH, réglé sur un diapason libre à 1024. Ce diapason était étalonné lui-même, de façon un peu mystérieuse, avec une précision estimée à 10^{-4} .

A l'heure actuelle tous les grands laboratoires sont capables de mesurer des fréquences à 10^{-10} près. C'est donc 6 décimales qui ont été gagnées pendant une quarantaine d'années. Il n'y a pas d'exemple, je crois, d'une évolution aussi rapide et aussi ample dans les méthodes métrologiques. Je n'ai pas l'intention de vous infliger un historique détaillé de cette aventure, d'ailleurs passionnante pour ceux qui l'ont vécue, mais seulement de vous montrer à quel stade nous sommes arrivés, pourquoi il a fallu s'attacher à ce difficile problème, quelles en sont les répercussions, et comment on a pu le résoudre. De temps en temps à titre d'exemple je reviendrai en arrière pour illustrer, par contraste, le chemin parcouru.

Ce qu'est la précision

Avant d'aborder notre sujet proprement dit, posons-nous une question préalable, un peu insidieuse. Le titre de cet exposé se réfère aux « très hautes précisions ». Qu'est-ce que cela veut dire ? Chacun s'en doute intuitivement, mais... si l'on cherche à approfondir ? Tout est relatif ; dire qu'une précision est « très haute » dépend de la grandeur à mesurer, de la définition de ses limites, de son évolution dans le temps et, bien entendu, du but recherché. Prenons l'exemple d'une mesure de lon-

gueur. Mesurer un mètre étalon au millionième n'est pas une « très » haute précision ; mesurer au millionième une distance de 1 000 km en serait une ; vérifier une cale de 1 cm au millionième deviendrait aussi acrobatique car cela nécessiterait d'apprécier $1/100 \mu$.

Dans les mesures de temps, déterminer un intervalle de l'ordre d'une journée à 1.10^{-10} près revient à apprécier $1/100\ 000$ de seconde, ce que nous faisons couramment. Déterminer avec la même précision un intervalle de 1 seconde exige une sensibilité de 1 dix-milliardième de seconde, ce que nous n'obtenons pas avec sécurité.

La durée nécessaire pour effectuer une mesure peut changer complètement l'aspect de sa précision. Effectuer des mesures quasi-instantanées, pouvant mettre en évidence de petites fluctuations rapides, n'est pas la même chose que de répartir des mesures sur une durée importante où l'on ne prend qu'une valeur moyenne.

La fréquence d'un oscillateur, par exemple, n'est jamais immuable dans le temps ; on doit considérer l'amplitude de ses variations mais aussi l'intervalle de temps pendant lequel on les observe. On peut distinguer la *dérive* moyenne représentant la tendance générale des variations, les *fluctuations* autour de cette dérive, et l'*exactitude*, différence de la fréquence vraie à un instant donné par rapport à la valeur nominale. Il est bien évident que l'intervalle de temps pendant lequel on observe les variations constitue un élément primordial. Pendant quelques instants, la dérive reste négligeable ; pendant quelques heures, on peut l'admettre linéaire ; à longue échéance, il faut tenir compte de sa courbure. Mais souvent l'on n'est pas maître de choisir l'intervalle de mesure si l'on veut atteindre une précision spécifiée ; il faut en effet accumuler un nombre suffisant d'oscillations ; nous en verrons certaines conséquences pratiques.

(¹) Conférence faite à la Société des Radioélectriciens le 12 décembre 1959.

Ces considérations sur la dérive et l'exactitude peuvent prendre également un autre aspect. Les astronomes admettent souvent qu'un garde-temps ait une « marche » importante, c'est-à-dire que sa fréquence ne soit pas exacte et qu'elle ait une dérive, à condition que tout cela soit régulier et extrapolable ; de même les petites fluctuations rapides ne les gênent pas, car ils n'observent que l'intégration de la fréquence à longue échéance. Au contraire les dispositifs de mesures de vitesse d'engins rapides par effet Doppler ne s'inquiètent pas de la dérive lente, mais ne peuvent tolérer les fluctuations à courte période.

Il faut également rappeler que les mesures de très haute précision portent sur l'appréciation de différences très petites entre grandeurs beaucoup plus considérables. La mesure finale, relative ainsi à une quantité minime, peut ne pas être très sensible en elle-même.

Les fréquences et les temps à mesurer s'étendent sur une échelle immense. Des ondes myriamétriques aux hyperfréquences lointaines il y a environ 23 octaves, le rapport entre extrêmes atteignant 10^7 ; en y ajoutant les « basses fréquences » ce rapport atteint 10^{11} . En comparaison, nous savons que les ondes lumineuses n'occupent qu'une octave. En ce qui concerne les temps, entre les durées de l'atomistique et les âges géologiques, c'est peut-être 10^{40} qui représenterait le rapport des extrêmes. Bien entendu nous ne savons mesurer avec grande précision que les grandeurs restant à l'échelle humaine ; je traduirai cette dernière notion en disant que le mètre est à l'échelle humaine, puisque la taille de l'homme est de l'ordre de grandeur de l'unité ; la seconde aussi, puisque la période des battements du cœur est également de l'ordre de grandeur de l'unité. Nous ne concevons facilement que des longueurs et des temps s'exprimant par un nombre restreint de puissances (positives ou négatives) de 10 fois l'unité. Les distances et les durées astronomiques perdent tout sens pour notre esprit tout comme les espaces et les temps intra-atomiques. On peut d'ailleurs se demander si les phénomènes et les lois étudiés à notre échelle peuvent être valablement extrapolés presque à l'infini comme on le fait si allègrement.

Ces considérations nous entraînent peut-être un peu loin. Revenons aux chiffres de précision dont nous allons parler, pour tâcher de nous les représenter pratiquement. Le chiffre qui nous servira de référence c'est $1 \cdot 10^{-10}$; c'est un nombre abstrait, très petit nous semble-t-il, mais comment le sentir concrètement ? Cela correspond à apprécier 1/100 000 de seconde sur un jour ; une horloge stable à 10^{-10} n'a varié au bout d'un an que de 3/1000 de seconde ; si elle était capable de marcher jusqu'en l'an 2300 elle n'aurait à cette époque varié que de 1 seconde. Beaucoup de personnes, dont je suis, conçoivent mieux des distances que des durées. Pour celles-là je soulignerai que 10^{-10} permettrait d'apprécier un kilomètre à 1/10 de micron près, ou encore 4 cm sur une distance de l'ordre de celle de la Terre à la Lune...

L'unité de temps

Arrivé à ce point, on se pose une autre question. Par rapport à quoi évalue-t-on ces précisions ? Quelle est la base de nos mesures ? L'unité de temps : la seconde. Remarquons ici une fois pour toutes que raisonner sur les fréquences ou sur les temps est exactement la même chose, puisqu'une fréquence est l'inverse d'un temps. Donc qu'est-ce que la seconde, et comment est-elle déterminée ?

La loi française du 20 avril 1919, encore en vigueur pour quelques mois répond : « la 86 400^e partie du jour solaire moyen ». Mais malheureusement nous savons à présent que ce jour solaire moyen n'est pas constant, la vitesse de rotation de la Terre subissant des variations saisonnières, séculaires et aléatoires dépassant largement les précisions auxquelles nous prétendons. C'est pourquoi, à la suite de l'Union Astronomique Internationale, le Comité International des Poids et Mesures a adopté en 1956 la définition suivante :

« La fraction $1/31\,556\,925,9747$ de l'année tropique pour 1900 janvier 0 à 12 heures de temps des éphémérides ».

Ce temps des éphémérides est celui qui fait coïncider la position observée des astres (en fait la lune) avec la position calculée.

On pense bien que la détermination d'une telle unité basée sur la révolution de la terre ne peut se faire avec précision qu'après un certain nombre de révolutions. Aussi, bien qu'une première détermination de la seconde des éphémérides ait été effectuée l'an dernier par MARKOWITZ, il faudra 5 ou 10 ans pour avoir une valeur définitive.

Et en attendant ? Les physiciens et les radioélectriciens sont impatients, car il leur faut tout de suite la valeur de la seconde en fonction de laquelle ils expriment leurs fréquences. C'est pourquoi certains ont proposé d'adopter provisoirement une seconde « atomique » basée sur les étalons atomiques de fréquence. Mais la coexistence d'une unité provisoire à côté d'une ancienne est toujours dangereuse, et il faut avoir un étalon indiscutable. Aussi le Comité International des Poids et Mesures a-t-il créé en 1957 un Comité Consultatif pour la Définition de la Seconde qui étudie ce grave problème.

Le temps possède, par rapport aux autres grandeurs physiques, une particularité (entre autres) ; il ne suffit pas de définir son unité, il faut lui définir une origine. Il ne suffit pas d'avoir le moyen de mesurer des intervalles de temps, c'est-à-dire des fréquences, il faut encore les rattacher à une chronologie, et seul le mouvement des astres peut nous le fournir. C'est le problème de l'heure.

En pratique l'heure est raccordée au temps solaire moyen. Le Temps Universel TU_0 est, par convention, le temps civil du méridien de Greenwich ⁽²⁾. En éliminant l'influence des déplacements du pôle, on définit un Temps Universel Uniforme Provisoire

⁽²⁾ La trop célèbre expression GMT doit être prohibée comme le rappelle depuis 30 ans l'Union Astronomique Internationale, ne serait-ce que parce que le temps moyen se compte de midi à midi et non de minuit à minuit.

TU₁ ; en éliminant également les variations saisonnières de la durée du jour, on arrive au Temps Universel Uniforme Provisoire TU₂. C'est lui que nous utilisons maintenant pour toutes les opérations horaires. Le Bureau International de l'Heure, dont le siège est l'Observatoire de Paris, publie à l'avance les corrections extrapolées permettant de passer d'un temps à l'autre.

On peut signaler que les horloges astronomiques peuvent sans inconvénient ne pas marquer l'heure exacte ; ce qui importe, c'est de connaître avec précision les corrections permettant de reconstituer l'heure exacte. De même nos étalons de fréquence, en général, n'ont pas vraiment la fréquence nominale prévue, mais nous en connaissons les corrections. Un garde-temps ou un oscillateur étalon doit être réglé le moins souvent possible, car sa stabilité en souffrirait. Bien entendu un émetteur de fréquences étalon, ou l'horloge parlante doivent être remis à l'heure, mais alors ce ne sont plus des étalons de base.

Réfléchir à l'unité de temps nous amène à réfléchir plus loin encore. En voyant la difficulté rencontrée pour définir convenablement cette unité, on peut se demander finalement : qu'est-ce que le Temps ? Une phrase de Saint Augustin est souvent citée à ce propos : « Si nul ne me le demande, je le sais ; si je cherche à l'expliquer quand on me le demande, je ne le sais pas ». Reconnaissons humblement que c'est le cas pour la plupart de nos connaissances profondes. Mais c'est peut-être plus marqué pour le Temps car ses aspects sont aussi divers que les domaines où il intervient : astronomie, mécanique rationnelle, physique, biologie, psychologie, philosophie, métaphysique, vie de tous les jours... Concevoir le Temps en soi est bien troublant ; il ne se sépare pas de l'Espace et de la Matière et nous n'en percevons que les conséquences. Et en dehors du Temps comme de l'Espace, c'est l'Eternité.

Remarquons que le Temps se manifeste sous deux formes dont nous retrouvons la trace partout, aussi bien dans la nature que dans nos procédés de mesures : la *durée*, la *période* des rythmes. La durée, écoulement continu du temps, déroulement d'événements successifs, c'est la chronologie. Les périodes, ce sont tous les intervalles de temps récurrents plus ou moins réguliers que l'on rencontre aussi bien dans les vibrations atomiques que dans les rythmes biologiques ou dans les révolutions planétaires. Des intervalles de temps cumulés conduisent à une durée, c'est ainsi que fonctionnent nos garde-temps ; dès maintenant soulignons que les petites erreurs sur les fréquences, cumulées, peuvent amener des divergences très appréciables dans les durées. C'est encore une des particularités du temps, comme son irréversibilité.

Nécessité des très hautes précisions

Revenons sur la notion même de très hautes précisions ; une objection très courante se présente à nous : à quoi cela sert-il ? Les métrologistes donnent à beaucoup de gens l'impression de se complaire dans une cascade de décimales, sans utilité pratique. Remarquons tout d'abord que

l'amélioration des méthodes de mesure est de plus en plus la condition même du progrès scientifique. Les théories ne suffisent pas en elles-mêmes, il faut les vérifier ; d'ailleurs bien souvent la théorie fait suite, pour l'expliquer, à l'expérience. Or, plus la science avance et plus les phénomènes à découvrir deviennent fins, et plus les instruments de mesures doivent être sensibles. En retour, l'exploitation de ces mesures amène à des progrès dans les phénomènes observés ; c'est une chaîne réactive continue.

Que d'exemples viennent à l'esprit, de découvertes dues presque uniquement à des mesures d'une finesse extrême !

C'est le radium par des mesures électrométriques — C'est l'eau lourde, par des mesures de densité — C'est la spectroscopie hertziennne, par des mesures de fréquences — C'est la variation de la durée de jour, par des mesures de temps. Tout cela justifie l'opinion, exprimée récemment par le Directeur du National Bureau of Standards, que le potentiel scientifique des nations peut se caractériser par l'importance de leurs instituts de mesures précises. Prenons garde au niveau de la France dans ce domaine...

Mais il y a des arguments beaucoup plus concrets, beaucoup plus pratiques, pour souligner l'importance des mesures très précises. Ce sont les applications, innombrables, de ces mesures tant dans les domaines scientifiques que dans les techniques les plus courantes. Les spécialistes en savent quelque chose, et aux prix de quelles difficultés ! Mais les usagers l'ignorent totalement. Les journalistes ont relaté avec ironie, il y a quelques années, que l'Union Astronomique avait modifié la durée de la seconde de 10^{-8} (c'était d'ailleurs une interprétation erronée) ; mais se doutaient-ils en voyageant en avion que les dispositifs de radio-navigation nécessitent des stabilités de fréquence instantanées à 10^{-9} près pour que les lignes équiphasés gardent leur position ? Quand nous téléphonons au loin par l'intermédiaire de courants porteurs, pensons-nous que leurs oscillateurs sont réglés à 10^{-8} près pour que restent correctes les fréquences reconstituées après suppression de la porteuse ? Passons donc en revue quelques-unes de telles applications.

Applications des mesures précises

Les applications scientifiques sont évidentes car dans combien de mesures scientifiques le temps n'intervient-il pas plus ou moins ? Mais, en outre, on a depuis longtemps remarqué que les mesures de temps, et surtout de fréquence, sont les plus précises et les plus simples ; aussi cherche-t-on souvent à transposer une mesure des plus statiques en une mesure de fréquence.

Quelques exemples — Un champ magnétique continu se mesurait autrefois par les oscillations d'une aiguille aimantée : mesure de fréquence. La méthode la plus moderne (et la plus précise) consiste à déterminer dans ce champ une résonance paramagnétique : mesure de fréquence — La vitesse de la lumière se détermine depuis FOUCAULT et FIZEAU par le découpage périodique de la lumière et l'effet



FIG. 1. — Telluromètre. (Photo Institut Géographique National)

stroboscopique produit par l'aller et retour de ces découpages : mesure de fréquence. La méthode moderne (ANDERSON, BERGSTRAND) produit le découpage par modulation au moyen d'un quartz : toujours mesure de fréquence. Les récents travaux d'ESSEN, de BOL, de ZACHARIAS, sur la vitesse des ondes dans une cavité résonnante sont basés directement sur une mesure de fréquence, conjuguée avec celle de la longueur d'onde. — Il suffit aussi d'énumérer les innombrables applications de l'effet Doppler : vitesse des satellites artificiels, vitesse radiale des étoiles et galaxies (par le déplacement des raies lumineuses ou de la raie de 21 cm de l'hydrogène), échos radar sur la lune (prouvant que la réflexion a lieu sur un corps extra-terrestre), décalage des fréquences étalon dans l'ionosphère, etc. — Rappellerai-je que c'est grâce à l'emploi d'horloges très stables que STOYKO en France et SCHEIBE en Allemagne ont pu mettre en évidence les irrégularités saisonnières de la rotation de la terre ? — Les déterminations absolues de pesanteur s'effectuent soit par des pendules : mesures de fréquence, soit par l'observation d'une chute d'un corps éclairé par des étincelles périodiques : mesures de fréquence. — Enfin le moment n'est pas loin où l'on entreprendra la vérification des modifications relativistes du temps. Plusieurs projets sont en cours pour l'envoi d'horloges atomiques dans des satellites artificiels dans le but d'étudier l'influence, sur leur fréquence, de la vitesse et de la gravité. Rien que les mouvements de la terre et la masse du soleil agiraient. Tout cela se chiffre par des décalages de 10^{-12} à 10^{-11} .

Les techniques les plus diverses font maintenant appel à des mesures de fréquence de précisions sans cesse croissantes. Citons d'abord celles qui ne sont que l'application des déterminations scientifiques indiquées plus haut. L'une des plus importantes est la mesure directe des distances par la durée de trajet d'une onde : géodimètre de BERGSTRAND à lumière modulée, HIRAN d'ASLAKSON dérivé du radar, telluromètre de WADLEY à hyperfréquences modulées. La trilatération se superpose ainsi à la triangulation avec une précision approchant de 10^{-6} . J'ai parlé de l'effet Doppler dans les recherches scientifiques, mais comment n'en pas parler dans toutes les techniques radar pour la détermination des vitesses, des avions jusqu'aux luniks ? Le radar d'ailleurs sous toutes ses formes (y compris le sondage ultrasonore) est, on le sait, basé sur des mesures de temps. Les transmissions synchrones, les transmissions codées, les télémesures, font également appel à des fréquences stables et à des aiguillages de fréquence. Et nous avons déjà cité la radionavigation et les courants porteurs. Terminons ces quelques exemples en rappelant que de nombreux émetteurs de radiodiffusion sont stables à quelques 10^{-9} près.

Nous disions il y a un instant que la précision des mesures engendrait le progrès scientifique. Il en est de même pour le progrès technique. On le sait bien en mécanique, mais c'est vrai partout. Cependant certains diront que chercher des précisions de l'ordre de 10^{-10} est du luxe car aucune application pratique n'exige une telle précision. C'est presque vrai pour le moment, mais nous avons déjà entendu dire cela la première fois que nous avons atteint une précision de 10^{-6} ; or, maintenant ce chiffre de 10^{-6} est obtenu dans n'importe quelle usine construisant des émetteurs. De plus les laboratoires chargés de vérifier les appareils pratiques doivent toujours « tenir » une ou deux décimales de plus que ces appareils. Enfin n'oublions pas que la technique évolue très vite et qu'il faut préparer l'avenir. Quand on a vu des locomotives de la SNCF dépasser 300 km/h, on a pu penser que c'était seulement un exploit sportif ; mais de telles expériences ont permis d'améliorer le matériel et de pousser notablement la vitesse des trains quotidiens. Quand nous nous réjouissons de voir deux étalons atomiques enfin d'accord à 10^{-10} près, ce n'est pas une joie purement spéculative ; dans 5 ans ou dans 10 ans, des réseaux de navigation aérienne ou spatiale, fonctionneront journalièrement avec une précision de cet ordre, et l'on trouvera cela alors tout naturel !

Étalons de fréquence

Après avoir vu pourquoi il faut des précisions extrêmes dans les mesures de fréquence et de temps, voyons maintenant comment on y arrive. Tout d'abord examinons les étalons de fréquence, ou les garde-temps, qui servent de base à toutes les déterminations. Ce sont naturellement eux qui ont bénéficié des plus grands soins, mais n'oublions pas que le progrès procède par étapes alternées, comme dans le fameux problème du canon et de la cuirasse ; un progrès dans les étalons nécessite un progrès dans les méthodes de comparaison ; celle-ci devenues

plus sensibles permettent d'améliorer les étalons, et ainsi de suite. Dans l'ascension des 6 décimales citée au début de cet exposé, on peut indiquer les 4 grandes étapes suivantes : avant 1920 : diapason libre ; ensuite diapason entretenu ; vers 1925-1930 apparition des quartz ; en 1940 ils restaient seuls en course ; 1950 a vu le développement des étalons atomiques. Chacune de ces étapes peut se schématiser par des ordres de précisions croissants : 10^{-4} , 10^{-6} , 10^{-8} , 10^{-10} .

ETALONS A QUARTZ

Où en sommes-nous maintenant ? Les quartz n'ont pas été relégués au musée par les étalons atomiques, loin de là ; ils jouent maintenant réellement le rôle de garde-temps assurant la continuité à

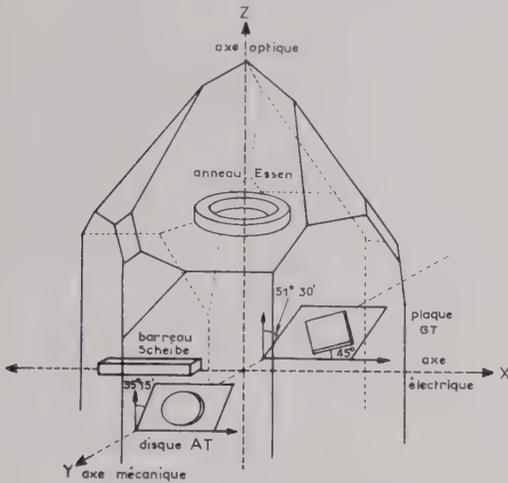


FIG. 2. — Tailles de quartz étalons

côté d'étalons atomiques, à usage intermittent et constituant en réalité des repères de fréquence. Il faut donc hausser la qualité des quartz au voisinage de celle des nouveaux étalons. Cela s'obtient par des tailles nouvelles et par des circuits nouveaux. Taille nouvelle le disque AT transformé en lentille, sur des fréquences de 1 à 5 MHz, étudié aux Etats-Unis, en URSS, en France, dont les surtensions dépassent $20 \cdot 10^6$ à la température ambiante et $50 \cdot 10^6$ dans l'hélium liquide. Les barreaux à 100 kHz se défendent d'ailleurs ; en particulier les travaux de SCHEIBE et de ses successeurs les ont largement améliorés. Circuit nouveau le quartz résonateur avec oscillateur asservi (modulation — signal d'erreur — servo-mécanisme), comme l'étalon MARCONI. De tels appareils, de même que celui qui pilote WWV, présentent des variations d'un jour à l'autre d'à peine 10^{-10} . Circuit nouveau également l'horloge à quartz à transistors, dont nous exposons un exemplaire en fonctionnement à la Société de Physique en 1958. Certains modèles industriels dont la stabilité dépasse 10^{-9} n'ont guère que 15 cm de côté et 30 cm de long.

ETALONS ATOMIQUES

Mais les quartz, malgré nouvelles tailles et basses températures, ont un défaut grave : leur dérive. Elle est certes inférieure à 10^{-9} par mois pour les meilleurs ; elle reste cependant un peu imprévisible. C'est une des raisons du succès des étalons atomiques de fréquence ⁽³⁾. M. GOUDET nous en a exposé de façon magistrale, il y a deux ans, les principes : jets atomiques de césium, masers à ammoniac, pompage optique. Je voudrais aujourd'hui rappeler seulement ces principes et montrer comment ils sont appliqués à l'heure actuelle.

Le césium présente une fréquence de 9 192 631,83 kHz pour la transition $F_m(3,0) \leftrightarrow (4,0)$ dans un champ nul. Un jet d'atomes produits par un petit four passe successivement dans deux entrefers d'aimants, qui les trient d'après leur moment magnétique, avant d'atteindre un détecteur. Entre les

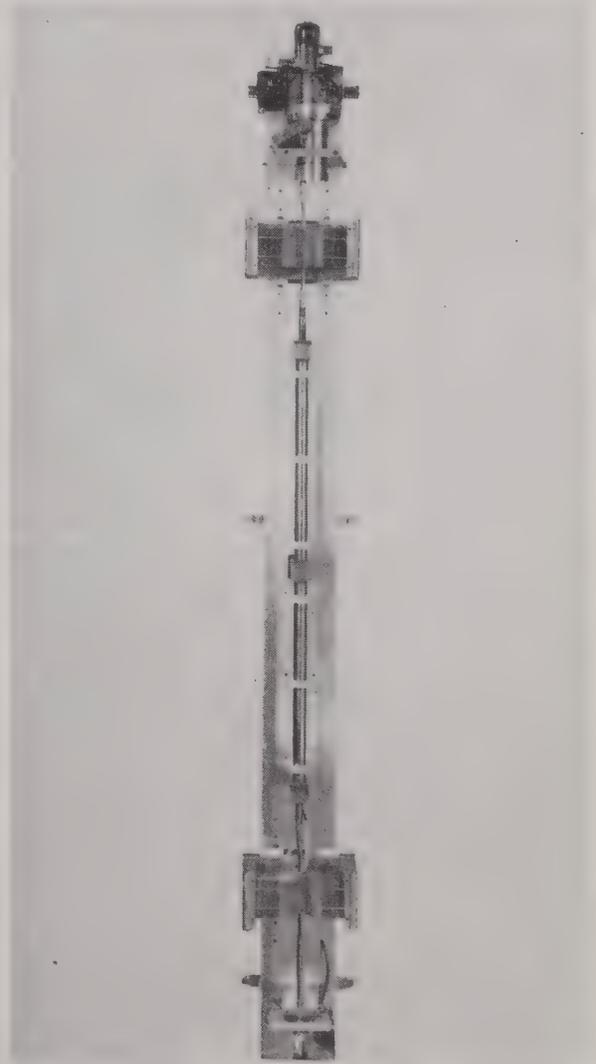


FIG. 3. — Tube à jet atomique de césium d'un Atomichron (Photo National Company Inc.)

⁽³⁾ Il est bien entendu que le terme « atomiques » couvre aussi les étalons moléculaires.

groupes d'aimants se trouvent deux cavités résonnantes excitées en phase par une hyperfréquence à la résonance, en présence d'un faible champ magnétique continu perpendiculaire au jet. Utilisé en résonateur cet appareil a permis à ESSEN et PARRY au National Physical Laboratory d'obtenir de remarquables résultats. Il en existe également aux États-Unis, au Canada, en Suisse, en URSS ; d'autres sont en construction en France, en Allemagne, en Italie, au Japon. La sensibilité dépend de l'écartement des cavités ; la surtension équivalente peut dépasser $50 \cdot 10^6$. Une cause d'imprécision réside dans la dyssymétrie de la courbe de résonance ; pour y remédier ESSEN et PARRY utilisent un pont hyperfréquence permettant de juger de la concordance de phase des cavités⁽⁴⁾. Au total les déterminations se font à quelques 10^{-11} près.

La National Cy américaine a réalisé en série un appareil d'exploitation à jet de césium, l'atomichron, comportant un oscillateur à quartz à 5 MHz asservi à la fréquence du césium. L'hyperfréquence alimentant les cavités, obtenue par synthèse à partir du quartz, est modulée en fréquence ; le courant détecté est comparé en phase au courant modulant, et un servomécanisme règle automatiquement le quartz. L'appareil comporte un blindage magnétique ; le vide est maintenu statiquement dans un tube scellé pendant quelques milliers d'heures. Le tout a la forme classique des bâtis électroniques, et le maniement ne nécessite aucune compétence particulière ; il en existe plusieurs dizaines en service.

Le pompage optique emploie aussi une résonance atomique, mais sans jet, dans une cellule de petites dimensions. Le principe, étudié depuis bientôt dix ans par A. KASTLER à l'École Normale Supérieure, repose sur la création d'inégalités de populations entre sous-niveaux Zeeman, par éclairage en lumière polarisée de raies spectrales, et en présence d'un champ magnétique continu. Un champ hyperfréquence égalise les sous-niveaux par résonance magnétique, et modifie la lumière absorbée ou émise ; la résonance hyperfréquence peut être également détectée. Un gaz « tampon » mélangé à la vapeur utilisée permet de réduire le libre parcours moyen et par conséquent l'effet Doppler ; mais la présence du gaz peut déplacer les raies. Les atomes choisis sont ceux du sodium (1 771 626,2 kHz) du rubidium 87 (6 834 680 kHz), du césium ; les gaz tampons sont l'hydrogène, l'hélium, le néon, l'argon, etc. Ces phénomènes donnent lieu à des travaux considérables dans divers pays ; un colloque tenu à Paris il y a dix-huit mois en a montré l'importance.

Ce qu'il faut en retenir, c'est la possibilité de réaliser des étalons relativement simples, de dimensions réduites (un appareil industriel aurait comme encombrement $20 \times 20 \times 50$ cm) et de très haute précision. En effet les raies de résonance peuvent être extrêmement étroites, quelques hertz ou quel-

ques dizaines de hertz, au lieu de plusieurs centaines, ce qui correspond à des surtensions dépassant confortablement $100 \cdot 10^6$.

Les masers à ammoniac sont des générateurs de courant. Les molécules passent en jet dans un long ensemble d'électrodes à haute tension qui les concentrent et les trie d'après leur orientation ; elles pénètrent dans une cavité résonnante où elles s'inversent en cédant leur énergie. La fréquence des ondes ainsi produites est de 23 870 129 kHz pour la raie (3,3) ; elles sont très pures. Leur puissance est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-10}$ W. Il existe des masers en de très nombreux pays et beaucoup de perfectionnement leur ont été apportés. Les premiers modèles avaient deux points faibles : 1) la trop grande influence de l'accord de la cavité ; 2) la trop grande influence de la tension des électrodes et de l'intensité du jet, due à la multiplicité de la raie (3,3). Tout cela concourt à gêner la stabilité et la reproductibilité des phénomènes (par exemple un certain maser, cependant stable à 10^{-10} près, a varié de 10^{-8} après un simple démontage et remontage). Pour réduire l'influence de la cavité, l'équipe du Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères a utilisé des cavités couplées, à faible variation de phase. Au Japon, SHIMODA étudie des cavités à compensation. D'autres systèmes sont en cours de recherche : masers à cavités successives, masers à double faisceau, masers à césium etc. La multiplicité de la raie, causée par l'interaction quadrupolaire du noyau d'azote 14 peut s'éliminer par l'emploi, soit de la raie (3,2) de $N^{14}H_3$, soit de la raie (3,3) de $N^{15}H_3$, qui en sont exemptes. SHIMODA a choisi la première solution malgré la faible intensité de la raie (3,2) dont la fréquence est de 22 834 185 kHz. Les Suisses, après avoir essayé cette méthode, ont adopté celle de l'azote 15, dont la fréquence est de 22 789 422 kHz ; mais cette solution est fort coûteuse : l'ammoniac $N^{15}H_3$ coûte 400 \$ le gramme, et il faut le récupérer. On a aussi envisagé d'asservir un maser à un résonateur à césium à la place du quartz utilisé dans les cas habituels. Des réalisations industrielles de masers commencent à voir le jour ; par exemple un grand ensemble suisse a figuré à l'Exposition de Bruxelles ; l'Université de Tokyo a fait construire un maser d'exploitation pour l'Observatoire de Mitaka. Il en existe également en URSS. Récemment on a annoncé en Grande-Bretagne et aux États-Unis la construction de masers scellés régénérables dont le volume total y compris le démultiplicateur de fréquence ne serait que de 30 dm^3 .

Citons une extension des masers qui ne semble guère sortie des études préliminaires, mais peut conduire à d'intéressants développements ; il s'agit de masers dans le domaine des ondes infrarouges et lumineuses (TOWNES et SHALOW). La cavité est constituée par un petit volume à parois très réfléchissantes, dérivé par exemple d'un étalon FABRY-PÉROT. La lumière issue d'un tel appareil est extrêmement monochromatique et cohérente, avec un résidu de lumière ordinaire.

L'intercomparaison des divers étalons atomiques constitue un très important problème. Elle permet

(4) Récemment ils ont expérimenté un résonateur de 5 m de long, dans lequel les cavités sont espacées de 2,75 m. La surtension équivalente est alors de $180 \cdot 10^6$.

de juger leurs mérites respectifs ; c'est le seul moyen de connaître véritablement la précision que l'on peut en attendre. Elle a été recommandée par le Comité Consultatif pour la Définition de la Seconde et par l'URSI.

Pierce entreprit en 1957 la première comparaison des atomichrons américains avec le résonateur du N.P.L., par l'intermédiaire de l'émission GBR de Rugby sur 16 kHz. Puis deux atomichrons furent expédiés au N.P.L. et comparés directement au résonateur. Poursuivies pendant l'année 1958 les mesures ont donné les résultats globaux suivants : accord entre atomichrons à quelques 10^{-11} près ; différences entre les atomichrons et le résonateur de 2 à $3 \cdot 10^{-10}$ diminuant avec le temps et s'annulant en fin d'année. Le L.S.R.H. a effectué, en local, la comparaison de son résonateur au césium et de son maser ; il serait d'accord à 10^{-10} près. Dans certains laboratoires disposant de plusieurs exemplaires d'étalons on a fait battre entre eux soit deux atomichrons soit deux masers. La stabilité relative était de l'ordre de quelques 10^{-12} pendant des durées de l'ordre d'une heure.

Quelques mots maintenant sur l'état des recherches en France. Le C.N.R.S. a créé un « Laboratoire de l'Horloge Atomique » sous la présidence d'A. DANJON, directeur de l'Observatoire de Paris. Ce Laboratoire qui aura plus tard des bâtiments spéciaux à Besançon, a actuellement un pôle d'activité à l'École Normale Supérieure sous les directives d'A. KASTLER (jets atomiques et pompage optique) et un autre à l'Université de Besançon sous celles de J. UEBERSFELD (masers). Des exemplaires de tous les appareils réalisés doivent aboutir, pour la mise au point et les comparaisons, à Bagnex, où mon service dispose d'un bâtiment spécialement aménagé pour tous les étalons atomiques.

Dès 1957 le C.N.E.T. avait fait l'acquisition d'un atomichron que nous utilisons depuis deux ans avec d'excellents résultats. Nous lui comparons chaque jour tous nos étalons à quartz et l'un de ceux de l'Observatoire de Paris par l'intermédiaire d'une ligne directe. De plus, comme nous le verrons plus loin, la comparaison par radio avec le N.P.L. nous raccorde aux autres étalons atomiques, et nous avons maintenant la possibilité d'étudier l'évolution des nôtres. Enfin notre émetteur de fréquences étalon FFH se trouve ainsi réglé sur un étalon atomique, suivant les prescriptions du C.C.I.R. D'ailleurs si cela n'était pas si dispendieux, nous pourrions piloter directement l'émetteur par l'atomichron.

Le premier résonateur à césium étudié par l'E.N.S. et dont les pièces ont été construites dans l'industrie est en cours de montage à Bagnex depuis plusieurs mois. Progressivement sont surmontées les difficultés de tenue du vide, de mesure des infimes courants ioniques, etc. Les premiers essais de fonctionnement réel sont imminents ; l'appareillage de génération des hyperfréquences est prêt. A. KASTLER a obtenu à l'E.N.S. de très remarquables résultats avec une cellule à césium gazeux avec pompage optique. Les études entreprises à Besançon avancent également ; un premier maser est en cours de montage avec l'aide du Centre Technique de l'Horlogerie

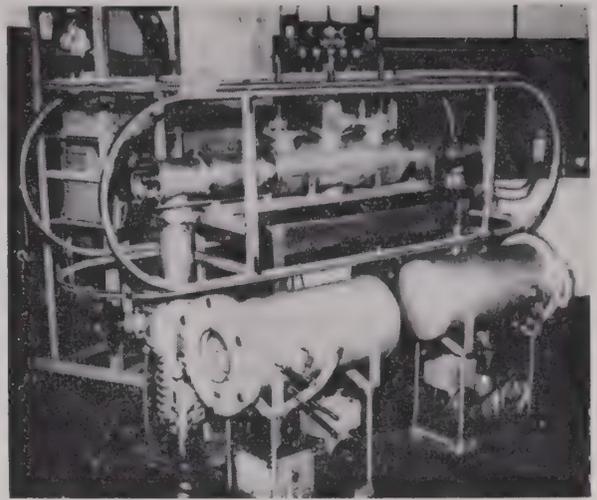


FIG. 4 — Résonateur à jet atomique de césium du C.N. R.S. en cours de montage au Département Fréquences du C.N.E.T. à Bagnex.

et l'Institut de Chronométrie et de Micromécanique. Souhaitons que cet ensemble de recherches reçoive tous les moyens qui lui sont nécessaires.

Détermination du temps

Puisque nous sommes capables de conserver la fréquence avec une extrême stabilité grâce aux quartz en liaison avec les étalons atomiques, il est naturellement nécessaire de déterminer avec précision suffisante l'unité de temps pendant laquelle nous comptons leurs oscillations ; c'est le travail des astronomes, qui leur donne beaucoup de soucis. L'observation des astres a bénéficié récemment d'importants progrès. La lunette méridienne vieille de 250 ans cède la place à deux successeurs principaux. Dans la lunette zénithale photographique, quasi automatique, la plaque suit le mouvement de l'image de l'étoile réfléchié dans un bain de mercure. Cette lunette est très précise mais coûteuse et compliquée ; elle nécessite un catalogue d'étoiles spécial pour chaque observatoire. L'astrolabe impersonnel DANJON, construit par l'O.P.L., est un instrument beaucoup plus simple et élégant. On y observe les passages de l'étoile par deux hauteurs égales, grâce à un système prisme-bain de mercure. De nombreux observatoires étrangers ont adopté cet appareil. La précision des déterminations de temps atteint désormais environ 2 ms, soit dix fois mieux qu'avec la lunette méridienne. Pour déterminer le temps des Ephémérides, on mesure la position relative de la lune et des étoiles ; W. MARKOWITZ a réalisé pour cet usage une chambre photographique originale. Remarquons que tous ces instruments utilisent des moteurs synchrones alimentés par des oscillateurs étalons.

Transmission des fréquences et de l'heure

Des fêtes commémoratives sont prévues pour l'an prochain à l'occasion du cinquantenaire des émissions régulières de signaux horaires radiotélégraphiques par la Tour Eiffel. Cette méthode de

transport de l'heure s'est dès le début affirmée comme primordiale ; navigateurs, explorateurs et géodésiens ne peuvent plus s'en passer. Avec l'amélioration de leurs propres techniques, ils deviennent de plus en plus exigeants sur la précision. Les signaux proviennent maintenant d'horloges à quartz, la réception s'effectue sur des oscillographes cathodiques en liaison avec des chronomètres électriques. En local, des mesures à la microseconde près sont courantes. Mais la propagation des ondes se charge de réduire sérieusement cette précision. La durée du trajet en effet, ou si l'on aime mieux la vitesse apparente de propagation sur ondes décamétriques, varie avec les circonstances dans des proportions telles que parfois on hésite sur la milliseconde. Les ondes myriamétriques présentent une bien meilleure stabilité, mais alors la constante de temps des circuits amollit le début des signaux. Pour les déterminations de haute précision on doit donc prendre de grandes précautions, et... beaucoup de moyennes. Le Bureau International de l'Heure enregistre quotidiennement près de 250 émissions horaires.

Pour nous radioélectriciens, les signaux horaires servent à la comparaison des fréquences en déterminant leur avance ou leur retard pendant une durée connue. Mais on a prévu aussi la transmission directe de fréquences étalon. Vous savez qu'il existe un réseau mondial de stations spécialisées sur ondes décamétrique dont l'ancêtre et prototype est Washington WWV ; il en existe maintenant une quinzaine. De plus un certain nombre de stations à ondes kilométriques et myriamétriques s'ajoutent à elles. Les fréquences porteuses ont une précision de l'ordre de 10^{-9} et les signaux horaires superposés sont réguliers, au départ, à la microseconde près. Depuis 3 ans un petit émetteur de ce genre fonctionne à Bagnaux sous l'indicatif FFH sur 2,5 MHz le mardi et le vendredi pendant le jour ; tout son programme horaire (les modulations, les signaux horaires, et même l'indicatif) est commandé par une cascade de tubes compteurs dékatrons.

Si la propagation est régulière, par exemple sur ondes myriamétriques, on peut utiliser la phase des courants transmis comme repère de temps. Ce repère est même presque trop précis et pour numérotter les cycles successifs on étudie des systèmes spéciaux tels que des battements entre fréquences voisines. C'est par l'enregistrement continu de la phase de l'émetteur GBR sur 16 kHz que Pierce a pu comparer les atomichrons avec le résonateur du N.P.L. C'est également par cette méthode que nous effectuons la même comparaison. On enregistre en permanence la différence de phase entre GBR et l'un de nos quartz (démultiplié) ; la variation de la phase en fonction du temps donne la différence de fréquence ; en quelques heures on apprécie facilement 1.10^{-10} . Notre quartz est mesuré chaque jour par rapport à l'atomichron ; le N.P.L. mesure de même la fréquence de l'émetteur MSF 60 kHz (dont le quartz pilote aussi GBR) par rapport au résonateur à césium. Cependant l'émission de GBR est télégraphique, de type A_1 ; le phasemètre enregistreur doit donc garder, entre les signaux, la mémoire de la phase du signal précédent. En fait

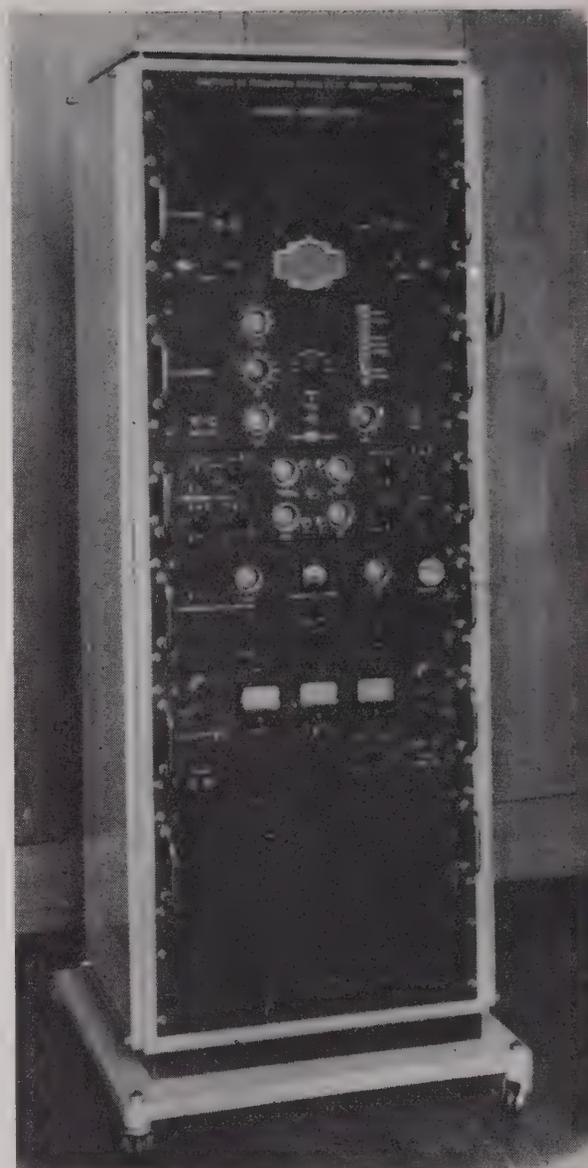


FIG. 5. — Bâti de commande de l'émetteur FFH de fréquences étalon et de signaux horaires, à Bagnaux.

un petit servomécanisme, commandé par le détecteur de phase, maintient en concordance un déphaseur local (qui reste immobile entre signaux) dont on enregistre la position. On compense également, par un autre déphaseur rotatif, l'écart global entre GBR et notre quartz, pour le ramener entre les limites mesurables.

L'enregistrement de la phase montre des variations dues à la propagation surtout au lever et au coucher du soleil ; aussi nous n'utilisons que des mesures de nuit. Les mesures, poursuivies sporadiquement depuis le mois de mars et journalièrement depuis quatre mois, montrent une différence moyenne Bagnaux-Teddington d'environ -3.10^{-10} au printemps ; en septembre de $+3.10^{-10}$, en octobre de $+0,8.10^{-10}$, en novembre de -4.10^{-10} (en réalité au cours du mois la différence est descendue de 0 à -8 et remontée à 0). L'écart quadratique moyen est de 2 à 3.10^{-10} .

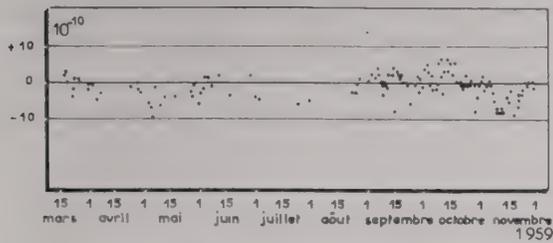


Fig. 5. — Écarts de fréquence entre l'Atomichron du C.N.E.T. et le résonateur à césium du National Physical Laboratory.

L'intérêt des ondes myriamétriques pour les comparaisons de temps, de fréquence et de phase est tel que la Conférence des Radiocommunications qui se tient à Genève a prévu, sur la recommandation du C.C.I.R., des fréquences spéciales nouvelles pour les fréquences étalon, en particulier 20 kHz. Une station spéciale utilisant cette fréquence est projetée aux Etats-Unis. Mais déjà depuis quelques jours la station NBA de Balboa (Canal de Panama) effectue un service continu de signaux horaires avec une fréquence de 18 kHz dont la stabilité est meilleure que $3 \cdot 10^{-10}$.

Mesures pratiques

Finalement toutes les opérations dont nous venons de parler doivent aboutir à des mesures pratiques de fréquences ou de temps. La généralisation des compteurs électroniques en a rendu l'exécution extrêmement simple, même pour de très hautes précisions et on en trouve qui impriment directement les résultats. Les compteurs capable d'apprécier 1 μ s ou même 0,1 μ s sont devenus courants ; les bases de temps intérieures, ou au besoin un étalon extérieur, sont très stables. Cependant de tels appareils ne s'accrochent que de courants ou d'impulsions « propres » ; souvent donc on leur fait mesurer en réalité un oscillateur auxiliaire réglable, ou des impulsions locales déphasables, ajustées sur l'émission à recevoir. Pour les comparaisons d'étalons à précision extrême, il faut accumuler un nombre suffisant d'oscillations pendant le temps de comptage. Pour cela, si la fréquence initiale n'est pas très élevée, on l'accroît soit par multiplication directe, soit par des multiplications et soustractions successives. Par exemple les étalons à 100 kHz de Bagnex sont comparés sur 10 MHz mais la différence résultante est encore multipliée par 100 ; en comptant pendant 100 secondes, le dernier chiffre du compteur représente 10^{-11} . Un autre procédé consiste à intégrer les rotations de phase entre deux étalons au moyen de phasemètres à compte-tours ; entre deux oscillateurs à 100 kHz, un dixième de tour de phase en 24 heures représente aussi 10^{-11} . La même sensibilité s'obtient en temps, bien entendu, par

simple appréciation d'une microseconde sur un compteur.

Avenir

Nous voici arrivés à la fin de cet exposé, trop long pour vous, mais cependant bien incomplet, de l'étape atteinte au bout de la quarantaine d'années évoquée au début. Que va-t-il se passer dans les années qui viennent ? Il est toujours un peu outre-quant, et... imprudent, de prédire l'avenir. Pourtant nous voyons bien qu'il reste encore beaucoup à faire et à perfectionner. Quoi qu'en ait récemment dit GAMOW, je ne crois pas que nous soyons sur le point d'avoir exploré toute la physique ; heureusement d'ailleurs pour les chercheurs qui nous suivent ! On voit déjà les grandes lignes des étalons atomiques prochains. Y aura-t-il une limite aux précisions ? Beaucoup de causes de limitation pratique tournent actuellement autour de 10^{-12} s, mais est-ce définitif ? Une quantification du temps se situe-t-elle vers 10^{-25} s ? Pour les mesures relatives sur des durées importantes cela interviendra-t-il ? Laissons à nos descendants le soin de répondre. D'ici-là on aura, sans doute, adopté une définition physique de l'unité de temps, basée sur un étalon atomique d'un type perfectionné, ou même entièrement nouveau ; et alors la vitesse de la lumière deviendra une grandeur conventionnelle. Qui vivra verra...

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ASTIN A.V. — Précision des mesures et course à la suprématie technologique. *Electr. Eng. (USA)*, avril 1958, p. 294.
- [2] — Problèmes actuels en théorie de la relativité. (Réunions L. de Broglie 1958). *Ed. Revue d'Optique*. Paris 1959.
- [3] DECAUX B. — La mesure précise du temps. (*Collection Evolution des Sciences*). Ed. Masson. Paris 1959.
- [4] SCHEIBE A. — L'horloge à quartz. *Mémoires du V^e Congrès International de Chronométrie*. Paris 1954, tome I, p. 47.
- [5] VERBAANDERT J. — Les horloges à raies spectrales. Le temps astronomique. Le temps atomique. *Ciel et Terre*, mars-avril et mai-juin 1958, p. 153 et 273.
- [6] ESSEN L., HOPE E.G. et PARRY J.L.V. — Circuits employés dans l'étalon à césium du N.P.L. *Proc. Inst. Electr. Engr.* Part B, mars 1959, p. 240.
- [7] MAINBERGER W.A. — Etalon primaire de fréquence utilisant la résonance du césium. *Electronics*, 7 novembre 1958, p. 80.
- [8] — Colloque international sur la résonance magnétique. *Le Journal de Physique et le Radium*, novembre 1958.
- [9] HOLLOWAY J., MAINBERGER W., REDER F.H., WINCKLER G.M.R., ESSEN L. et PARRY J.V.L. — Comparaison et évaluation d'étalons de fréquence à jet atomique de césium. *Proc. Inst. Radio Eng.*, octobre 1959, p. 1730.
- [10] SCHALOW A.L. et TOWNES C.H. — Masers à infra-rouge et optiques. *Physical Review*, 15 décembre 1958, p. 1940.
- [11] GAMOW G. — La science parviendra-t-elle à une fin ? *Inst. Rad. Eng. Transactions, MIL*, mars 1957, p. 26.
- [12] SCHARIN H. — La limite inférieure de la mesure du temps. *Mémoire du V^e Congrès International de Chronométrie*, Paris 1954, tome II, p. 735.

SUR CERTAINS ASPECTS DES RADARS A MODULATION DE FRÉQUENCE

PAR

H. FAMILIER et B. GINGER

Laboratoire de Physique Appliquée de Sud-Aviation

1. Introduction

Depuis quelques années le fait marquant de la technique radar est l'accroissement continu de la portée utile. Les radars à moyenne et grande portée et les équipements de localisation en général, ont posé une série de problèmes qui leur étaient propres et ont fini par constituer un domaine distinct de celui des radars classiques.

Cette évolution peut être schématisée de la façon suivante :

1.1. ACCROISSEMENT DE LA PUISSANCE MOYENNE

Des moyens importants ont été consacrés à l'étude des tubes d'émission dont la puissance a été poussée jusqu'aux limites imposées par la technologie.

Mais la limite étant atteinte pour la puissance crête, il est possible d'augmenter la portée en augmentant la puissance moyenne rayonnée ; d'où la tendance à rendre les impulsions de plus en plus longues.

1.2. ACCROISSEMENT DE LA LONGUEUR D'ONDE

Dans de grandes installations terrestres on pouvait envisager de conserver en UHF — avec des aériens de grandes dimensions — des gains analogues à ceux obtenus normalement en hyperfréquences.

Le bilan d'énergie étant amélioré dans le rapport de 1 à λ^2 , et en passant de 10 cm à 1 m par exemple, on gagnait 20 décibels. D'autre part, en augmentant la longueur d'onde on simplifiait les problèmes posés par les tubes d'émission.

1.3. EFFET DOPPLER

Les cibles devenant de plus en plus rapides, on était conduit à exploiter efficacement le décalage de fréquence dû à l'effet Doppler. D'où la condition de cohérence de phase HF qui caractérise souvent les installations modernes. Des chaînes d'amplification pilotées par des oscillateurs de faible puissance et de grande stabilité aboutissent aux étages de sortie équipés de klystrons ou de resnatrons géants.

Cette évolution a donné naissance à un type nouveau de station terrestre, caractérisé par des ensembles d'émission et de réception souvent séparés, comportant des antennes géantes montées sur des tours-supports de grande hauteur.

A la limite des tendances qui viennent d'être esquissées on trouve le radar à modulation de fréquence, utilisé depuis bientôt vingt ans dans certaines applications particulières. Son principal inconvénient était le couplage parasite entre l'émission et la réception. Avec la séparation entre ensembles émetteur et récepteur des grandes installations modernes, avec l'utilisation très efficace de l'effet Doppler surtout, ce problème a fini par recevoir une solution satisfaisante.

L'évolution de la détection à grande distance confère aujourd'hui une importance nouvelle au radar à modulation de fréquence.

Dans le cas le plus simple qui est celui de l'émission continue (ou semi-continue) non modulée, l'onde reçue étant décalée en fréquence par l'effet Doppler, il est possible de détecter la cible (c'est-à-dire d'en constater l'existence) et de connaître sa vitesse radiale, mais il est impossible de connaître sa distance. Pour déterminer celle-ci une modulation de l'onde émise est nécessaire. Deux procédés simples sont

à notre disposition si nous nous imposons la condition (importante du fait des énormes puissances rayonnées) d'éviter toute modulation d'amplitude.

Le premier consiste à émettre deux ou trois ondes entretenues pures sur des fréquences voisines, avec des étages de sortie séparés si nécessaire.

Le second consiste à introduire une modulation de fréquence dont les caractéristiques doivent être choisies en fonction de la précision à obtenir.

Observons tout de suite que l'erreur ne sera pas constante avec la distance (comme c'est le cas dans les radars à impulsions). Si nous réalisons une déviation de fréquence précise à 0,1 % près, nous avons une erreur de 100 m à 100 km et de 1 000 m à 1 000 km. Il est évident que si l'on veut faire mieux un soin extrême doit être apporté au problème du contrôle de la modulation et à celui de l'exploitation des caractéristiques de l'onde reçue.

2. Mesure de distance — Problème de la précision

2.1. ONDE ÉMISE ET ONDE REÇUE

Nous allons étudier, dans ce qui suit, une loi de modulation particulièrement simple, permettant la réalisation d'un système très précis de mesure de distance. Cette loi sera périodique et l'on supposera que l'exploitation des résultats sera faite de manière à éviter les ambiguïtés dans la détermination de la distance.

La fréquence instantanée d'émission sera représentée, dans ce qui suit, par une fonction $f(t)$, supposée :

- 1° *périodique*, de période T et de valeur moyenne f_m .
- 2° *continue* et de dérivées successives continues.
- 3° *monotone* dans les intervalles $\frac{T}{2}$ séparant les valeurs extrêmes.
- 4° *symétrique* au voisinage des fréquences extrêmes (dérivée troisième s'annulant aux sommets) et
- 5° *quasi-stationnaire*.

$$\left(T \ll \frac{1}{f_m} \right)$$

On supposera que l'onde reçue peut être représentée par la fonction $f_v(t) = f(t - \tau) - f_D$ avec :

$$\tau = \frac{2d}{c} \text{ temps d'aller et retour de l'onde et}$$

$$f_D = \frac{2vf}{c} \text{ la fréquence Doppler, } v \text{ vitesse radiale de l'obstacle.}$$

De plus, on suppose vérifiées les inégalités $\tau \ll T$ et $f \ll \Delta f \ll f_m$ (on a posé $2 \Delta f = f_{\max} - f_{\min}$)

Après les opérations d'amplifications et de filtrage, la fréquence instantanée du signal délivré à la sortie de récepteur a la forme :

$$f_b = |f(t) - f(t - \tau) + f_D|$$

Supposons qu'on transforme ce signal en tension rectangulaire et qu'on compte le nombre d'impulsions produit pendant la période T . Posons

$$N' = \int_t^{t+T} f_b(t) dt;$$

le nombre N effectivement compté est l'un des deux entiers qui encadrent N' .

Le calcul donne pour N' (voir l'annexe 1 et les notations de la figure 1).

$$(5) \quad N' = 4 \tau \Delta f = \frac{\tau^3}{12} (f_A'' - f_B'') + \frac{f_D^2}{\tau} \left(\frac{1}{f_A} - \frac{1}{f_B} \right)$$

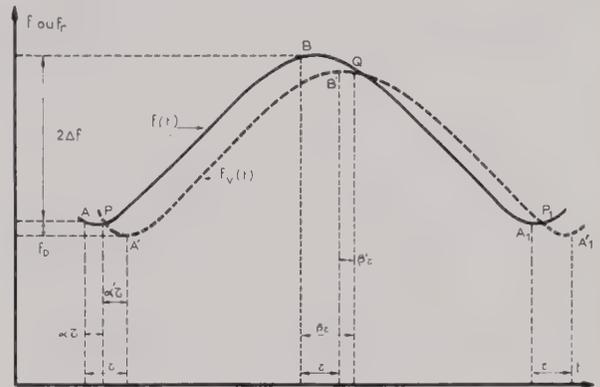


FIG. 1

On voit que la forme de la loi de modulation représentée par $f(t)$ affecte le résultat par deux termes correctifs ne dépendant que du comportement local de la fonction $f(t)$ autour de ses points extrêmes.

La courbure en ces points agit en sens inverse sur les deux termes.

Nous appellerons, dans ce qui suit, erreur d'inversion, le terme lié à l'inversion du sens de modulation. Le deuxième terme est l'erreur Doppler.

Revenons maintenant aux différentes hypothèses faites au début de ce paragraphe. L'hypothèse sur la continuité exclut de notre calcul les modulations en dents de scie ou analogues ; pour ce genre de modulations l'erreur d'inversion est, par rapport au terme principal, de l'ordre de $\frac{\tau}{T}$ au lieu de $(\tau/T)^2$ dans notre cas. La condition de stationnarité est nécessaire pour la validité physique des calculs, de plus elle est facilement satisfaite dans la plupart des cas.

Ce sont des considérations pratiques qui conduisent à choisir une fonction $f(t)$ monotone entre les points extrêmes, séparés par des intervalles égaux à $T/2$.

Cette condition est nécessaire pour annuler le terme principal de l'erreur Doppler. Remarquons qu'en supposant, dans notre calcul, $f'' \neq 0$ pour $f' = 0$ nous n'affectons pas la généralité des résultats. Nous pourrions remplacer cette condition par l'hypothèse : $f' = 0$ entraîne $f'' = f''' = 0$ et $f^{IV} \neq 0$. Mais les rayons de courbure en A et B s'en trouveraient considérablement augmentés et l'erreur Doppler serait beaucoup plus grande qu'avec l'hypothèse choisie.

L'hypothèse concernant la symétrie (locale) de $f(t)$ autour des points A et B est presque toujours vérifiée dans la pratique.

La condition $\tau \ll T$, indispensable pour la validité du calcul, est toujours vérifiée dans la pratique, où τ est de l'ordre d'une fraction de milliseconde et T de l'ordre d'une fraction de seconde. Quant à la fréquence Doppler, elle doit être très faible par rapport à l'excursion de fréquence, sinon l'expression $f - f_v$ garderait un signe constant au cours de la période de modulation ; d'après l'équation (1) de l'annexe n° 1 l'erreur Doppler serait égale à $f_D T$, quantité non négligeable en général devant $4\pi\Delta f$.

D'une façon plus précise, le calcul approché de f , f' et f'' en P et Q (voir figure 1) ne sera valable que si ces points sont suffisamment voisins des points A et B pour que le premier terme négligé dans les développements limités soit faible devant le dernier terme écrit.

Le calcul de l'annexe 1 est alors valable. La justification et les ordres de grandeur sont également donnés.

En ce qui concerne l'hypothèse $\Delta f \ll f_m$, elle permet de négliger les variations de la fréquence Doppler au cours de la période de modulation. Elle est toujours vérifiée dans la pratique.

2.2. ÉTUDE DES ERREURS

Après les opérations de mélange et de filtrage la tension de battement est transformée en signaux rectangulaires.

Examinons les différentes erreurs qui affectent la mesure de la distance d lorsqu'on prend pour d la valeur donnée par $d' = c N / 8 \Delta F$. Nous poserons, dans ce qui suit : $\delta d =$ distance lue — distance vraie = $d' - d$.

Le nombre N pouvant différer de N' d'une unité en plus ou en moins (dans le cas le plus défavorable) l'erreur relative sur d , dite erreur fixe, est égale à $1/4\tau\Delta f = c/8 d \Delta f$.

L'erreur absolue maxima sur d est donc $\delta d = c/8 \Delta f$.

Dans le cas d'un obstacle mobile dont la vitesse varie lentement, l'intégration de l'indication du

compteur permet d'éliminer complètement l'erreur fixe. Il en est de même pour l'erreur dite de moyenne, due à la variation de la distance au cours de la période T . Nous avons évidemment $\delta_2 d = -v T/2$.

Nous allons examiner maintenant les erreurs Doppler et d'inversion, en prenant pour $f(t)$ la sinusoïde, qui est facile à réaliser physiquement et qui répond aux hypothèses faites.

En écrivant $f(t) = f_m + \Delta f \sin 2\pi t/T$ il vient :

$$f'_A = -f'_B = 4\pi^2 \Delta f / T^2$$

L'erreur d'inversion s'écrit alors, d'après l'équation (5) :

$$\delta_3 d = -\frac{2\pi^2}{3} \times \frac{d^3}{c^2 T^2}$$

Donnons un exemple numérique, pour fixer les idées. Pour $d = 100$ km et $T = 0,1$ s on aurait $\delta_3 d = 8$ m.

Quant à l'erreur Doppler, son expression devient, dans le cas de la fonction sinusoïdale :

$$\delta_4 d = \frac{1}{8\pi^2} \times \frac{1}{d} \left(\frac{v f_m T}{\Delta f} \right)^2$$

Dans le cas plus général d'une fonction non sinusoïdale, posons :

$$f'_A = \mu_A^2 \frac{4\pi^2 \Delta f}{T^2}$$

$$f'_B = -\mu_B^2 \frac{4\pi^2 \Delta f}{T^2}$$

et

$$2\mu^2 = \mu_A^2 + \mu_B^2$$

La quantité μ ainsi introduite est un nombre sans dimension, qui peut être inférieur ou supérieur à l'unité, et qui exprime dans quelle mesure le comportement de $f(t)$ aux alentours des sommets s'écarte de celui d'une sinusoïde de même fréquence et de même Δf total. Dans le cas où $f(t)$ est approximativement sinusoïdal, μ est lié aux taux de distorsion harmonique.

L'expression (5) montre que l'erreur d'inversion est multipliée par μ^2 , tandis que l'erreur Doppler est divisée par μ^2 .

En agissant sur μ ou sur T , on peut ainsi annuler la somme algébrique des deux erreurs, pour une valeur donnée de d .

2.2.1. Erreur due aux circuits.

Les différents circuits accordés de l'émetteur, du récepteur, et éventuellement du répondeur, introduisent un retard de propagation τ' que nous allons calculer en faisant une hypothèse simplificatrice : nous supposerons que les différents éléments de la chaîne peuvent être représentés, du point de vue de la sélectivité, par une suite de n quadripôles

en cascade, dont chacun possède une fonction de transfert analogue à celle d'un circuit anti-résonnant accordé sur la fréquence moyenne f_m .

Soit B_i la bande passante à 3 dB du i ème circuit équivalent, le déphasage qu'il introduit est, pour une fréquence égale à f .

$$\Phi_i = \text{Arc tg} \frac{2(f - f_m)}{B_i}$$

et le retard de groupe résultant s'écrit :

$$\tau_i = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_i}{df} = \frac{1}{\pi B_i} \frac{1}{1 + \left[\frac{2(f - f_m)}{B_i} \right]^2}$$

Supposons pour fixer les idées que la modulation est sinusoïdale :

$$f - f_m = \Delta f \sin \frac{2\pi t}{T}$$

le retard moyen, pendant une période de modulation sera :

$$\tau'_i = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\pi B_i} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i} \right)^2 \sin^2 \frac{2\pi t}{T}} dt$$

En procédant par changement de variable, on trouva facilement :

$$\tau'_i = \frac{1}{\pi B_i \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i} \right)^2}}$$

Le retard total s'écrit alors :

$$\tau' = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n \frac{1}{B_i \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i} \right)^2}}$$

Dans l'application de cette formule, seuls interviennent les circuits hyperfréquence, puisque un déphasage de la tension de battement n'introduit pas d'erreur sur la distance.

En supposant bien connue la valeur de c , il nous reste à étudier l'erreur commise sur la déviation de fréquence, dite erreur de calibrage.

Nous avons évidemment $\delta_3 d = \delta(\Delta f) \times d/\Delta f$. Le problème du calibrage consiste à rendre cette erreur aussi faible que possible.

En résumé, l'erreur commise sur la distance, à un instant donné, comporte deux parties :

— une partie déterminée en signe et en valeur et comportant l'erreur Doppler, l'erreur d'inversion,

l'erreur due aux circuits et l'erreur de moyenne ; une correction instrumentale permet de les éliminer et nous n'allons plus nous en occuper dans ce qui suit.

— une partie de signe indéterminé, et au plus égale à la somme de l'erreur de calibrage et de l'erreur fixe. Dans le cas qui nous intéresse ici seuls interviennent les cibles mobiles ; l'erreur fixe peut être éliminée par intégration.

Dans le cas des cibles mobiles le problème de la mesure précise de la distance est donc pratiquement confondu avec celui du calibrage de la déviation de fréquence. Nous allons examiner, dans ce qui suit, une méthode de mesure de Δf qui permet de rendre l'erreur relative de calibrage inférieure à 10^{-4} .

Nous supposons, bien entendu, que le signal est suffisamment fort par rapport au bruit pour que celui-ci n'introduise pas d'erreur appréciable.

3. Mesure de la déviation de fréquence

Nous avons vu, dans ce qui précède, que l'erreur relative sur la déviation de fréquence se répercute intégralement sur la précision de la mesure de distance.

La mesure précise de la déviation de fréquence se heurte à deux difficultés essentielles :

1° L'instabilité de la fréquence moyenne ; si nous prenons, par exemple, $f_m = 500$ MHz et $\Delta f = 0,5$ MHz une erreur de 1/10 000 sur le Δf correspond à 0,05 kHz, soit une variation de 10^{-7} par rapport à la fréquence moyenne. On voit tout de suite que les méthodes directes ne sont pas à envisager.

2° La nature même de la mesure, qui consiste à comparer les fréquences extrêmes de l'onde émise avec une oscillation de référence. La comparaison est d'autant plus précise que sa durée est grande ; mais si l'on prolonge cette durée de part et d'autre du maximum (ou du minimum) la fréquence mesurée n'est plus celle du point extrême.

Dans la méthode que nous allons décrire on s'affranchit de ces difficultés en utilisant un oscillateur de référence de fréquence f_0 égale à la fréquence moyenne f_m de l'onde émise, et en modulant en amplitude cet oscillateur à partir d'un quartz de fréquence F_0 supérieure au Δf_0 désiré. La différence de fréquence $F_0 - \Delta f_0$ doit être plus grande que la dérive relative des oscillateurs.

Par exemple, si $f_m = 1\ 000$ MHz, une marge de 100 kHz correspond à une dérive de 10^{-4} de l'un des oscillateurs par rapport à l'autre. Cette condition peut être réalisée facilement en plaçant les oscillateurs dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Les raies latérales obtenues à partir de la modulation en amplitude de l'oscillateur (figure 2) fournissent deux fréquences de référence dont l'écart est parfaitement connu et égal à $2 F_0$. Ces raies,

ainsi que l'onde fournie par l'oscillateur modulé en fréquence, sont envoyées dans un mélangeur auxiliaire suivi d'un filtre passe-bas qui élimine les battements parasites avec la porteuse de l'oscillateur de référence.

Un second oscillateur à quartz pilote une base de temps dont le rôle est double : 1° elle fournit une tension de modulation de période T , et 2° elle débloque un compteur électronique pendant un temps T_c fraction de T . Les intervalles T et T_c sont ainsi connus avec la précision d'un oscillateur à quartz.

Supposons le compteur électronique remis à zéro à la fin de chaque période de modulation. Nous allons montrer que la somme des alternances N_1 et N_2 , comptées pendant les deux intervalles ne dépend que du Δf (et, par conséquent ne dépend pas de la fréquence moyenne de l'oscillateur modulé en fréquence) ⁽¹⁾.

Soit $f(t)$ la fréquence instantanée de l'émetteur, f_m sa valeur moyenne, T la période de la modulation de fréquence. Posons :

$$f(t) = f_m + \Delta f g(t)$$

où $g(t)$ est une fonction sans dimensions, de période T , de valeur moyenne nulle, telle que :

$$(1) \quad \frac{1}{2} (g_{\max} - g_{\min}) = 1 \quad \text{avec} \quad g_{\min} < 0$$

et Δf une quantité pratiquement constante pendant un intervalle de temps de quelques périodes, et

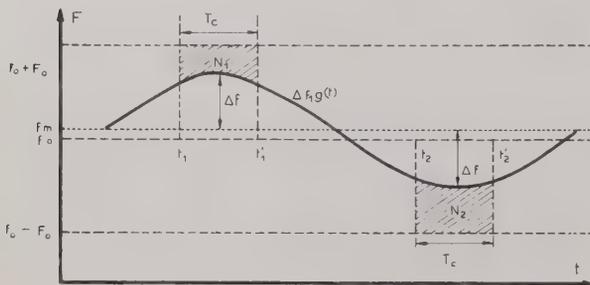


FIG. 2

qu'il s'agit de rendre égale à une certaine valeur Δf_0 (constante fondamentale du système). Pour simplifier le calcul, nous ferons pour l'instant l'hypothèse suivante : $g(t)$ est une fonction symétrique impaire :

$$g\left(t + \frac{T}{2}\right) = -g(t)$$

et :

$$|g_{\max}| = |g_{\min}| = 1$$

⁽¹⁾ Pour la clarté de l'exposé nous avons envisagé un compteur arithmétique. On peut montrer que le résultat général est le même si l'on remplace ce type de compteur par un fréquencemètre de précision, commuté de la même manière. Il suffit alors de remplacer dans les raisonnements les nombres d'alternances par les fréquences moyennes.

Nous obtenons ainsi la figure 2 ci-dessus.

Posons :

$$f_0 - f_m = \delta f$$

Nous ferons l'hypothèse fondamentale suivante : la stabilité moyenne des deux oscillateurs H.F. est telle que si l'on amène f_0 et f_m à égalité, la dérive relative ne dépasse pas, pendant les quelques minutes qui suivent, une certaine valeur $(\delta f)_{\max}$, connue par avance. Par exemple, si nous admettons une dérive relative inférieure à $1/20\,000^e$ de la fréquence moyenne et en supposant $f_m = 1\,000$ MHz nous pourrions prendre :

$$(\delta f)_{\max} = 50 \text{ kHz}$$

Il faut y ajouter éventuellement l'erreur commise dans l'appréciation de l'égalité entre f_0 et f_m .

En plus des hypothèses précédentes, nous supposons encore que les variations de δf sont lentes par rapport à la période de modulation T , et que l'excursion de fréquence Δf ne diffère pas, avant stabilisation, de plus de quelques centièmes de la valeur désirée Δf_0 . Enfin, nous admettrons que $g(t)$ ne dépend pas de Δf , en première approximation au moins.

Un compteur compte les alternances positives (ou négatives) de la tension de battement, préalablement transformée en signaux rectangulaires. Son circuit d'entrée est commuté de façon à ne compter qu'entre les instants t_1 et t_1' d'une part, t_2 et t_2' d'autre part, tels que $t_1' - t_1 = t_2' - t_2 = T'$ (voir figure 2). Les instants t_1 et t_1' sont situés symétriquement autour d'un sommet, et sont parfaitement définis à partir de l'oscillateur à quartz qui commande aussi le modulateur. De même pour t_2 et t_2' .

Un filtre passe-bas élimine le battement entre $f(t)$ et f_0 (porteuse de l'oscillateur de référence). En effet, pendant les périodes de comptage, la fréquence de ce battement est nettement supérieure à celle du battement entre $f(t)$ et l'une des bandes latérales de l'oscillateur de référence. Le battement avec l'autre bande latérale ne passe évidemment pas non plus.

F_0 est choisi suffisamment grand pour que $f(t)$ soit toujours compris entre $f_0 + F_0$ et $f_0 - F_0$.

Soit $(\delta f)_0$ l'imprécision sur l'égalité entre f_0 et f_m , et ε l'écart relatif maximum, avant stabilisation, entre Δf et Δf_0 . La condition concernant F_0 s'écrit alors (voir figure 2).

$$(2) \quad F_0 \geq (1 + \varepsilon) \Delta f_0 + (\delta f)_{\max} + (\delta f)_0$$

Mais une valeur de F_0 trop grande conduit à deux difficultés : une fréquence de comptage trop élevée et une séparation difficile des battements parasites. En supposant, par exemple, $\Delta f_0 = 1$ MHz, $\varepsilon = 0,1$ ($(\delta f)_{\max} = 50$ kHz, $(\delta f)_0 = 50$ kHz), on pourra prendre :

$$F_0 - \Delta f_0 = 200 \text{ kHz}$$

Soient (fig. 2) N_1 et N_2 les nombres d'impulsions comptées pendant une période de modulation :

$$N_1 = \int_{t_1}^{t_2} \{ [f_0 + F_0] - f_m + \Delta f g(t) \} dt$$

ou encore :

$$(3) \quad N_1 = (F_0 + \delta f) T_c - \Delta f \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt$$

De même :

$$(4) \quad N_2 = (F_0 - \delta f) T_c + \Delta f \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt$$

Nous posons :

$$(5) \quad I_c = \frac{1}{T_c} \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt = - \frac{1}{T_c} \int_{t_2}^{t_1} g(t) dt$$

I_c est un nombre sans dimensions, positif, toujours inférieur à l'unité, et tendant vers 1 lorsque T_c tend vers zéro. Nous écrirons donc :

$$N_1 = T_c (F_0 + \delta f - \Delta f I_c)$$

$$N_2 = T_c (F_0 - \delta f - \Delta f I_c)$$

Si nous effectuons la remise à zéro du compteur une fois par période, nous lisons :

$$(6) \quad N = N_1 + N_2 = 2 T_c (F_0 - \Delta f I_c)$$

Nous voyons que N ne dépend pas de f_m .

Nous séparerons maintenant les deux problèmes : la stabilisation du Δf et le calibrage.

Stabilisation du Δf .

Lorsque Δf s'écarte de la valeur désirée Δf_0 , N devient différent de la valeur N_0 donnée par :

$$(7) \quad N_0 = 2 T_c (F_0 - \Delta f_0 I_c)$$

Sa variation :

$$(8) \quad dN = N - N_0 = - 2 T_c I_c (\Delta f - \Delta f_0)$$

sera d'autant plus grande, pour une valeur donnée de $(\Delta f - \Delta f_0)$ que la quantité :

$$T_c I_c = \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt$$

sera plus grande.

On augmente donc la sensibilité en augmentant $T_c = t_2 - t_1$. Mais on est limité par la fréquence maximum de fonctionnement du compteur, et par la nécessité d'éliminer les battements parasites.

Posons $T_c = 2 q T$ et faisons une application numérique en prenant :

$$g(t) = \cos \frac{2\pi t}{T} \quad T = 0,05$$

$$q = \frac{1}{16} \quad \text{d'où } T_c = 6.250 \mu s$$

$$\Delta f_0 = 1 \text{ MHz} \quad F_0 = 1,2 \text{ MHz}$$

On trouve :

$$I_c = \frac{2}{T_c} \int_0^{qT} \cos \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{1}{2\pi q} \sin 2\pi q$$

Posons encore, ce qui nous servira par la suite :

$$u(x) = \frac{\sin x}{x}$$

Pour $x \ll 1$:

$$u(x) \sim 1 - \frac{x^2}{6} + \frac{x^4}{120}$$

d'où $u(2\pi q) = 1 - \frac{(2\pi q)^2}{6}$ à moins de 2.10^{-4} près

pour $q \leq \frac{1}{16}$; il vient donc :

$$I_c = u(2\pi q) \sim 0,975$$

$$N_0 = 2 T_c (F_0 - \Delta f_0 I_c) = 2 812$$

Cherchons quel dN correspond à une variation de 10^{-3} sur Δf , soit $\Delta f = 1,001$ MHz au lieu de 1 MHz.

$$dN = - 2 T_c I_c (\Delta f - \Delta f_0) = - 12$$

La sensibilité est donc très grande, puisqu'une variation relative de 10^{-4} est décelable.

Calibrage du Δf .

Le calibrage revient à déterminer Δf_0 , facteur de proportionnalité du système.

Certaines méthodes consistent à mesurer la distance d'une balise fixe, d'abord par un procédé classique (topographie ou radar), ensuite par le système de télémétrie à régler, et à faire coïncider les deux indications.

Mais la balise doit se trouver à une distance suffisamment grande pour que l'erreur fixe, égale à $\frac{c}{8 \Delta f}$, soit une fraction négligeable de la distance.

Par exemple, si $\Delta f = 1 \text{ MHz}$ $\frac{c}{8 \Delta f} = 40 \text{ m}$ ce qui représente encore une imprécision de $10/100$ sur Δf_0 si $d = 40 \text{ km}$. Ces méthodes ne sont donc pas à éliminer, mais présentent des difficultés non négligeables.

La méthode décrite dans ce paragraphe consiste à se fixer Δf_0 et à calculer le N_0 qui lui correspond, d'après la formule (7). Dans le second membre, toutes les quantités peuvent être connues avec grande précision, sauf I_c qui dépend de la fonction de modulation $g(t)$, difficile à déterminer avec exactitude. Mais on voit sur la figure 2, et l'on vérifie aisément, que $g(t)$ intervient d'autant moins que l'on reste plus au voisinage des sommets, c'est-à-dire que T_c est plus petit. Comme on vient de le voir, on est limité dans cette voie par la diminution de la sensibilité.

Plaçons-nous le plus près possible de la réalité physique accessible aux mesures. Il est facile d'obtenir une tension de modulation qui soit une sinusoïde pratiquement pure. Les distorsions interviennent dans la transformation tension-fréquence. On peut écrire :

$$(9) \quad \Delta f g(t) = av + bv^2 + cv^3 + \dots$$

$v(t)$ étant la tension de modulation, et a, b, c , des coefficients en général peu accessibles au calcul. Les différents harmoniques sont alors donnés par des formules classiques en fonction de a, b, c , si $v(t)$ est une sinusoïde pure. De plus, dans ce cas les maxima et les minima de $v(t)$ correspondent aux maxima et minima de $g(t)$, c'est-à-dire sont en phase ou en opposition de phase avec le fondamental.

Nous pouvons développer $g(t)$ en série de Fourier, en fonction de $\frac{2\pi t}{T}$, en prenant $t=0$ au sommet de la courbe :

$$(10) \quad g(t) = \alpha_1 \cos \frac{2\pi t}{T} + \alpha_2 \cos \frac{4\pi t}{T} + \dots + \alpha_n \cos \frac{2n\pi t}{T}$$

les coefficients α étant pris positifs ou négatifs suivant que l'harmonique correspondant est en phase ou en opposition de phase avec le fondamental, pour $t=0$.

Remarquons que nous abandonnons l'hypothèse que :

$$g(t) = g\left(t + \frac{T}{2}\right)$$

Nous devons donc revenir aux expressions (3) et (4) pour calculer N_0 .

Or :

$$\int_{t_1}^{t_1'} g(t) dt = 2 \int_0^{qV} \left[\sum \alpha_n \cos \frac{2n\pi q}{T} \right] dt$$

d'où :

$$\int_{t_1}^{t_1'} g(t) dt = \frac{T}{\pi} \sum \frac{\alpha_n}{n} \sin 2n\pi q$$

de même :

$$\int_{t_1}^{t_1'} g(t) dt = \frac{T}{\pi} \sum \frac{(-1)^n \alpha_n}{n} \sin 2\pi n q$$

d'où :

$$(11) \quad N_1 + N_2 = 2 F_0 T_c - 2 \Delta f \frac{T}{\pi} \times \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2p+1}}{2p+1} \sin [(2p+1) 2\pi q]$$

Les harmoniques pairs n'agissent pas sur N , mais uniquement sur δf . Les harmoniques étant par hypothèses faibles, nous supposons que l'inégalité (2) est toujours vérifiée.

Pour $\Delta f = \Delta f_0$, et en se rappelant que $T = \frac{T_c}{2q}$

l'expression (11) s'écrit :

$$N_0 = 2 F_0 T_c - 2 \Delta f_0 T_c \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2p+1} \sin [(2p+1) 2\pi q]}{(2p+1) 2\pi q}$$

Posons encore :

$$\frac{\sin [(2p+1) 2\pi q]}{(2p+1) 2\pi q} = u_{2p+1}$$

d'où :

$$N_0 = 2 T_0 \left[F_0 - \Delta f_0 \sum_0^{\infty} \alpha_{2p+1} u_{2p+1} \right]$$

Utilisons maintenant la relation (1) :

$$\frac{1}{2} [g_{\max} - g_{\min}] = g(0) - g\left(\frac{T}{2}\right) = 1$$

Nous avons, d'après l'expression (10),

$$\alpha_1 + \alpha_3 + \dots = \sum \alpha_{2p+1} = 1$$

Comme nous supposons que la distorsion est faible, α_1 est très grand devant tous les autres α , donc très voisin de l'unité, et les coefficients α_{2p+1} pour $p \geq 1$, sont pratiquement égaux aux taux de distorsions, c'est-à-dire que :

$$h_{2p+1} = \frac{\alpha_{2p+1}}{\alpha_1} \sim \alpha_{2p+1}$$

à condition de prendre $h < 0$ si l'harmonique correspondant est en opposition de phase à l'origine.

On peut donc prendre, pour le terme principal α_1 , la valeur :

$$\alpha_1 = 1 - \sum_{p=1}^{\infty} h_{2p+1}$$

et écrire

$$(12) \quad \begin{cases} N_0 = 2 T_0 \{ F_0 - \Delta f_0 [(1 - h_3 - h_5 - \dots) u_1 \\ + h_3 u_3 + h_5 u_5 + \dots] \} \end{cases}$$

où toutes les quantités sont accessibles aux mesures.

Pour déterminer N_0 à partir de Δf_0 , ou inversement, avec une grande précision, deux méthodes peuvent être employées.

L'une de ces méthodes consiste à mesurer les harmoniques de la courbe $\Delta fg(t)$, soit directement (à l'aide d'un discriminateur n'apportant pas lui-même de distorsions), soit par l'intermédiaire des coefficients a, b, c , introduits plus haut. Ces mesures, très délicates, ne peuvent donner qu'un ordre de grandeur des termes h_3, h_5, \dots

D'autre part, elles supposent que la loi de modulation est stable, c'est-à-dire que les taux de distorsion ne varient pas dans le temps.

Méthode du faible temps de comptage

Lorsque l'on fait tendre T_c , c'est-à-dire q , vers zéro, les coefficients u_1, u_3, \dots tendent tous vers l'unité, et à la limite comme on le voit d'après l'expression (12), N_0 ne dépend plus de la distorsion. Ce résultat est d'ailleurs évident sur la figure 2.

Cherchons à exprimer l'erreur commise en négligeant les harmoniques, pour $q \ll 1$. On peut alors écrire :

$$u_1 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2$$

$$u_3 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2 \cdot 3^2$$

$$u_5 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2 \cdot 5^2$$

Le terme entre crochets de l'expression (12) devient

$$(1 - h_3 - h_5 - \dots) \left(1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2\right) + h_3 \left(1 - \frac{2\pi^2}{3} 3^2 \cdot q^2\right) + h_5 \left(1 - \frac{2\pi^2}{3} 5^2 \cdot q^2\right) + \dots$$

ou encore, à peu de chose près

$$1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2 (1 + 3^2 \cdot h_3 + 5^2 \cdot h_5 + \dots)$$

On obtient finalement :

$$(13) \quad N_0 = 2 T_c \left\{ F_0 - \Delta f_0 \left[1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2 (1 + 3^2 \cdot h_3 + 5^2 \cdot h_5 + \dots) \right] \right\}$$

et l'erreur d N_0 commise en négligeant les harmoniques s'écrit

$$(14) \quad dN_0 = \frac{8\pi^2}{3} T \Delta f_0 q^3 (3^2 \cdot h_3 + 5^2 \cdot h_5 + \dots)$$

tandis que l'erreur relative sur Δf_0 s'écrit :

$$(15) \quad \frac{\delta(\Delta f_0)}{\Delta f_0} = \frac{2\pi^2}{3} q^2 (3^2 \cdot h_3 + 5^2 \cdot h_5 + \dots)$$

Faisons une application numérique, en prenant $q = \frac{1}{64}$.

Supposons $h_3 = 2 \%$, $h_5 = 0,5 \%$, $h_7 = 0,25 \%$ et négligeons les harmoniques supérieurs. En prenant toujours $T = 0,05$ s, $\Delta f_0 = 1$ MHz et $F_0 = 1,2$ MHz, on a, en appelant N'_0 le N_0 calculé en négligeant les harmoniques :

$$(16) \quad N'_0 = 4 q T \left[F_0 - \Delta f_0 \left(1 - \frac{2\pi^2}{3} q^2 \right) \right]$$

$$N'_0 = 630$$

Calculons l'expression :

$$3^2 \cdot h_3 + 5^2 \cdot h_5 + 7^2 \cdot h_7 \neq 0,4$$

Remarquons que nous avons supposé que tous les harmoniques étaient en phase à l'origine. En pratique, on peut s'attendre à une certaine compensation.

De plus, il est évident que la loi de décroissance des harmoniques doit être plus rapide que $\frac{1}{n^2}$, pour que la série entre parenthèses de l'expression (13) soit convergente. Cette condition peut être réalisée en pratique.

On trouve alors d $N_0 \neq 2$. En appliquant (15) on voit qu'avec un taux d'harmoniques relativement élevé, l'erreur relative ne dépasse pas le millième.

Revenons maintenant à l'expression (16) et examinons quelques erreurs pouvant intervenir dans la détermination de Δf_0 à partir de N'_0 .

Erreur de commutation

Les valeurs de q et de T peuvent être connues avec précision, mais si la commutation de l'étage d'entrée du compteur n'est pas instantanée, il en résulte une erreur sur N'_0 .

En pratique, on obtient facilement des temps de commutation inférieurs à $1 \mu s$, et si la fréquence maximum de battement correspond à une période supérieure à cette valeur, il n'y a pas d'erreur due à la commutation proprement dite.

Erreur de déphasage

Si la durée T_c du comptage est facile à contrôler avec précision, il n'en est pas de même de la phase, qui fait intervenir les circuits de commutation et de modulation, et les propriétés de l'émetteur.

Nous allons calculer, en nous plaçant dans le cas de la modulation sinusoïdale, l'erreur qui peut en résulter.

Reportons-nous à la figure 2, et supposons que t_1 , t'_1 , t_2 et t'_2 soient tous décalés dans le même sens, d'une certaine quantité Δt (positive ou négative).

La formule (5) donnant I_c deviendra :

$$I_c = \frac{1}{T_c} \int_{-qT+\Delta t}^{qT+\Delta t} \cos \frac{2\pi t}{T} dT$$

En pratique, on aura :

$$\Delta t \ll qT$$

Posons :

$$\Delta t = \eta T \text{ avec } \eta \ll q \ll 1$$

d'où

$$I_c = \frac{1}{4\pi q} [\sin 2\pi(q + \eta) + \sin 2\pi(q - \eta)]$$

ou
$$I_c \sim \left(1 - \frac{2\pi^2 q^2}{3}\right) (1 - 2\pi^2 \eta^2)$$

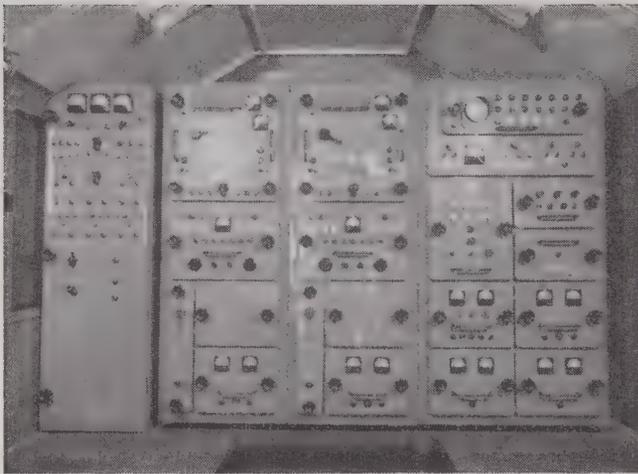


FIG. 3. — Intérieur de la voiture « PC-Technique ».

De gauche à droite : meuble de mise en route ; deux indicateurs, permettant de suivre simultanément deux cibles différentes ; meuble de calibrage.

l'erreur relative commise sur I_c en négligeant le déphasage vaut :

$$(17) \quad \frac{dI_c}{I_c} = -2\pi^2 \eta^2$$

et d'après la formule (7), elle est égale à l'erreur relative sur Δf_0 . On voit que cette erreur est indépendante du signe de η , ce qui est d'ailleurs évident sur la figure 2. On peut donc compenser expérimentalement le déphasage en cherchant à rendre minima la valeur de N_0 , toutes choses étant égales par ailleurs.

Il ne subsiste alors que l'erreur due aux variations de ce déphasage pendant le temps des mesures. Mais d'après la formule (17), cette erreur est inappréciable,

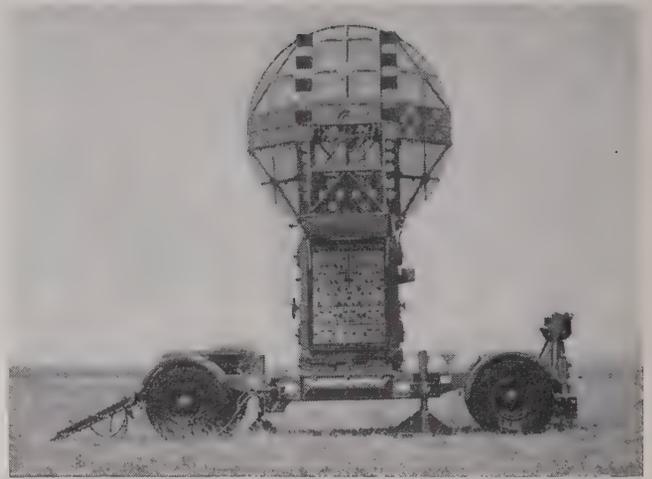


FIG. 4. — Vue générale : émetteur de télémétrie en station.

4. Exemple de réalisation

Nous allons donner, pour terminer, quelques indications sur un équipement de mesure de distance basé sur les principes qui viennent d'être décrits. L'appareil, construit par le Département de Physique Appliquée de la Société SUD-AVIATION était destiné à la localisation en distance des cibles mobiles, se déplaçant à une vitesse de l'ordre de 250 m/s aux distances allant de 50 à 150 km.

La précision globale demandée était de l'ordre de 50 mètres.

Les photos des figures 3 et 4 donnent une idée générale du matériel. Nous n'allons pas décrire ici la partie émission-réception qui est hors de notre sujet.

Les photos des figures 5 et 6 donnent une vue de l'ensemble compteur-indicateur dans la version analogique du matériel. En ce qui concerne le principe du fonctionnement, cette version diffère de la version arithmétique par la nature du comptage ; au lieu de compter le nombre d'alternances des

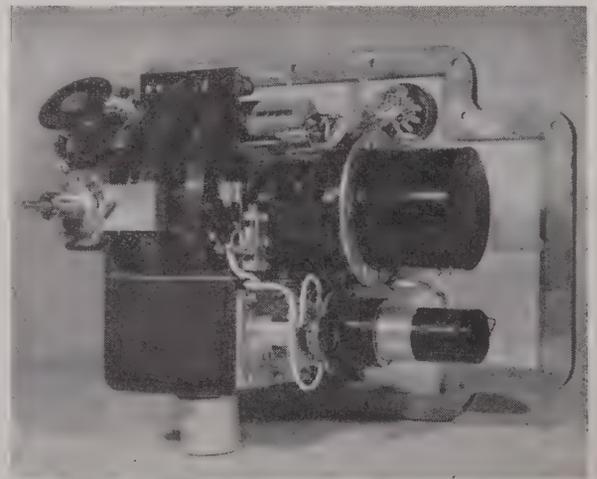


FIG. 5. — Indicateur, partie mécanique.

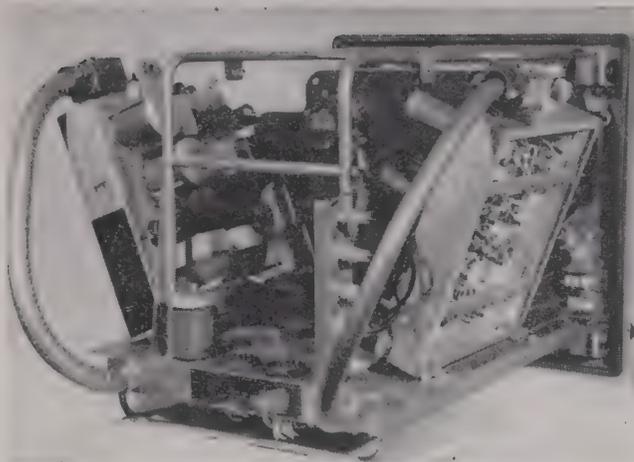


FIG. 6. — Tiroir indicateur, vue arrière.

signaux de battement au cours d'un intervalle de temps donné, on mesure la fréquence moyenne de ces signaux.

L'avantage de cette solution réside dans sa simplicité et dans le fait qu'elle s'insère facilement dans une boucle d'asservissement.

L'inconvénient est qu'une stabilité de l'ordre de $1/10\ 000^e$ est à la limite des possibilités des dispositifs analogiques. Une étude poussée des circuits stabilisateurs et de compensation a été nécessaire. Les graphiques de la figure 7 donnent sous une forme résumée, les résultats obtenus.

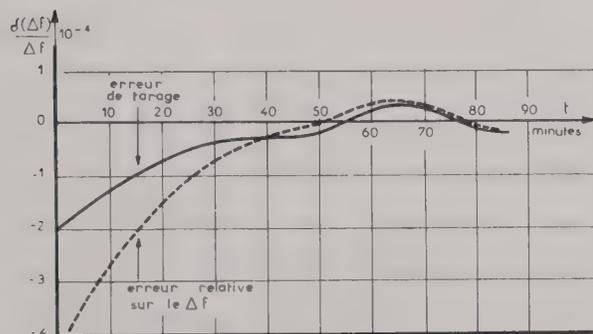


FIG. 7a. — Calibrage.

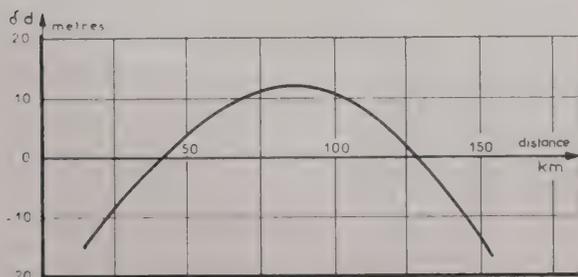


FIG. 7b. — Indicateur. Cette courbe représente un relevé expérimental sur simulateur.

5. Annexe 1 — Calcul de N'

Les notations sont celles de la figure 1 ; A et B représentent les points extrêmes de la fonction $f(t)$. Les valeurs de $f(t)$, $f'(t)$, etc. en un point M seront notées f_M , f'_M etc. ; la valeur de t sera notée t_M .

Nous prendrons les trois premiers termes du développement de $f(t) - f(t - \tau)$

$$N' = \int_P^Q \left[\tau f'(t) - \frac{\tau^2}{2} f''(t) + \frac{\tau^3}{6} f'''(t) + f_D \right] dt \tag{1}$$

$$+ \int_Q^{P_1} \left[-\tau f'(t) + \frac{\tau^2}{2} f''(t) - \frac{\tau^3}{6} f'''(t) - f_D \right] dt$$

L'intégration, immédiate en tenant compte de la périodicité, donne :

$$N' = 2\tau(f_Q - f_P) - \tau^2(f'_Q - f'_P) + \frac{\tau^3}{3}(f''_Q - f''_P) + 2f_D(t_Q - t_P - \frac{T}{2}) \tag{2}$$

En exprimant f , f' et f'' en P et Q en fonction de leurs valeurs en A et B, et tenant compte de ce que $f'_A = f'_B = 0$ et $f''_A = f''_B = 0$ on trouve, avec les notations de la figure :

$$N' = 4\tau\Delta f + \tau^3 \left[-\frac{1}{3}(f''_A - f''_B) + (\alpha f''_A - \beta f''_B) - (\alpha^2 f''_A - \beta^2 f''_B) \right] + 2f_D\tau(\beta - \alpha) \tag{3}$$

Pour déterminer les expressions de α et β (qui sont évidemment des nombres algébriques), on peut introduire les inconnues auxiliaires α' et β' , et écrire de deux façons les valeurs approchées de f_P et f_Q .

En tenant compte des relations $f_A' = f_A - f_D$ et $\alpha + \alpha' = \beta + \beta' = 1$

On obtient facilement

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2} - \frac{f_D}{\tau^2 f''_A} \\ \beta &= \frac{1}{2} - \frac{f_D}{\tau^2 f''_B} \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

En portant ces valeurs dans (3), l'expression de N' devient, après simplifications :

$$N' = 4\tau\Delta f - \frac{\tau^3}{12}(f''_A - f''_B) + \frac{f_D^2}{\tau} \left(\frac{1}{f''_A} - \frac{1}{f''_B} \right) \tag{5}$$

L'expression (5) ci-dessus n'est valable que si la fréquence Doppler est très faible par rapport à l'excursion de fréquence, c'est-à-dire les points P et Q suffisamment voisins de A et B pour que le pre-

mier terme négligé dans le développement de f_D (égal à $\alpha^4 \tau^4 f_A^{(IV)} / 24$ en supposant $f_A'' = 0$) soit faible devant le dernier terme écrit.

Le dernier terme écrit étant $\frac{\alpha^2 \tau^2}{2} f_A''$, leur rapport

$$\rho = \frac{\alpha^2 \tau^2 f_A^{(IV)}}{12 f_A''}$$

risque de ne pas être négligeable si $|\alpha| \gg 1$.

Mais on peut alors, d'après (4), prendre pour valeur approchée de $|\alpha|$

$$|\alpha| \sim \frac{f_D}{\tau^2 f_A''}$$

d'où

$$\rho \sim \frac{f_D^2}{12 \tau^2 (f_A'')^3}$$

Il suffit donc que l'inégalité

$$(6) \quad f_D^2 \ll 12 \tau^2 \left| \frac{(f_A'')^3}{f_A^{(IV)}} \right|$$

soit vérifiée pour la plus faible distance à mesurer, ainsi qu'une inégalité analogue au point B.

Explicitons par exemple cette inégalité dans le cas de la modulation sinusoïdale

$$f = f_m + \Delta f \sin \frac{2 \pi t}{T}$$

d'où :

$$f_A'' = |f_B''| = \frac{4 \pi^2}{T^2} \Delta f$$

$$|f_A^{(IV)}| = |f_B^{(IV)}| = \frac{16 \pi^4}{T^4} \Delta f$$

L'inégalité (6) s'écrit alors

$$f_D^2 \ll 48 \pi^2 (\Delta f)^2 \left(\frac{\tau}{T} \right)^2$$

Ceci précise l'hypothèse $f_D \ll \Delta f$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GIROUD P. et COUILLARD L. « Sondeur radioélectrique pour la mesure des hauteurs des aéronefs au-dessus du sol », (*Ann. Radioélectr.*, t. II, n° 8, avril 1947).
- [2] FAMILIER H. et GINGER B. « Perfectionnements aux systèmes de télémétrie à modulation de fréquence », (*Brevet Français* n° 1 086 053, déposé le 2 juillet 1953).
- [3] FAMILIER H. et GINGER B. « Problème du calibrage dans les systèmes à modulation de fréquence », (*Ann. Radioélectr.* t. XI, n° 44 avril 1956).
- [4] ISMAIL M.A.W. « A precise new system of FM radar », *P.I.R.E.*, pages 1140-1145, septembre 1956.

UN AIDE A LA NAVIGATION : LE RADIOALTIMÈTRE A MODULATION DE FRÉQUENCE

PAR

G. MAYENC

Compagnie Française Thomson-Houston

1. Introduction

La connaissance de l'altitude, troisième coordonnée de l'espace est une nécessité dans toutes les étapes de la navigation aérienne.

On connaît bien l'altimètre anéroïde, que l'on rencontre sur tous les types d'avions ; malheureusement, son indication est fonction de la pression locale au sol et contraint le navigateur à demander par radio ce renseignement, ce qui n'est pas toujours possible lorsque l'avion est éloigné d'un terrain d'atterrissage.

L'électronique a trouvé une solution à ce problème en créant un altimètre donnant l'altitude relative par rapport au sol survolé. Les applications des radioaltimètres, appelées parfois aussi sondeurs, sont nombreuses dans les domaines civils et militaires.

Pour l'Aéronautique civile, il est important de disposer d'un radioaltimètre permettant le contrôle précis d'une trajectoire d'atterrissage, comme complètement à l'I.L.S. ⁽¹⁾ par exemple, ou bien seulement dans le but de confirmer les informations données par la tour de contrôle.

Dans le domaine militaire, les applications des radioaltimètres sont encore plus nombreuses : atterrissage sans visibilité, appontage sur porte-avions, vol à altitude constante pour la recherche des sous-marins ou pour des missions photographiques, contrôle de vol d'engins spéciaux... Il est aussi possible, à partir des indications fournies par le radioaltimètre, d'agir sur un auto-pilote pour contrôler un vol à altitude constante, ou un atterrissage automatique.

Aussi n'est-il pas étonnant, devant des applications aussi nombreuses et variées, d'observer les

nombreux efforts de l'industrie dans le but de réaliser un radioaltimètre précis, de portée suffisante, insensible aux conditions météorologiques locales, donnant en tout instant, avec une grande sécurité de fonctionnement, l'altitude relative par rapport au sol survolé.

2. Aperçu sur diverses réalisations

Différents principes furent tour à tour expérimentés dans ce but. On pensa d'abord mesurer le temps écoulé entre l'émission d'un son à bord de l'avion et la réception de son écho après réflexion sur le sol, pour en déduire l'altitude de l'avion.

Ce procédé de mesure était forcément très limité dans ses performances, et il serait impossible de l'utiliser aujourd'hui avec des avions rapides.

On pensa aussi mesurer la variation de la capacité de l'avion par rapport au sol. Là encore, ce procédé, applicable pour un type d'avion déterminé, ne permettait de mesurer que de faibles altitudes et devenait rapidement imprécis.

Vers 1920 eurent lieu les premières applications des ondes électromagnétiques à la mesure des distances. Un appareillage utilisant les ondes stationnaires se produisant entre l'avion équipé d'un émetteur et le sol qui réfléchissait l'onde, fut abandonné assez rapidement devant les difficultés de mesurer le nombre de ventres et de nœuds et aussi en raison de l'absence toujours possible de référence au départ.

Les premiers résultats valablement intéressants furent obtenus lorsqu'on utilisa le principe de mesure du temps de parcours d'une onde électromagnétique émise par l'avion et réfléchi par le sol.

Cette mesure peut être faite en utilisant la technique des impulsions comme on le fait maintenant couramment dans le radar. Les radioaltimètres à

⁽¹⁾ I.L.S. : dispositif radioélectrique de guidage pour l'atterrissage par mauvaise visibilité.

impulsions, qui sont encore parfois utilisés aujourd'hui pour des applications particulières, permettent d'obtenir des portées importantes. Par contre, lorsqu'il s'agit de mesurer de faibles altitudes (en dessous de 100 ou 200 mètres), on est rapidement limité par les difficultés dues à la production d'impulsions de très faible largeur et à leur amplification à la réception.

L'affichage de l'indication pose aussi un problème et fait du radioaltimètre à impulsions un appareil d'utilisation difficile et peu agréable.

Une autre méthode de mesure du temps de parcours peut être réalisée en utilisant la modulation de fréquence.

La première réalisation de ce genre date vraisemblablement de 1925, époque à laquelle APPELTON et DARNET mesurèrent la hauteur des couches ionisées de l'atmosphère. En 1938, MATSUO, un ingénieur japonais, donnait dans cette même revue [1] des résultats de mesures de distances faites à l'aide d'un radioaltimètre à modulation de fréquence.

Depuis cette époque, de nombreuses réalisations industrielles virent le jour, utilisant toujours ce même principe. Ce furent successivement des matériels américain AN-APN 1, ou allemand FUG 101, utilisés pendant la dernière guerre, et en France, des sondeurs AVIA-SOL puis AM 210 de la SFR montés en série sur des avions militaires. Tous ces matériels utilisaient des fréquences de l'ordre de 400 MHz.

Il est aisé de remarquer que les perfectionnements apportés par les constructeurs au cours de ces différentes réalisations ont conduit :

à des performances techniques plus poussées, dans le but d'obtenir des portées plus grandes et des précisions meilleures,

à des matériels de sécurité accrue et d'installation plus simple.

Les réalisations les plus récentes, de ces dix dernières années continuent à traduire ces efforts.

C'est ainsi que, en 1954 une revue [2] décrivait un radioaltimètre de portée maximum 5000 pieds donnant une précision aux basses altitudes de ± 5 pieds et fonctionnant à 1600 MHz.

Le National Bureau of Standards présentait, à peu près à la même époque [3], une étude sur un principe original permettant d'améliorer la précision en éliminant les incertitudes de mesure inhérentes aux très basses altitudes (2).

Plus récemment, RAYTHEON sortait de fabrication un sondeur APN 22 de portée 10 000 pieds (et 20 000 pieds sur mer) avec une précision de 5 % et de ± 2 pieds à très basse altitude, fonctionnant dans la bande 4 000 - 4 200 MHz.

Enfin, Standard Radio présentait aussi un radioaltimètre STR 30 B utilisant la même bande de fréquences et donnant l'altitude avec une précision de ± 3 pieds et de ± 3 % jusqu'à 5 000 pieds.

(2) Il s'agit des erreurs systématiques dont on parlera à un paragraphe suivant.

L'utilisation de fréquences, toujours plus élevées a permis de diminuer l'encombrement du matériel et d'en augmenter la précision faisant face ainsi à de nouveaux besoins dus au développement rapide de l'aéronautique au cours de ces dix dernières années. Cependant, le principe de fonctionnement utilisé dans toutes ces réalisations reste toujours le même.

3. Principe des radioaltimètres à modulation de fréquence

La description de ce principe a fait l'objet de nombreuses publications ; nous nous bornerons à le résumer brièvement.

Un émetteur situé à bord de l'avion alimente une antenne dont le faisceau est dirigé vers le sol. Un récepteur, avec une antenne identique, reçoit l'onde réfléchie par le sol avec un retard proportionnel à la hauteur de l'avion.

Cette onde réfléchie est mélangée à une partie de l'onde directe fournie par l'émetteur. La modulation de fréquence se faisant en principe suivant une loi périodique en forme de dent de scie linéaire entre deux limites F_1 et F_2 , un battement prend naissance dont la fréquence est proportionnelle au temps de parcours aller et retour de l'onde, donc en fin de compte, à l'altitude (fig. 1).

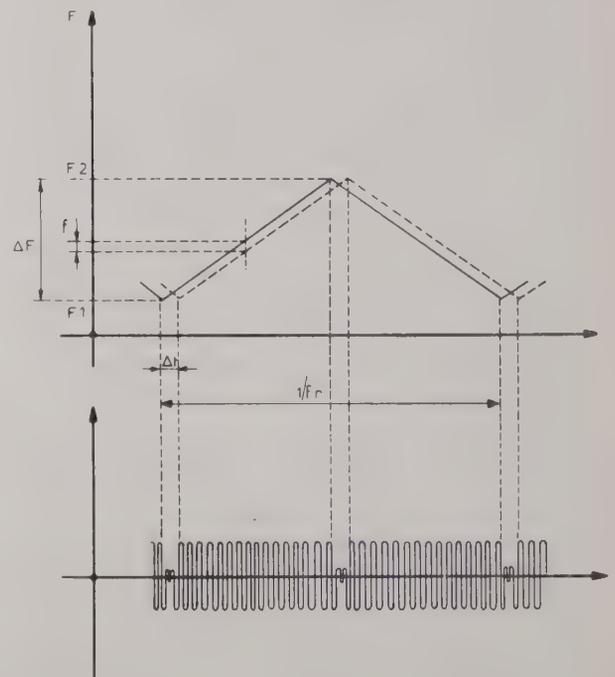


FIG. 1. — « En trait plein » : loi de variation $F(T)$ de l'onde émise
« en trait tiré » : loi de variation $F(T)$ de l'onde réfléchie.

Le schéma synoptique d'un radioaltimètre est donc relativement simple.

Il comprend essentiellement (fig. 2) :

- Un émetteur modulé en fréquence,
- Un aérien d'émission et un aérien de réception,

— Un mélangeur délivrant la fréquence de battement,

Un amplificateur BF,

— Un fréquencemètre fournissant une tension proportionnelle à l'altitude,

— Un indicateur d'altitude.

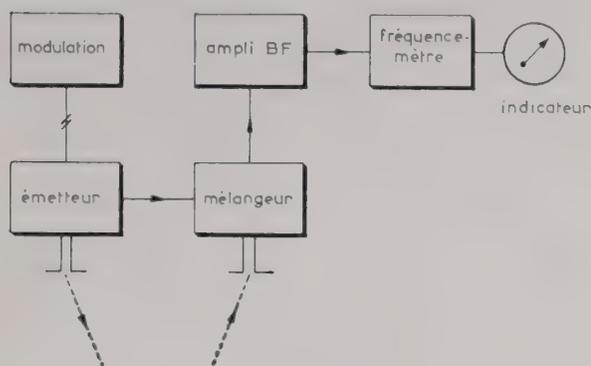


FIG. 2. — Schéma synoptique d'un radioaltimètre.

4. Fonctionnement pratique

En fait, la pratique montre que les choses se passent beaucoup moins simplement. Les différents trajets de réflexion possibles des ondes entre l'avion et le sol (fig. 3) introduisent de nombreuses distorsions et fréquences parasites en plus du signal utile désiré (trajet a).

— Le signal (b) est un signal de couplage direct entre les antennes ; il est d'autant plus puissant que les antennes sont plus rapprochées.

— Le signal (c) est dû à un trajet de réflexion multiple entre la surface métallique de l'avion et le sol. Ce phénomène n'est sensible qu'aux très basses altitudes.

— Le signal (d) peut être produit par une interférence de l'onde réfléchi vers l'émetteur.

— Les signaux (e) peuvent être dus à une mauvaise adaptation d'impédance dans les liaisons coaxiales entre les antennes, et l'émetteur et le récepteur. La fréquence de ces signaux est égale au double de la fréquence de récurrence de la dent de scie de modulation.

— Le signal (f) peut être dû à une réflexion sur des obstacles mécaniques à proximité des aériens.

Le signal utile (a) ne se présente donc pas seul à l'entrée du récepteur ; encore convient-il de remarquer qu'il n'est pas lui-même absolument pur. La surface du sol ou de la mer ne se comporte pas comme un miroir parfaitement plan et uni ; le signal réfléchi se compose en fait de nombreux signaux de phase et d'amplitude variables ayant parcouru des trajets légèrement différents, et pouvant aussi produire d'autres battements entre eux.

De plus, en raison de l'inversion de pente de la dent de scie de modulation, le signal utile réfléchi se présente sous la forme de fuseaux récurrents (fig. 1).

Son amplitude même varie en fonction de l'altitude suivant une loi théorique de 6 décibels par octave, et aussi en fonction de la nature de la surface réfléchissante. Il est courant de trouver des différences de 6 à 12 décibels dans l'amplitude d'une onde réfléchi par la mer ou par un sol sableux et sec.

C'est le rôle du récepteur et de l'amplificateur BF en particulier d'atténuer suffisamment les signaux parasites et de ne compter que le signal utile, en adaptant son gain et sa sélectivité à l'amplitude et à la fréquence du seul signal désiré.

Ces conditions supposées remplies, devraient, en principe, assurer une portée maximum au radioaltimètre et lui permettre de mesurer aussi de très faibles altitudes.

De nombreuses autres considérations, d'ordre pratique, peuvent influencer sur les caractéristiques techniques de principe et de détails de l'appareillage.

Il nous semble donc utile de déterminer au préalable, les qualités opérationnelles que l'utilisateur est en droit d'attendre d'un radioaltimètre.

5. Caractéristiques et tendances actuelles

— La portée maximum utilisable semble devoir se situer à au moins 10 000 pieds au-dessus de la terre.

— La limite de portée (ou décrochage) doit se traduire par l'apparition d'un secteur rouge sur l'indicateur (flag alarm).

— La précision aux basses altitudes doit être voisine de quelques pieds — 2 pieds — semble réaliser un bon compromis.

— Pour les altitudes moyennes, une précision de 5 % paraît suffisante.

— L'indicateur, afin de faciliter la lecture et d'éviter de fausses manœuvres ne possèdera qu'une seule échelle, tout en gardant une bonne précision aux basses altitudes.

— Dans le cas d'un vol à altitude constante, il semble indispensable, de pouvoir disposer d'un sélecteur permettant de signaler par un voyant lumineux, lorsque l'altitude de l'avion est en-dessous d'une valeur prédéterminée.

— Il est important de réaliser un compromis judicieux entre l'amortissement de l'indicateur, sa fidélité et la précision de lecture.

Le radioaltimètre devra délivrer une tension ou une résistance proportionnelle à l'altitude, de façon à pouvoir être utilisé en liaison avec un autopilote.

— L'installation de l'appareillage à bord, et des aériens en particulier, doit pouvoir se faire suivant des règles simples, et les performances obtenues ne doivent pas dépendre des conditions d'installation.

— Les qualités technologiques du radioaltimètre doivent être celles que l'on peut attendre d'un

instrument de navigation et de sécurité, c'est-à-dire :

- poids et encombrement réduits,
- faible consommation,
- sécurité de fonctionnement élevée,
- maintenance facile.

Pour réaliser ces performances et ces qualités, certaines caractéristiques paraissent essentielles ; aussi bien nous proposons nous d'examiner les solutions techniques qu'il semble nécessaire d'adopter dans ce but.

5.1. LONGUEUR D'ONDE

Le choix de la fréquence de fonctionnement est un facteur important dans la conception d'un radio-altimètre. Depuis les premières réalisations, à 400 MHz, on assiste à une montée régulière des fréquences d'utilisation, pour atteindre finalement la bande des 4 000 MHz.

Il semble peu probable que cette course aux fréquences élevées atteigne les ondes centimétriques en raison des particularités de propagation de ces ondes.

Pour les avions modernes supersoniques, les antennes saillantes et volumineuses sont à proscrire ; il faut utiliser des antennes encastrées dans la structure même de l'avion, de dimensions aussi réduites que possible, ce qui est rendu plus facile en utilisant des fréquences de l'ordre du millier de MHz.

5.2. IMPLANTATION DES AÉRIENS

À bord d'un avion, l'implantation des aériens pose en général des problèmes particuliers difficiles à résoudre, car les exigences des électroniciens et des aviateurs sont assez souvent incompatibles.

On en vient ainsi à définir des règles d'implantation régissant la position des aériens entre eux et par rapport aux différentes parties des masses métalliques de l'avion.

Ces règles sont rendues nécessaires par les principes mêmes de détection adoptés.

En effet, on a vu plus avant que la fréquence de battement, proportionnelle à l'altitude, était obtenue par le mélange entre l'onde réfléchie et une partie de l'onde directe.

Deux solutions sont possibles : soit ramener une fraction de la puissance d'émission sur un mélangeur relié à l'aérien réception, mais dans ce cas il faudra éloigner les 2 aériens de façon à diminuer leur couplage, ou bien les rapprocher suffisamment de façon que ce soit l'onde directe elle-même (onde *b* de la figure 3) qui soit ramenée sur le mélangeur comme onde locale.

Ces deux principes de mélange, indirect ou direct ont tous deux des avantages et des inconvénients. Le premier oblige à utiliser des câbles coaxiaux de liaison entre les aériens et l'émetteur-récepteur.

La proximité des pièces métalliques (train d'atterrissage, volets) réagit souvent sur les performances de l'équipement ce qui peut conduire à définir des règles strictes d'implantation.

Par contre le trajet de l'onde dans les câbles entrant en jeu dans le calcul de la fréquence de battement minimum, celle-ci se trouve portée bien au-dessus de la fréquence de récurrence de la dent de scie de modulation (signaux parasites de la figure 3).

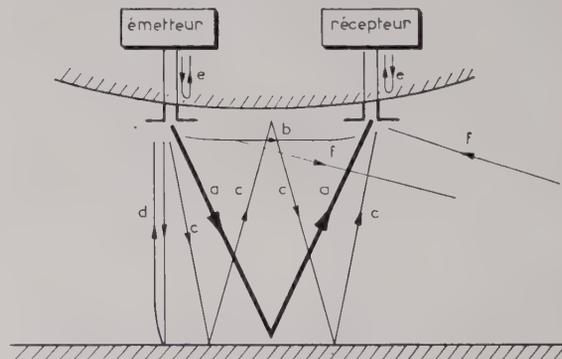


FIG. 3. — Différents trajets de réflexion des ondes entre l'avion et le sol.

Au contraire, dans le principe de mélange direct, si la longueur d'onde est faible, on peut rapprocher très près les aériens et réaliser des structures monoblocs d'aériens de faibles dimensions, qui peuvent dans une certaine mesure, faciliter l'implantation à bord et supprimer les câbles coaxiaux de liaison.

5.3. MESURE ET AFFICHAGE DE L'ALTITUDE

L'indication de l'altitude est tirée de la mesure de la fréquence de battement entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Un calcul simple montre que celle-ci est égale à :

$$f = \frac{4 \Delta F \cdot f_r \cdot h}{c} \quad \text{en appelant :}$$

ΔF l'excursion de fréquence,

f_r la fréquence de récurrence,

c la vitesse de propagation des ondes.

En effet le temps de propagation des ondes pour un trajet aller et retour de l'onde émise est :

$$\Delta t = \frac{2h}{c}$$

Pendant ce temps la fréquence d'émission a varié d'une quantité égale à :

$$f = \frac{\Delta F \cdot \Delta t}{1/2 f_r}$$

d'où

$$f = \frac{4 \Delta F \cdot h \cdot f_r}{c}$$

Un fréquencemètre placé à la sortie de l'amplificateur BF donne une tension continue, proportionnelle à l'altitude, qu'il suffit d'afficher sur un indicateur.

C'est là le principe le plus simple de mesure : ΔF , f_r sont maintenus constants et on mesure f pour connaître l'altitude h . Il convient, si l'on veut conserver la possibilité de mesurer des altitudes aussi faibles que le mètre et jusqu'à 3 000 m, de diviser l'échelle de mesure en deux sous-gammes. On peut ainsi diminuer la bande de fréquence à mesurer, donc le bruit, et simplifier la mesure de fréquence, en commutant dans les deux sous-gammes, par exemple — l'excursion de fréquence (cas de l'AVIA-SOL), ou la vitesse de modulation (cas de la sonde AM 210).

D'autres principes permettent à l'utilisateur de s'affranchir de l'opération fastidieuse de la commutation des sous-gammes.

Ils utilisent en général un système de mesure mixte. Dans la première sous-gamme, le radioaltimètre fonctionne à vitesse de modulation constante et fréquence de battement variable, et dans la deuxième sous-gamme, la vitesse de modulation est asservie à l'altitude pour maintenir la fréquence de battement constante.

Il est ainsi possible de réaliser une lecture continue de la totalité de l'échelle, au prix toutefois d'une certaine complication (un tel principe est utilisé sur l'altimètre Américain APN 22).

On pourra se reporter pour plus de détails, à une étude intéressante parue dans cette revue [4].

Quel que soit le principe de mesure choisi il importe que l'affichage se traduise pour l'utilisateur, par une indication stable, suffisamment amortie, pour ne pas être exagérément sensible aux moindres variations du relief, tout en gardant une rapidité de réponse convenable.

Un compromis doit être trouvé entre la sensibilité de l'indicateur et son amortissement, de façon à définir une commune mesure convenant aussi bien pour les faibles que pour les hautes altitudes.

Une implantation facile, sans règle stricte, une exploitation facile et agréable devraient permettre de satisfaire à la fois les exigences de l'avionneur et de l'utilisateur.

Il semble intéressant de voir aussi quelles sont les conditions qui peuvent influencer sur la précision des indications d'altitude fournies par le radioaltimètre.

6. Théorie des erreurs

Nous distinguerons les erreurs dues au principe même de la modulation de fréquence, de celles dues au calibrage ou aux imperfections de l'appareillage.

6.1. ERREUR GÉOMÉTRIQUE

On désigne, sous cette dénomination, l'erreur due au fait que, aux très basses altitudes, l'écartement des antennes intervient dans la mesure du trajet aller

et retour de l'onde, par rapport à la distance verticale que l'on désire connaître.

Cette erreur n'est sensible qu'aux très basses altitudes, et seulement dans le cas du principe de couplage indirect, où les aériens sont très espacés.

6.2. ERREUR D'INVERSION

La loi de variation de la modulation de fréquence impose à chaque inversion de la dent de scie, le passage par zéro de la fréquence de battement. Or, le temps pendant lequel la fréquence de battement varie, et diffère de la valeur constante le long du cycle est en pratique très faible devant la $1/2$ période de récurrence (T).

L'erreur en résultant est de l'ordre de $\frac{\Delta f}{T}$ c'est-à-dire de $\frac{1}{1000}$ environ ; elle est donc négligeable vis-à-vis des autres erreurs possibles.

6.3. ERREUR DE NON LINÉARITÉ

Il est difficile de réaliser une variation de fréquence en forme de dent de scie parfaitement linéaire. L'erreur due à cette non linéarité du fait de l'intégration par les circuits de comptage, n'influe pas directement sur la précision, la seule variable à contrôler étant la déviation totale de fréquence.

Tout au plus intervient-elle moins directement sur les conditions de portée limite, en produisant une fréquence de battement variable au cours du cycle, dont il doit être tenu compte en regard de la bande passante de l'amplificateur BF.

6.4. ERREUR DOPPLER

L'effet Doppler ne peut prendre naissance que s'il y a déplacement relatif entre le radioaltimètre et l'obstacle réfléchissant. Dans les cas d'utilisation pratique, cet effet ne pourrait être que très réduit du fait des faibles taux de montée ou de descente des aéronefs. D'autre part la variation de fréquence due à l'effet Doppler augmentant la fréquence de battement pendant la moitié d'un cycle de modulation et la diminuant pendant l'autre moitié, l'erreur est donc intégrée et annulée au cours d'une période de modulation.

6.5. ERREUR SYSTÉMATIQUE

La théorie de cette erreur, appelée parfois aussi, erreur fixe, ou step-effect dans la littérature américaine, a suscité de nombreuses études [4-5].

Son origine est due au fait que la modulation de fréquence ne pouvant se faire que d'une façon récurrente, on compte à chaque cycle de modulation, un nombre entier de battements.

Or, l'onde réfléchie revenant avec une phase indéterminée, par rapport à l'onde incidente ; lorsque l'altitude change d'une fraction de longueur d'onde ($\lambda/4$) la phase moyenne varie de 180° .

Il est alors possible suivant la phase relative de l'onde directe et de l'onde réfléchie, de compter n ou $n + 1$ battements au cours d'un cycle de modulation. On démontre ainsi qu'il est relativement rare que l'altitude indiquée soit égale à l'altitude réelle (cf. figure 4) et qu'elle peut en différer d'une valeur égale au maximum à l'erreur systématique soit :

$$\Delta h = \frac{c}{4 \Delta F}$$

ΔF étant l'excursion de fréquence.

Cette formule montre qu'un premier moyen pour diminuer cette erreur est de prendre une excursion de forte valeur, ce qui sera facilité par l'utilisation de fréquences élevées.

Or si l'on considère le cas pratique d'un avion ou même d'un hélicoptère effectuant un vol stationnaire, il est bien évident que les trajets de réflexion des ondes varient continuellement et ne peuvent rester constants à moins de $\lambda/4$ près ($\lambda/4 = 4,5$ cm à 1 600 MHz).

Une intégration dans le système de comptage serait donc suffisante pour moyenniser l'erreur systématique et la réduire de moitié.

Cependant, si l'on considère la figure 4, on voit que les différents créneaux ont des largeurs régulièrement variables au cours d'un cycle, les créneaux

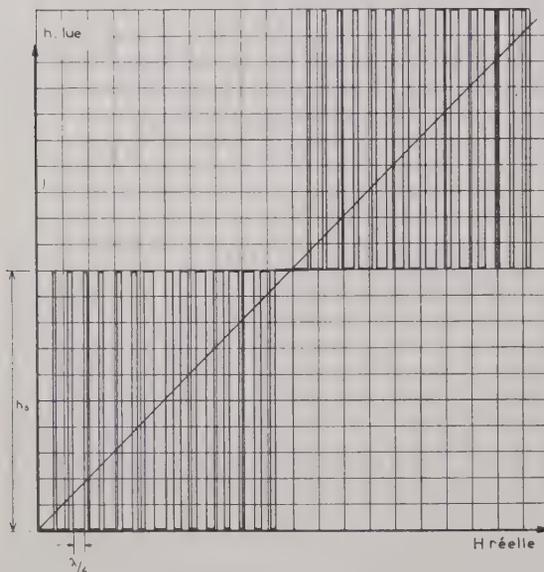


FIG. 4. — Variations de l'altitude lue en fonction de l'altitude réelle. Effet produit par l'erreur systématique.

de plus faible largeur se trouvant au début du cycle et les plus larges vers la fin. La récurrence de ces créneaux restant toutefois toujours constante et égale à $\lambda/4$, les rapports des temps pendant lesquels on peut compter n ou $n + 1$ battements varie donc en fonction de l'altitude.

On peut démontrer ainsi, que l'erreur systématique moyenne tend pratiquement vers zéro. La pratique montre en effet que cette erreur n'est pas observable en vol, même stationnaire, tout au plus, peut-on l'observer parfois, en position fixe au sol.

Différents systèmes ont été proposés pour éviter cet inconvénient.

Ils consistent pour la plupart à introduire une modulation de phase dans l'onde locale au niveau du mélangeur, de façon que l'intégration de l'erreur se fasse automatiquement et d'une manière systématique [5].

6.6. ERREURS DE CALIBRAGE

Ces erreurs résultent des imperfections de réglage ou de stabilité de l'appareillage. Elles peuvent réagir sur les grandeurs ΔF , f_r ou f intervenant dans la formule donnant l'altitude h .

a) ΔF . La modulation de fréquence est en général réalisée par des moyens mécaniques (condensateur tournant par exemple) ce qui permet d'en définir d'une manière relativement simple et sûre, l'amplitude et la valeur moyenne, donc d'utiliser au maximum la bande de fréquence allouée.

Dans le cas du radioaltimètre APN 22, le tube émetteur est un magnétron dont la cavité est modulée en fréquence à l'aide d'une membrane déformable. On peut reprocher à ce principe d'entraîner des circuits de modulation compliqués (élimination des fréquences de résonance) et des réglages laborieux.

b) f_r . Suivant le principe adopté et dans le cas où f_r doit être maintenu constant, on utilise en général un moyen de régulation de vitesse mécanique (régulateur centrifuge) qui, la plupart du temps, assure une stabilité suffisante (cas de l'AM 210).

c) f . Dans le cas où l'on utilise un principe de mesure à vitesse de modulation variable et fréquence constante, la précision finale est liée à la fidélité du système de comparaison de vitesse (dynamo tachymétrique et comparateur de tension par exemple).

7. Description du radioaltimètre THC 995

Ce radioaltimètre a été étudié par la Compagnie Française THOMSON-HOUSTON, sous l'impulsion du Service Technique des Transmissions de l'Armée de l'Air.

Faisant suite aux matériels que nous venons de décrire le programme d'étude prévoyait la réalisation d'un radioaltimètre de portée accrue (10 000 pieds) de bonne précision aux basses altitudes, et d'implantation facile à bord de n'importe quel aéronef.

Les caractéristiques du radioaltimètre THC 995 sont les suivantes :

- Principe de mesure par modulation de fréquence,
- bande allouée 1 600-1 660 MHz,
- fréquence centrale $1\,630 \pm 5$ MHz,
- excursion de fréquence ± 25 MHz,
- lecture sur une seule échelle,
- possibilité d'asservir un auto-pilote.

Nous avons adopté, sur ce matériel, le principe de couplage par l'onde directe entre les aériens, qui se trouvent de ce fait, très proches l'un de l'autre.

Ceci rend le fonctionnement du radioaltimètre pratiquement insensible aux réflexions parasites que pourraient produire des obstacles voisins, tels que volets, frein de piqué, train d'atterrissage ou pales d'hélicoptère.

L'expérimentation a prouvé que l'installation de ce matériel sur des aéronefs très différents tels que, MD 315, hélicoptère Alouette, ou HSS Sykorsky, ne posaient pas de problèmes particuliers d'implantation.

La liaison de l'émetteur et du mélangeur à leurs antennes respectives se fait par des câbles coaxiaux courts, alors que la liaison BF entre ce bloc et le coffret suivant peut se faire sous basse impédance par un câble blindé ordinaire. L'installation à bord s'en trouve simplifiée puisque l'on évite d'utiliser des câbles coaxiaux fragiles, facilitant ainsi les traversées des parois ou des cloisons pare-feu.

7.3. LE COFFRET DE MESURES

Le coffret de mesures que l'on aperçoit à droite de la photographie, comprend l'amplificateur BF et les circuits de commande de l'indicateur.

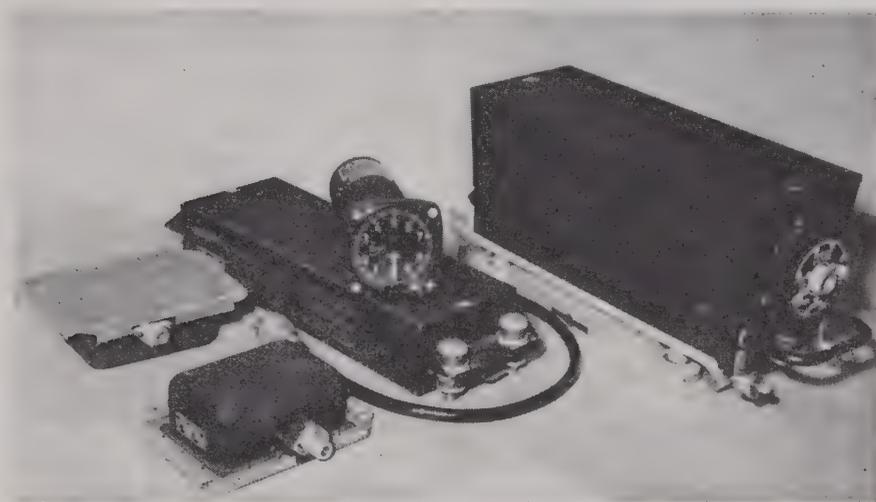


FIG. 5. — Ensemble du matériel THC 995.

L'appareillage comprend (cf figure 5) :

- 2 aériens encastrés,
- 1 bloc émetteur-récepteur,
- 1 coffret de mesures,
- 1 indicateur.

7.1. AÉRIENS

Les deux aériens sont du type encastré à faible épaisseur de façon à pouvoir se monter aussi dans les voilures minces des avions rapides. La directivité est suffisante pour assurer un fonctionnement correct de l'appareillage quelles que soient les variations d'assiette de l'aéronef dans les limites de $\pm 40^\circ$.

7.2. LE BLOC ÉMETTEUR-RÉCEPTEUR

Il contient la cavité d'émission modulée en fréquence par une capacité tournante entraînée par un moteur à deux vitesses régulées.

A l'intérieur du bloc émetteur-récepteur, on trouve encore, un mélangeur à cristal, un préamplificateur, et des circuits annexes de commande.

Un sélecteur d'altitude permet d'avertir l'utilisateur, par l'allumage d'un voyant, lorsqu'il navigue en dessous d'une altitude prédéterminée.

7.4. L'INDICATEUR

L'indicateur est un modèle normalisé pouvant s'encastrer sur une planche de bord. L'indication de l'altitude est faite d'une façon simple, rappelant la présentation des altimètres barométriques (figure 6).

Une aiguille centrale, effectue un tour pour 1 000 pieds, et 10 tours pour la totalité de l'échelle. Les milliers de pieds apparaissent totalisés derrière une petite fenêtre que l'on peut voir sur la partie gauche du cadran.

La totalité de l'échelle est explorée en une seule gamme, sans que l'utilisateur ait à intervenir.

Il est ainsi possible d'avoir une grande précision de lecture aux très basses altitudes.

En haut de l'échelle, la précision de lecture pourrait paraître a priori exagérée ; un dispositif d'amortissement spécial a été prévu pour rendre l'indication stable à toute altitude, tout en gardant une bonne sensibilité aux basses altitudes.



FIG. 6. — Indicateur du radioaltimètre THC 995. Module 80 (Norme BNAé 400.01.1). L'indicateur peut aussi être réalisé dans des dimensions plus réduites (Module 57).

Dans une version de l'indicateur plus spécialement destinée aux vols sur hélicoptères, la gravure de la face avant de l'indicateur seule a changé, un tour d'aiguille représentant alors 100 pieds.

La commande de cet indicateur d'altitude est basée sur le principe des mesures potentiométriques automatiques, comprenant l'auto-équilibrage de la tension à mesurer, avec celle délivrée par un potentiomètre asservi.

On utilise, pour cet asservissement, un amplificateur magnétique dont les qualités de simplicité et de robustesse sont bien connues.

Ce procédé de mesure permet d'obtenir l'indication d'altitude au moyen d'un arbre capable de développer un couple relativement élevé, suffisant pour actionner divers contacts et des répéteurs potentiométriques qui permettent, par exemple, d'accoupler le radioaltimètre à un auto-pilote, ou bien de disposer d'une tension proportionnelle à l'altitude ou à la vitesse ascensionnelle, dans le cas de l'utilisation sur engins, par exemple.

Aussi bien, il serait possible de délivrer cette information sous forme digitale dans le cas où l'on désire-rait l'introduire dans un calculateur numérique.

Un autre avantage de ce procédé de mesure est de permettre un développement important de l'échelle de lecture par un système de démultiplication du mouvement de l'aiguille.

Cet avantage peut être particulièrement intéressant lorsqu'on utilise le radioaltimètre sur un hélicoptère, et lorsqu'on désire mesurer avec précision des altitudes peu élevées.

Enfin, il permet aussi une augmentation sensible de la précision de mesure de l'indicateur, même en présence de perturbations mécaniques qui seraient difficiles à supporter par un indicateur à cadre mobile.

7.5. PERFORMANCES

Les performances du radioaltimètre THC 995 sont les suivantes :

Portée maximum :

14 000 pieds au dessus de la terre.

Précision de mesure :

2 pieds de 0 à 50 pieds

3 pieds de 50 à 100 pieds

5 % au dessus

Altitude minimum mesurable : 2 pieds

Les courbes d'étalonnage des figures 7-8-9, donnent une idée de la précision et de la stabilité de l'indication.

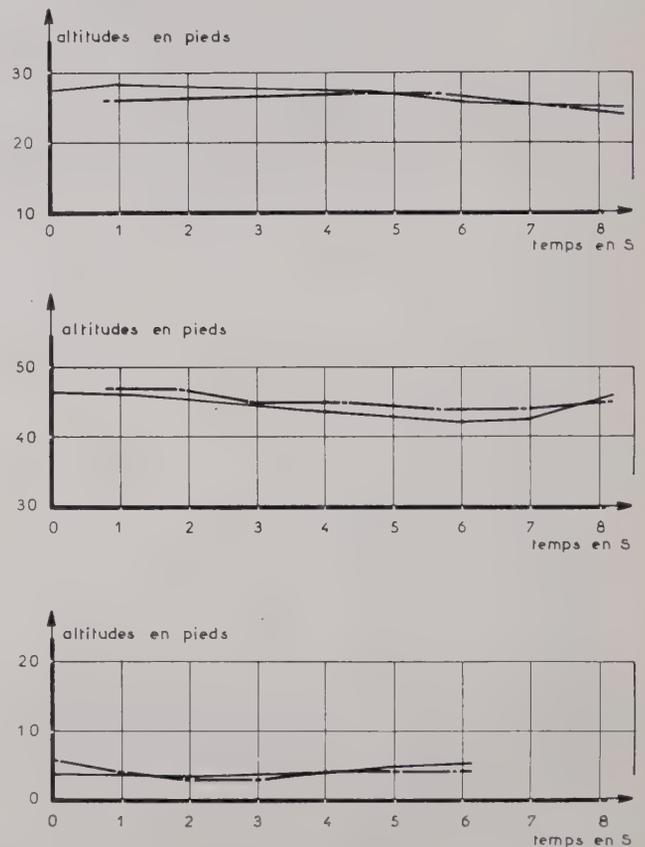


FIG. 7. — Courbes d'étalonnage du radioaltimètre en fonctionnement :
— en trait plein : enregistrement de l'altitude lue,
— en trait mixte : enregistrement de l'altitude réelle.
Les points représentent les valeurs mesurées.

Elles ont été relevées, à basse altitude, à l'aide de cinéthéodolites avec téléenregistrement synchronisé. On voit que l'erreur à ces altitudes reste toujours inférieure à 2 pieds.

8. Conclusion

La conception et le choix des principes de fonctionnement d'un radioaltimètre, résultent d'un compromis à adopter parmi des nombreuses solutions.

La réalisation et la mise au point posent des problèmes complexes dans lesquels l'expérimentation en vol tient une large place.

C'est à ce double titre, que nous tenons à remercier le S.T.T.A. pour les conseils qu'il nous a donnés au cours de cette étude, et le C.E.V. de Brétigny et la C.E.P.A. à St-Raphaël pour l'aide précieuse qu'ils nous ont apportée au cours de la mise au point des prototypes de ce matériel.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Matsuo. Altimètre à lecture directe pour l'aéronautique. *Onde Electrique*, juillet 1939.
- [2] BLOCH, BUECKS, HEATON. Improved Radioaltimeter, *Wireless World*, mars 1954.
- [3] Low-Lewel FM Altimeter. *Tele Tech & Electronic Industries*, avril 1954.
- [4] COLLETTE et LABROUSSE. Altimètre radioélectrique à modulation de fréquence. *Onde Electrique*, juin 1957.
GIROUD et COUILLARD. Sondeur radioélectrique pour la mesure des hauteurs des aéronefs au-dessus du sol. *Annales de Radioélectricité*, avril 1947.
- [5] KALMUS, CACHERIS, DROPKIN. Non quantized Frequency Modulated Altimeter. *Transaction of IRE*, juin 1954.

APPLICATION AU RADAR DU PHÉNOMÈNE DE RÉFLEXION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PAR LE SOL

PAR

R. RICHTER

*Ingénieur Radio E.S.E.**

J. BESSIS

*Ingénieur E.N.S.A.**

P. CATELLA

*Ingénieur de l'Ecole Polytechnique**

Introduction

Les ondes électromagnétiques métriques, décimétriques, centimétriques, utilisées en détection électromagnétique, ne se réfléchissent que rarement sur les couches ionosphériques ou de la haute atmosphère, même anormalement ionisées.

Si l'aérien d'une station rayonnait en espace libre, le calcul du champ électrique à grande distance et par suite celui de la portée seraient simples. Il suffirait alors d'appliquer l'équation du Radar compte tenu des paramètres d'exploitation.

Mais ce cas idéal n'est jamais rencontré, en effet :

— L'espace n'est pas indéfini mais limité par le sol et les obstacles naturels.

— Le milieu de propagation n'est pas un diélectrique parfait, homogène et isotrope.

En conséquence, on observe des phénomènes de réflexion, de diffraction, de réfraction, de diffusion et d'absorption. Ces phénomènes se rencontrent également dans toute la gamme de fréquence des ondes hertziennes. Mais aux basses fréquences, les dimensions des hétérogénéités atmosphériques sont négligeables par rapport à la longueur d'onde ; dans ce cas, on peut ne pas tenir compte de la structure fine et ne considérer que la propagation autour d'une sphère terrestre, parfaite, surmontée par une atmosphère homogène. Cette approximation n'est plus valable dans le domaine des ondes utilisées par le radar. On voit alors apparaître des propriétés analogues à celles des ondes lumineuses, mais leur longueur d'onde est encore trop grande pour qu'elles suivent *exactement* la propagation rectiligne de l'optique géométrique.

Dans la présente étude, on n'étudiera que le rôle de la réflexion des ondes sur le sol et son influence sur le diagramme de couverture d'une station radar, sans tenir compte des autres phénomènes. En outre, on supposera que la propagation s'effectue dans une atmosphère parfaitement homogène et en présence d'une terre sphérique de rayon $R = k$ fois le rayon réel, ce qui permettra de négliger la variation de l'indice de l'air en fonction de l'altitude. On prend $k = 4/3$ puisque c'est la valeur généralement adoptée pour les régions tempérées.

On sait que la surface terrestre réfléchit plus ou moins correctement les ondes électriques. Analytiquement, on caractérise ce phénomène par un *coefficient de réflexion* que l'on représente en notation complexe par le symbole :

$$\Gamma = \rho e^{i\phi}$$

$|\Gamma| = \rho$ représente le coefficient de réflexion spécifique de la nature du sol, $\arg \Gamma = \phi$ représente le déphasage introduit par la réflexion.

Pour une fréquence déterminée, Γ est fonction de l'angle de site, de la polarisation de l'onde et de la nature du sol.

Pour la gamme de fréquences utilisée par le radar, on peut donner un résultat moyen des variations de ρ et de ϕ en fonction de l'angle de site θ . Les graphiques ci-contre montrent ces variations pour les deux types de polarisation que l'on peut rencontrer. Mais comme jusqu'à ce jour, les radars utilisant la réflexion des ondes sur le sol ne rayonnent que des ondes à polarisation horizontale, la présente étude n'envisagera que ceux-ci.

D'après les graphiques de la figure 1, on constate que le coefficient de réflexion varie très peu pour les

* Officiers à la B.E. 725, Le Bourget-du-Lac (Savoie).

angles de site utilisés par ces appareils ; de plus son module sera toujours voisin de 1 et son argument très peu différent de 180°. Ainsi, on obtiendra des résultats très proches de la réalité, en prenant ces

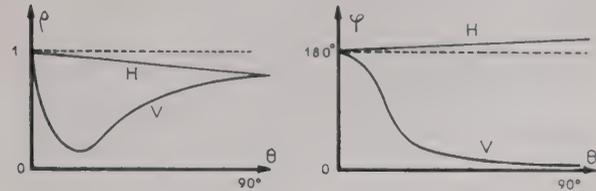


FIG. 1.

valeurs de ρ et φ pour étudier l'influence du phénomène de réflexion sur la couverture d'une station radar. Mais il faut remarquer que ces graphiques ne sont valables que pour un terrain *moyen*, c'est-à-dire qu'ils ne tiennent compte ni de la nature du sol, ni de son degré d'humidité, et qu'en outre, ils supposent la surface de réflexion plane et indéfinie.

Si la zone sur laquelle se réfléchissent les ondes électromagnétiques est parsemée d'obstacles et d'irrégularités, les conditions de propagation sont profondément modifiées. Cependant, on admet que si ces irrégularités ont une hauteur inférieure à un *certain seuil*, dont la valeur est donnée par le Critère de RAYLEIGH on peut considérer qu'on reste dans le domaine de la réflexion spéculaire.

Ainsi, on examinera dans une première partie le cas où la réflexion se fait sur un sol plan et indéfini, ce qui donne une *réflexion spéculaire* ; puis dans une deuxième partie, le cas de la réflexion sur un sol irrégulier donnant une *réflexion diffuse*.

PREMIÈRE PARTIE

LA RÉFLEXION SPECULAIRE

1. Première approximation : l'optique géométrique

1.1. MISE EN ÉQUATION DU PROBLÈME

La première hypothèse simplificatrice que l'on peut faire est de supposer que dans un domaine de propagation homogène et isotrope un pinceau étroit de rayons électromagnétiques se propage en *ligne droite*.

Soit $\Gamma = \rho e^{i\varphi}$ le coefficient de réflexion complexe du sol.

Par suite de la forme du diagramme de rayonnement de l'antenne, une certaine partie de l'énergie électromagnétique rayonnée est dirigée vers le sol : le champ total arrivant sur la cible B (fig. 2) est la somme géométrique de deux champs : le champ direct E_D et le champ réfléchi par le sol E_R

$$\vec{E}_T = \vec{E}_D + \vec{E}_R$$

On raisonne sur le champ électrique seul.

Soit E_0 l'amplitude du champ dans la direction du gain maximum et à la même distance d que la cible, et soit $f(\theta)$ la caractéristique directionnelle de

l'antenne en espace libre. L'expression du champ direct sur la cible B est :

$$\vec{E}_D = \vec{E}_0 f(\theta') e^{i2\pi t \frac{t}{T}}$$

En supposant qu'il n'y ait aucune atténuation des ondes le long du ΔR , l'expression du champ réfléchi au même point B est :

$$\vec{E}_R = \rho \vec{E}_0 f(\theta) e^{i(2\pi \frac{t}{T} + \varphi + 2\pi \frac{\Delta R}{\lambda})}$$

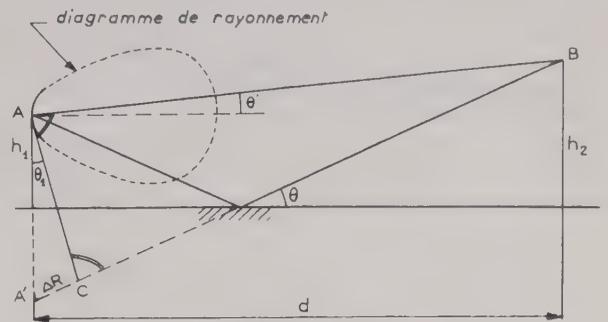


FIG. 2.

ΔR représente la différence de marche entre le rayon direct et le rayon réfléchi.

Il est égal à :

$$\Delta R = 2 h_1 \sin \theta$$

lorsqu'on suppose les rayons directs et réfléchis parallèles.

Cette hypothèse simplificatrice est généralement valable puisque la cible se trouve toujours à très grande distance de l'antenne. Par suite :

$$\vec{E}_R = \rho \vec{E}_0 f(\theta) e^{i(2\pi \frac{t}{T} + \varphi + 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta)}$$

Si le diagramme de rayonnement de l'antenne est symétrique, et si de plus, il est calé à l'horizontale, on a :

$$f(\theta) = f(\theta') = f(-\theta)$$

et finalement le module du champ total au point B sera (fig. 3) :

$$|\vec{E}_T| = |\vec{E}_0| f(\theta) \sqrt{1 + \rho^2 + 2\rho \cos(\varphi + 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta)}$$

En cherchant le lieu géométrique des points de l'espace où le champ $|\vec{E}_T|$ atteint une valeur égale

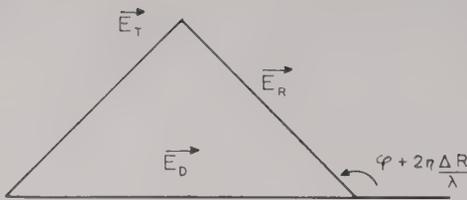


FIG. 3.

au minimum détectable, on obtient le diagramme de couverture de la station radar.

On voit que ce diagramme (fig. 4) est feuilleté par de nombreux lobes dont les maxima sont égaux à $(1 + \rho)$ fois la valeur en espace libre et les minima à $(1 - \rho)$ fois. Tout se passe comme si le sol « modulait » le diagramme de couverture en espace libre à une fréquence dépendant de h/λ et avec un taux de modulation dépendant de ρ .

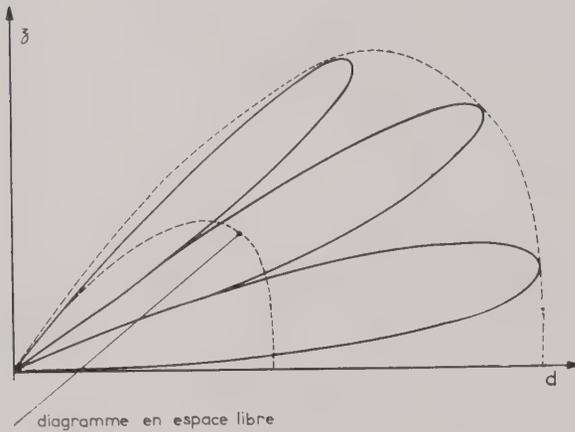


FIG. 4.

On a vu précédemment qu'en première approximation on pouvait prendre $\varphi = \pi$. Dans ce cas, la direction des maxima est définie par :

$$\cos 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta = -1$$

donc :

$$\sin \theta = \frac{2k + 1}{4 \frac{h}{\lambda}} \tag{1-1}$$

De même pour les minima :

$$\cos 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta = +1$$

d'où :

$$\sin \theta = \frac{k}{2 \frac{h}{\lambda}} \tag{1-2}$$

On voit que dans tous les cas, quelle que soit la polarisation, le champ est nul à l'horizontale de l'antenne et on remarque qu'apparaît le paramètre h/λ caractéristique de la forme, du nombre et de la répartition des lobes.

1.2. L'ÉQUATION DU RADAR

Lorsque le diagramme de rayonnement du radar est connu, la puissance de crête P_E émise vers l'angle de site θ est bien définie. Une partie de l'énergie reçue par la cible est réfléchi vers le récepteur. Soit P_R la puissance reçue par cet appareil.

L'équation du radar permet de relier la portée R du radar à la puissance de crête P_E , au seuil de sensibilité P_r du récepteur, à la surface σ de l'objectif, à la longueur d'onde λ et aux gains G_E et G_R des antennes d'émission et de réception.

On suppose que la cible réémet de façon isotrope la puissance P_1 qu'elle reçoit :

$$P_1 = G_E \frac{P_E}{4\pi R^2} \sigma$$

La puissance reçue par l'antenne radar est :

$$P_r = G_E \frac{P_E}{4\pi R^2} \cdot \sigma \cdot \frac{S}{4\pi R^2}$$

S représente la surface électrique équivalente de l'antenne de réception. Le gain est relié à cette surface par la formule

$$G_R = 4\pi \frac{S}{\lambda^2}$$

On a donc

$$\frac{P_E}{P_R} = \frac{(4\pi)^3 R^4}{\sigma G_E G_R \lambda^2} 1$$

La portée maximum pour un type d'avion est atteinte lorsque P_R est égal à la puissance minimum détectable P_{min} . On atteint alors

$$R_{max} = \sqrt[4]{\frac{P_E}{P_{min}} \frac{G_E G_R}{(4\pi)^3} \lambda^2 \sigma} \tag{1-3}$$

Pour simplifier, et c'est d'ailleurs généralement le cas, on supposera qu'il n'y a qu'une seule antenne servant à l'émission et à la réception. Donc :

$$G_E = G_R = G \quad (\text{en première approximation})$$

G représente le gain en puissance dans une direction θ quelconque. Sa valeur en fonction du gain maximum est donnée par la relation :

$$G = G_{max} F'(\theta)$$

où $F'(\theta)$ représente la caractéristique directionnelle de l'antenne (en puissance) en espace libre.

Si l'on remplace le gain G et la caractéristique directionnelle $F'(\theta)$ en puissance par le gain g et la caractéristique $f(\theta)$ en tension, on a

$$G = G_{max} F'(\theta) = g^2_{max} f^2(\theta)$$

La portée du radar en espace libre dans une direction θ quelconque est donnée par

$$R_E = \sqrt[4]{\frac{P_E}{P_{min}} g^4 \frac{\lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3} f^4(\theta)} = R_{max} f(\theta)$$

Où R_{max} représente la portée maximum du radar en espace libre.

En présence du sol cette portée devient

$$R_s = R_{max} f(\theta) \sqrt{1 + \rho^2 + 2\rho \cos(\varphi + 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta)}$$

ou encore :

$$R_s = R_{max} F \tag{1-4}$$

F est un facteur de propagation égal à :

$$F = f(\theta) \sqrt{1 + \rho^2 + 2\rho \cos(\varphi + 4\pi \frac{h_1}{\lambda} \sin \theta)}$$

L'expression (1-4) montre bien le rôle du facteur de propagation, donc de la réflexion, dans la portée du radar, en l'absence d'absorption. Mais il faut remarquer qu'elle possède quelques faiblesses et ne permet de donner que des ordres de grandeur. En effet, elle s'adresse à un type d'avion dont le coefficient de réflexion est bien déterminée et isotropique, et surtout elle ne fait pas intervenir les pertes de portée dues à la fatigue de l'observateur, aux multiples fluctuations de la cible, aux effets de bruit supplémentaires, à la forme et à la durée de l'impulsion à la vitesse de rotation de l'antenne, à l'ouverture du diagramme de rayonnement dans le plan horizontal... (fig. 5).

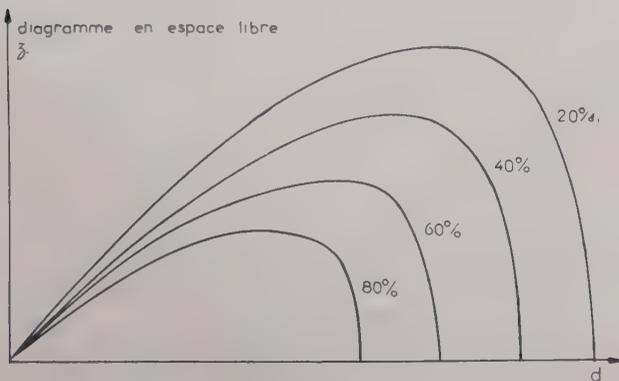


FIG. 5.

Une solution plus rigoureuse se doit d'envisager le problème sous l'angle probabiliste en chiffrant pour un angle de site donné la probabilité de détection d'un appareil de type donné. Dans ce cas, R_E et par suite R_s sont évidemment des fonctions croissantes de la probabilité de détection.

Pour chiffrer cette probabilité en fonction des paramètres d'exploitation du radar, on peut se référer à un article paru dans le P.I.R.E. de février 1956 (page 224).

1.3. LE COEFFICIENT DE DIVERGENCE

Jusqu'ici on a supposé que la réflexion avait lieu sur un sol plan horizontal et indéfini. De plus, comme on le montrera plus loin, la réflexion des ondes sur le sol n'a pas lieu en un point, mais sur toute une zone que l'on appelle surface de réflexion. Or, la terre est sphérique, et la réflexion d'un pinceau étroit faiblement divergent rend ce faisceau encore plus divergent (fig. 6). L'énergie électromagnétique que l'on aurait trouvée sur la surface

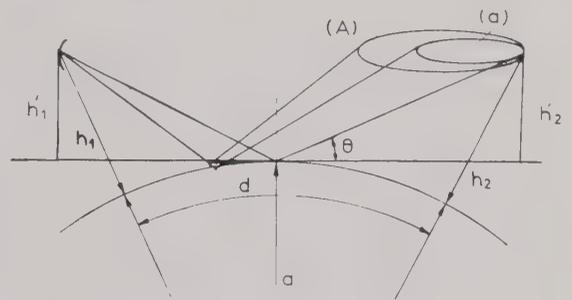


FIG. 6.

(a) dans le cas de la réflexion sur un plan, est alors répartie sur la surface (A) . De ce fait, on est amené à remplacer le coefficient de réflexion spécifique ρ par un coefficient $D\rho$. D est le *facteur de divergence*. On démontre que ce facteur est égal :

$$D = \left(1 + \frac{2 h_1 h_2}{a d \operatorname{tg}^3 \theta}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

a étant le rayon de courbure de la surface de réflexion.

De plus, il faut remplacer la hauteur h_1 de l'antenne par la hauteur fictive h'_1 au dessus du plan de réflexion. Le facteur de propagation se met alors sous la forme :

$$F = f(\theta) \sqrt{1 + D^2 \rho^2 + 2 D \rho \cos(\varphi + 4\pi \frac{h'_1}{\lambda} \sin \theta)}$$

Ainsi, le coefficient de divergence n'affecte que l'amplitude des différents lobes du diagramme de couverture, mais non leur position au-dessus de

l'horizontale de l'antenne. Cependant, si la cible est loin de l'antenne, la couverture basse est affaiblie du fait de la convexité du globe terrestre.

Le graphique de la figure 7 montre l'allure des variations de D en fonction de l'angle de site. Ces variations sont de sens contraire à celles de ρ . Aussi, lorsque la hauteur de l'antenne au-dessus de la zone de réflexion est inférieure à 10 m, on peut supposer le produit $D\rho$ constant et de l'ordre de 0,85.

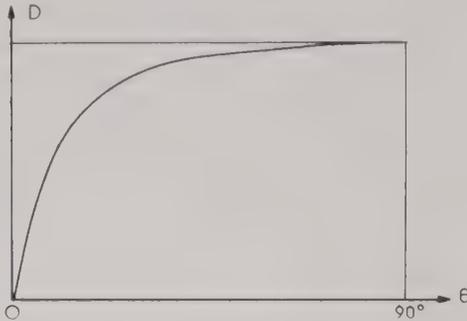


FIG. 7.

2. Les zones de Fresnel

2.1. INTERPRÉTATION PHYSIQUE

Les hypothèses de l'optique géométrique supposent que les rayons électromagnétiques joignant deux points se propagent en un faisceau très mince pouvant être assimilé à une ligne droite. Cette approximation est particulièrement valable en optique car les distances sont très grandes devant la longueur d'onde. Mais en réalité, il existe en espace libre un domaine de propagation qui ne se réduit pas à une simple ligne droite (fig 8). De plus, la présence du

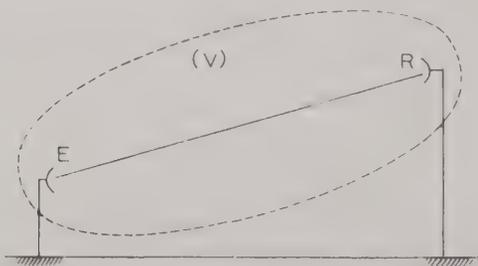


FIG. 8.

sol perturbe les résultats, car les conditions aux limites exigent que le champ électrique soit perpendiculaire à la surface du sol, ce qui modifie complètement la répartition de l'énergie électromagnétique. Cependant, si l'émetteur et le récepteur sont loin des obstacles, on admettra volontiers que le champ à l'intérieur d'un certain volume (V) entourant la source et le récepteur sera peu modifié par la présence du sol et que par conséquent, on retrouvera sensiblement les mêmes conditions de

propagation qu'en espace libre. Cela sera d'autant plus vrai que la longueur d'onde sera plus faible. Il faut donc rechercher à définir la forme de ce volume.

A l'intérieur du volume (V) le champ doit être identique au champ en espace libre (fig. 9)

Appliquons le principe de Huyghens. Le champ en R est le champ créé par une distribution de sources placées sur une calotte sphérique limitée à l'intersection de la surface d'onde Σ et de la surface (S) entourant le volume (V). Les sources fictives qui vont créer un champ en R sensiblement en phase avec celui de la source M_0 qui rayonne le maximum d'énergie, sont telles que :

$$0 < r_1 + r_2 - d < \frac{\lambda}{2}$$

Cette équation définit sur (Σ) autour de M_0 une calotte sphérique d'aire σ_0 . De même les points M' tels que :

$$\frac{\lambda}{2} < r'_1 + r'_2 - d < \lambda$$

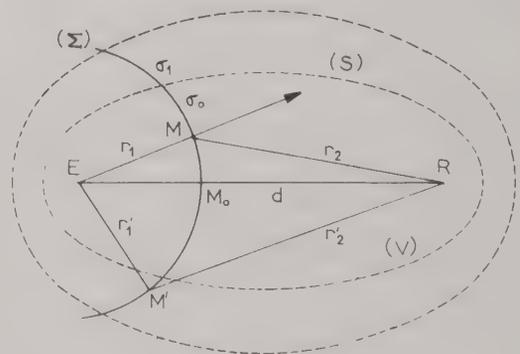


FIG. 9.

définissent un secteur sphérique d'aire σ_1 sensiblement égal à σ_0 . Ces points M' donnent un champ en opposition de phase avec le premier, mais beaucoup plus faible car :

a) le diagramme de rayonnement des sources fictives n'est pas isotrope,

b) le diagramme de la source E ne l'est pas non plus, et il est supposé être maximum suivant ER.

Ces aires successives $\sigma_0, \sigma_1, \dots$ sont les zones de Fresnel. Elles sont découpées par les ellipsoïdes de foyer E et R sur une surface d'onde. On admet généralement que si le premier ellipsoïde est dégagé des obstacles la liaison est possible, exactement comme en espace libre. Donc le volume V cherché se trouve être le premier ellipsoïde de Fresnel.

Dans le cas de la réflexion sur un sol plan infini, on peut chercher à définir le volume utile de propagation autour du rayon réfléchi ; et par suite, la

zone du plan sur laquelle s'effectue la réflexion (fig. 10). Il faut d'ailleurs remarquer que l'on sait résoudre le problème de la propagation des ondes émises par une source ponctuelle en présence d'un plan de conductibilité finie, mais en première approximation, on se contente de la théorie de Fresnel les calculs théoriques étant beaucoup plus compliqués.

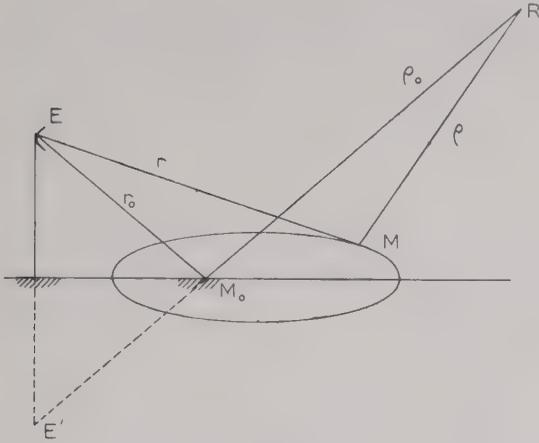


FIG. 10.

En procédant comme en espace libre, on voit que le volume de propagation se compose de deux portions d'ellipsoïdes construites autour des foyers E, R' et E'R. E' et R' étant les images de E et R par rapport au plan de réflexion. Ces ellipsoïdes sont définies par :

$$n \frac{\lambda}{2} < r + \rho < (n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (r_0 + \rho_0) < (n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Ces ellipsoïdes coupent le plan suivant les ellipses qui déterminent la zone de réflexion (fig. 11). Pratiquement, on admet que cette zone de réflexion est

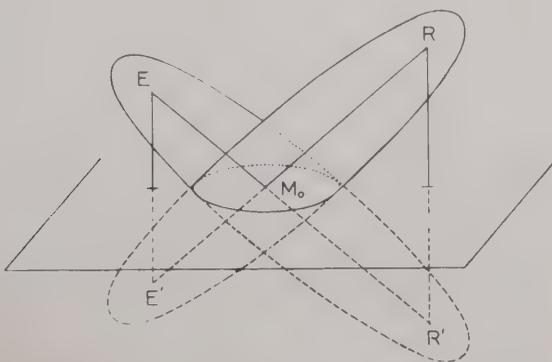


FIG. 11.

limitée à la première ellipse obtenue pour $n = 0$ et qu'elle ne contient que des points en phase avec le point de réflexion géométrique. Les autres ellipses sont alternativement en phase ou en opposition de phase avec le rayon géométrique. On n'en tient pratiquement pas compte,

Cependant, il ne faut jamais perdre de vue que le domaine de propagation autour du rayon réfléchi et la zone de réflexion doivent toujours être *dégagées* de tout obstacle si l'on veut que le champ réfléchi ne soit pas trop différent de celui que fournit l'optique géométrique.

Remarque : Ellipsoïdes et zones de Fresnel doivent être considérés comme des notions *qualitatives* mais elles permettent de se rendre compte facilement des *domaines* et des *surfaces* intéressées par la propagation (fig. 12).

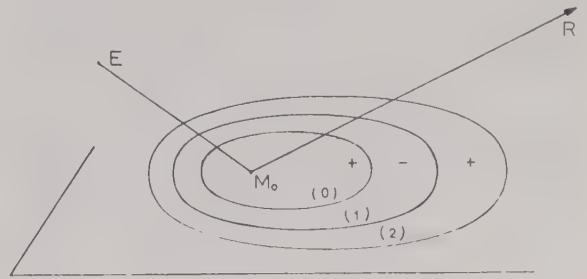


FIG. 12.

2.2. CALCUL DES DIMENSIONS DE LA ZONE DE FRESNEL

Il est intéressant de connaître l'étendue de la première zone de FRESNEL qui est de beaucoup la plus importante puisque c'est elle qui sert de *plate-forme de réflexion* pour les ondes électro-magnétiques. (fig. 13). A cet effet, on peut se référer à un article de NORTON (PIRE janvier 1947).

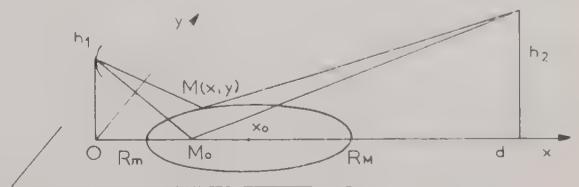


FIG. 13.

Le point $M(x, y)$ est donné par la condition :

$$R + \frac{\lambda}{2} = R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + h_1^2} + \sqrt{(d-x)^2 + h_2^2 + y^2}$$

Condition exprimant que la différence de marche entre le rayon passant par M et le rayon géométrique $E M_0 R$ est $\frac{\lambda}{2}$

Il vient alors :

$$A x^2 - 2 B x + C + 4 R_1^2 y^2 = 0 \quad (1-5)$$

avec :

$$A = 4 (R_1^2 - d^2)$$

$$B = 2 (R_1^2 - d^2 + h_1^2 - h_2^2) d$$

$$C = 4 R^2 h_1 - (R_1^2 - d^2 + h_1^2 - h_2^2)^2$$

L'équation (1-5) définit l'ellipse dans le plan horizontal. On détermine les sommets de l'ellipse en cherchant les points sur l'axe Ox . Il vient :

$$R_{max} = x_0 + x_1 = \frac{B + \sqrt{B^2 - AC}}{A}$$

$$R_{min} = x_0 - x_1 = \frac{B - \sqrt{B^2 - AC}}{A}$$

x est l'abscisse du centre, x_1 la longueur du demi grand axe. Pratiquement dans le cas du radar, h_2 et R sont très grands devant λ et h_1 . Il vient alors en posant $d_1 = \frac{d h_2}{h_1 + h_2}$: abscisse du point géométrique de réflexion M_0 .

$$R_{max} = d_1 \left[1 + \frac{\lambda}{2 h_1 \sin \theta} \right] + \sqrt{\frac{h_1 \lambda}{\sin^3 \theta} \left(1 + \frac{\lambda}{4 h_1 \sin \theta} \right)}$$

$$R_{min} = d_1 \left[1 + \frac{\lambda}{2 h_1 \sin \theta} \right] - \sqrt{\frac{h_1 \lambda}{\sin^3 \theta} \left(1 + \frac{\lambda}{4 h_1 \sin \theta} \right)}$$

(1-6)

La figure 14 montre la variation des sommets de la zone de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence

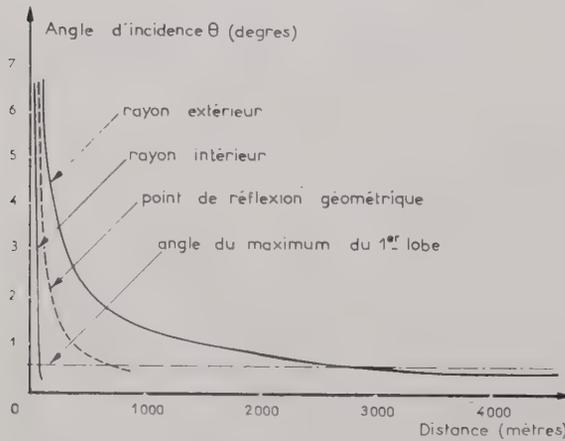


FIG. 14.

pour un radar rayonnant sur 25 cm par l'intermédiaire d'une antenne placée à 6,25 m au-dessus du sol.

Une autre application intéressante de ces formules permet d'avoir facilement un ordre de grandeur des dimensions de la zone de FRESNEL ; en calculant les rayons extérieurs pour l'angle de site correspondant au maximum du premier lobe du diagramme de rayonnement,

Cet angle de site est défini par :

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{4 h_1} \quad d_1 = \frac{h_1}{\sin \lambda}$$

Il vient :

$$R_{min} = (12 - 8 \sqrt{2}) \frac{h_1^2}{\lambda} = 0,69 \frac{h_1^2}{\lambda}$$

$$R_{max} = (12 + 8 \sqrt{2}) \frac{h_1^2}{\lambda} = 23,3 \frac{h_1^2}{\lambda}$$

(1-7)

On remarque ainsi que les dimensions de la plateforme de réflexion sont proportionnelles à la hauteur de l'antenne et au rapport sans dimension h_1/λ .

2.3. CRITÈRE DE RAYLEIGH

Jusqu'ici on a supposé que le sol, sur lequel s'effectuait la réflexion, était parfaitement régulier. Il n'en est évidemment jamais ainsi et la zone de FRESNEL comporte toujours quelques aspérités (fig. 15). Mais tant que ces irrégularités demeurent petites, on peut admettre qu'on reste en réflexion spéculaire. Plus précisément, tant que le déphasage

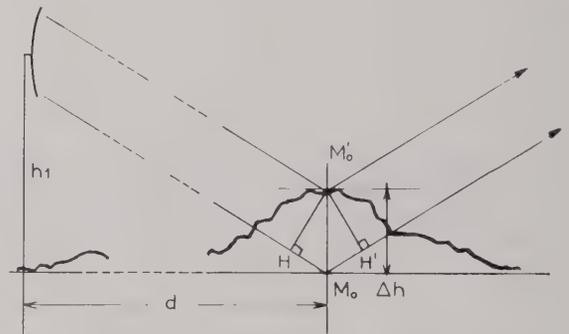


FIG. 15.

$\Delta \Psi$ introduit par une irrégularité de hauteur Δh est inférieur à $\pi/8$, on admet que l'on reste dans les conditions de la réflexion spéculaire : On doit avoir :

$$\Delta \Psi = \frac{2n}{\lambda} (H M_0 + H' M_0) = 4\pi \frac{\Delta h}{\lambda} \sin \theta \leq \frac{\pi}{8}$$

d'où la condition de RAYLEIGH :

$$\Delta h \leq \frac{\lambda}{32 \sin \theta}$$

Comme θ est petit, on a sensiblement :

$$\theta = \text{tg } \theta = \sin \theta = \frac{h}{d}$$

d étant la distance du pied de l'antenne au point où se trouve l'irrégularité.

$$\Delta h \leq \frac{d}{32 h/\lambda} \tag{1-8}$$

On voit ainsi que les conditions pour rester en réflexion spéculaire sont d'autant plus sévères que le rapport h/λ est grand.

3. Discussion du problème

Il est évidemment très intéressant, lorsqu'on utilise un radar, de détecter une cible située le plus loin possible et à n'importe quelle altitude. Mais on a vu que le diagramme de couverture modifié par la présence du sol est tangent à l'horizontale passant par le pied de l'antenne. Donc, pour des angles de site faibles, on ne pourra détecter les avions qu'à de très faibles distances. Si l'on désire améliorer la couverture basse, il faut faire tendre vers l'horizontale la direction du maximum du premier lobe. Or, comme celle-ci est donnée par la formule (1-1), on n'obtiendra ce résultat qu'en augmentant le rapport h_1/λ .

Mais il faut remarquer que ce rapport influe non seulement sur la direction des lobes mais également sur le nombre de ceux-ci et sur leur forme.

Ainsi, en faisant croître le rapport h_1/λ , on rend les lobes plus étroits. Si, par ce procédé, la couverture basse est améliorée, il n'est pas évident que le rendement opérationnel de la station le soit. En effet, la cible reste un temps plus bref dans chaque lobe.

De plus, on a vu précédemment que les résultats ci-dessus ne sont valables que si l'on veut appliquer les lois de l'optique géométrique, c'est-à-dire si les ondes se réfléchissent sur une surface de dimensions bien déterminées (formule 1-6) et si la condition de RAYLEIGH (formule 1-8) est satisfaite. Or, augmenter le rapport h_1/λ rend non seulement la zone de réflexion plus étendue, mais rend également le critère de Rayleigh plus difficile à satisfaire. Si cette dernière condition n'est pas réalisée, on entre dans le domaine de la réflexion diffuse qui fera l'objet de la deuxième partie de notre étude.

Le graphique montre bien l'influence du facteur h_1/λ sur le diagramme de couverture d'une station radar (fig. 16). Pour la clarté de la figure, on n'a représenté que les trois premiers lobes de chaque cas.

Si les stations radar utilisant la réflexion des ondes sur le sol possèdent sur les autres des avantages indéniables, tel que : augmentation considérable de la portée dans certaines directions sans dépense supplémentaire d'énergie, faible poids et faible encombrement des antennes, etc., par contre, elles présentent également des inconvénients sérieux : contreportée dans d'autres directions (principalement dans celle qui se trouve à l'horizontale du pied de l'antenne), nécessité d'une plateforme de réflexion,

feuilletage du diagramme de rayonnement de l'antenne, diminution de la valeur opérationnelle lorsque la vitesse des avions augmente. En effet, dans ce dernier cas, pour une largeur de lobe donnée, le temps de présence d'un avion dans celui-ci est d'autant plus court que sa vitesse est plus élevée.

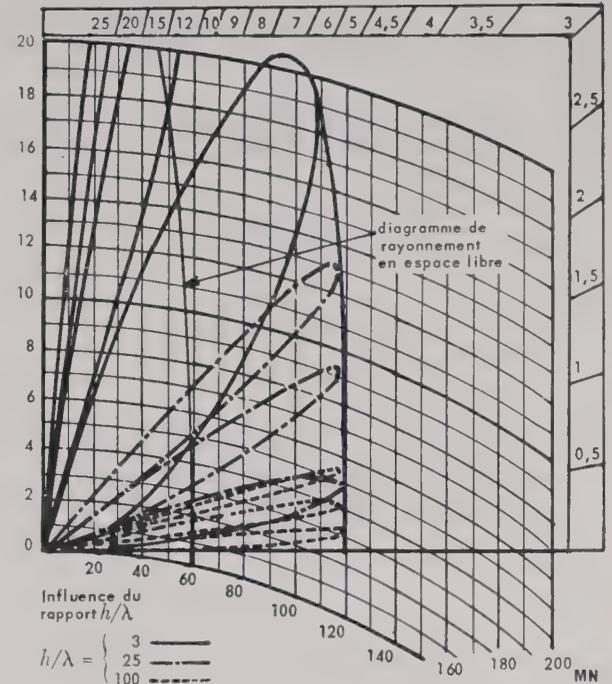


FIG. 16.

On peut essayer de diminuer l'influence du sol en affaiblissant la portion d'énergie rayonnée dans cette direction :

- soit en calant l'antenne en site,
- soit en modifiant le diagramme de rayonnement en espace libre,
- soit en agissant sur les deux à la fois.

On examinera également le cas où la zone de réflexion toute entière est inclinée par rapport à l'horizontale.

3.1. INCLINAISON DE L'ANTENNE

On suppose que le diagramme de rayonnement de l'antenne en espace libre a un axe de symétrie calé vers l'angle de site ξ au dessus de l'horizontale. Le champ rayonné vers le sol est alors plus faible que celui rayonné vers le ciel (fig. 17). Le facteur de propagation devient :

$$F = \sqrt{f^2(\theta - \xi) + D^2 \rho^2 f^2(\theta + \xi) + 2 D \rho f(\theta + \xi) \dots} \dots f(\theta - \xi) \cos(\varphi + 4\pi \frac{\lambda}{h} \sin \theta)$$

et l'on a toujours la relation :

$$R_s = R_{max} F$$

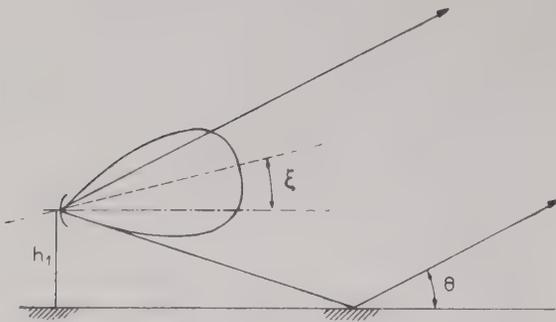


FIG. 17.

Le graphique illustre ces résultats (fig. 18). La direction des lobes qui n'est fonction que de h_1/λ reste invariable quelle que soit la valeur de ξ , mais leur amplitude est modifiée. On suppose les lobes secondaires dus à la directivité de l'aérien négligeables.

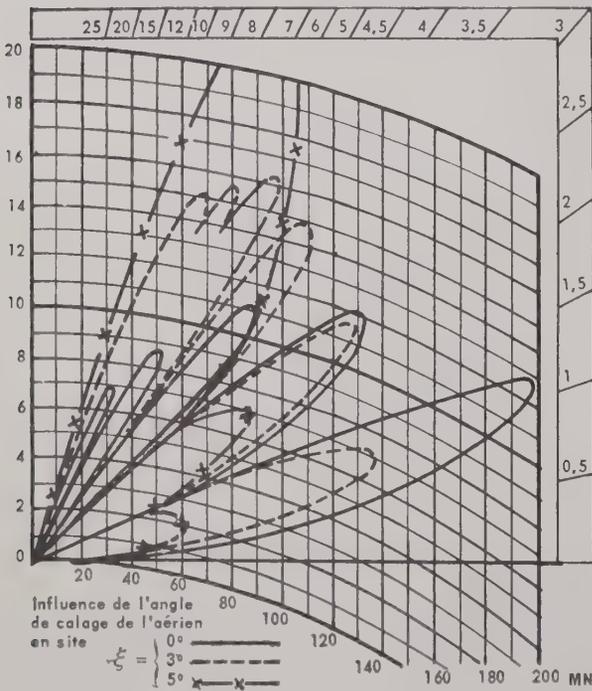


FIG. 18.

Par ce procédé, on peut augmenter la valeur opérationnelle de la station en améliorant la continuité de la détection, mais l'on doit faire attention au fait que chaque variation de l'angle ξ risque de changer la nature des renseignements recherchés.

Par exemple, si l'angle ξ est important, on peut transformer une couverture basse primitive en couverture haute.

3.2. DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DISSYMMÉTRIQUE

Pour s'affranchir de la réflexion des ondes sur le sol, on peut également utiliser un diagramme de

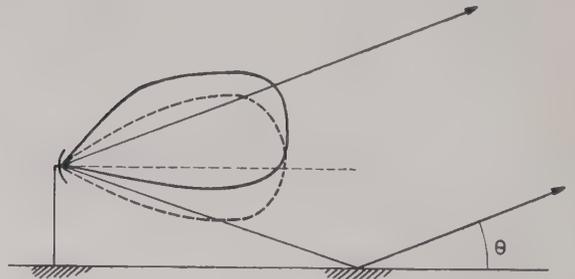


FIG. 19.

rayonnement dissymétrique qui atténue l'énergie envoyée vers le sol : On se sert de l'antenne en *cosécante carrée*. On voit alors qu'à partir d'un angle de site θ petit, l'antenne rayonne pratiquement toute son énergie vers le ciel (fig. 19). Il n'y a plus

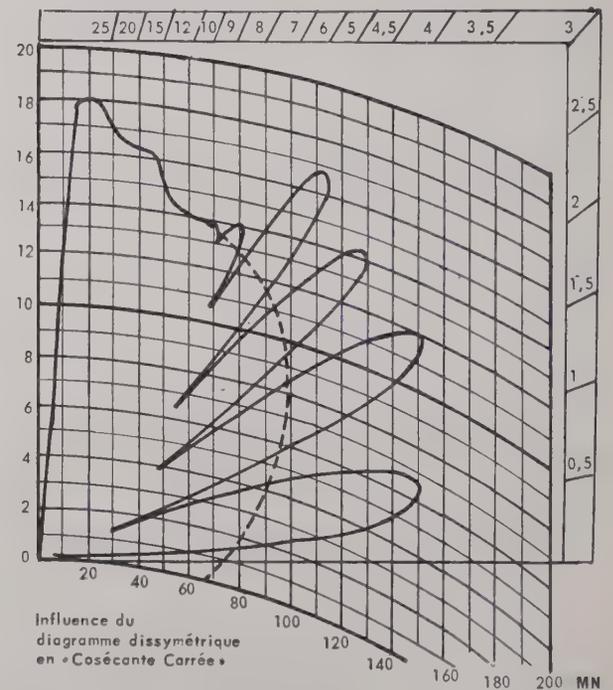


FIG. 20.

d'interférence avec le rayon direct, donc plus de feuilletage du diagramme de couverture (fig. 20). Tout se passe comme si la station radar rayonnait en espace libre.

Le facteur de propagation est alors :

$$F = \sqrt{f^2(\theta) + D^2 \rho^2 f^2(-\theta) + 2 D \rho f(\theta) f(-\theta)} \cos\left(\varphi + 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta\right)$$

Cette expression ne s'utilise que pour les faibles incidences puisque, dès que θ est suffisamment grand, on a :

$$F = f(\theta)$$

3.3. INCLINAISON DE LA ZONE DE FRESNEL

Dans ce cas, les positions relatives du diagramme de rayonnement de l'antenne et de la zone de réflexion sont les mêmes que dans le premier cas. Mais il faut bien remarquer que l'on suppose que toute la zone de FRESNEL est inclinée de l'angle β sur l'horizontale et que l'on ne tient pas compte des réflexions multiples (fig. 21).

basse. Si elle est inclinée vers le haut, on supprime pratiquement la couverture basse ; mais suivant l'importance de β , on améliore beaucoup la couver-

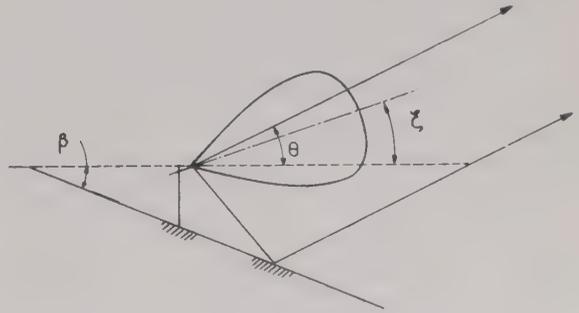


FIG. 21.



FIG. 22.

ture moyenne ou la couverture haute, comme le montrent les figures 22 et 23.

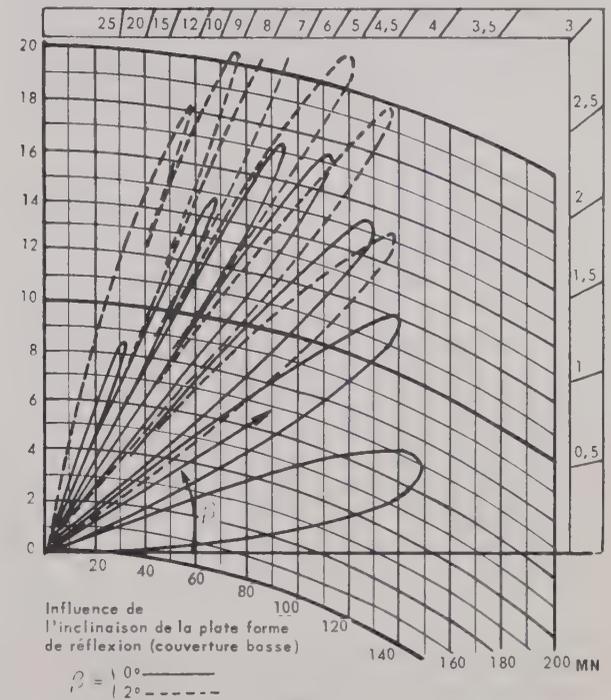


FIG. 23.

Dans le cas général, l'axe de l'antenne étant calé vers l'angle de site ξ , on obtient le diagramme de couverture en basculant de l'angle β le diagramme obtenu par la méthode précédente.

Il faut remarquer que le diagramme de couverture doit toujours être tangent au sol pour que le champ électrique soit toujours perpendiculaire à celui-ci comme l'exigent les conditions aux limites des lois de la propagation.

Si la zone de FRESNEL est inclinée vers le bas, on peut obtenir une grosse amélioration de la couverture

Dans ce cas, le facteur de propagation s'écrit :

$$F = \sqrt{f^2(\theta - \xi) + D^2 \rho^2 f^2(\theta + \xi - 2\beta) + 2 D \rho f(\theta - \xi) \dots} \dots f(\theta + \xi - 2\beta) \cos\left[\varphi + 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin(\theta + \beta)\right]$$

4. Conclusion

Cette discussion montre que les paramètres essentiels dans l'implantation d'une station radar utilisant la réflexion des ondes sur le sol sont :

- le rapport h_1/λ , nombre sans dimension qui caractérise les lobes du diagramme de couverture,
- le calage ξ en site de l'antenne.

Du choix judicieux de ces deux paramètres dépend la perfection de la couverture réalisée. Ainsi la figure 24 montre qu'un rapport h/λ de l'ordre de

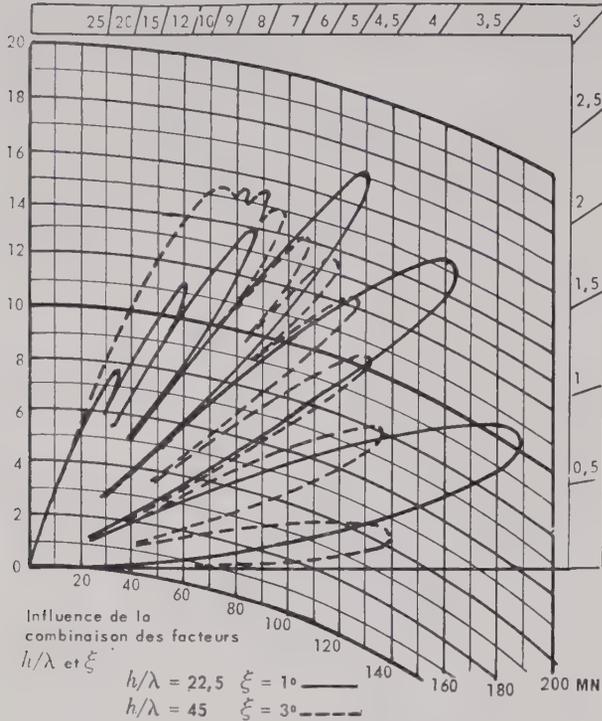


FIG. 24.

20 et un faible angle de calage ξ en site permettent d'obtenir une meilleure continuité de détection avec une portée plus grande que dans le cas où ces paramètres ont des valeurs plus élevées.

En outre, la zone de réflexion est moins étendue (1 100 m au lieu de 4 km) et la condition de RAYLEIGH est moins sévère.

DEUXIÈME PARTIE

LA RÉFLEXION DIFFUSE

Dans la première partie, on a étudié le phénomène de la réflexion des ondes sur un sol qui pouvait être considéré comme parfaitement régulier. C'est-à-dire lorsque les irrégularités éventuelles de la plateforme de réflexion étaient inférieures au seuil Δh_0 donné par le critère de RAYLEIGH.

$$\Delta h_0 = \frac{d}{32 h/\lambda} \tag{2-1}$$

À présent, on supposera que les irrégularités maxima possibles sur la plateforme de réflexion sont toujours supérieures à ce seuil (fig. 25).

L'expérience montre alors que les signaux perçus par le radar sont plus ou moins aberrants et il serait très intéressant de connaître les lois qui régissent leur intensité et leur probabilité. On est donc amené à rechercher une solution statistique du problème. En effet, il est pratiquement impossible de représenter analytiquement un sol irrégulier sans entrer dans des cas particuliers (représentation par des

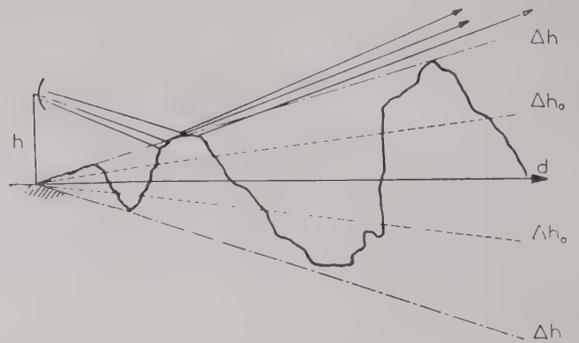


FIG. 25.

lignes brisées ou des fonctions périodiques). Pour plus de généralité, le sol ne pouvant être représenté par une surface géométrique, on le décrit par ses propriétés statistiques. Nous allons donc étudier, pour un sol défini par une certaine distribution de probabilité des hauteurs au dessus d'un niveau de référence, et pour un angle de site donné, la probabilité de détection d'une cible à une distance donnée.

Pour connaître la loi de la réflexion des ondes électro-magnétiques sur un sol irrégulier, on se référera à l'étude de Peter BECKMAN : un nouvel essai sur le problème de la réflexion sur une surface rugueuse (Acta Technica CSAV Vol. 2 N° 4).

1. Hypothèses de base

1.1. NATURE DU SOL

La seule portion du sol qui est intéressante, est évidemment l'étendue de la plateforme de réflexion c'est-à-dire la première zone de FRESNEL définie dans la première partie. Or, si l'on constate généralement que les abords immédiats des stations radar sont dégagés, il n'en est plus de même pour toute la zone de réflexion. Comme dans beaucoup de cas pratiques les irrégularités deviennent de plus en plus importantes au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la station, on est amené à supposer que les irrégularités maxima Δh sont linéairement croissantes avec l'éloignement du pied de l'antenne. Et si d'autre part, l'on remarque que les irrégularités Δh_0 du critère de RAYLEIGH sont également proportionnelles à l'éloignement d , on peut admettre que :

$$\Delta h = k \Delta h_0 \tag{2-2}$$

$$k > 1$$

Quant à la distribution de probabilité des hauteurs, on la supposera *uniforme*; c'est-à-dire qu'à une distance donnée du pied de l'antenne où les irrégularités ont une cote comprise entre $-\Delta h$ et $+\Delta h$ (Δh étant d'ailleurs fonction de d), la densité de probabilité est constante et égale à $1/2\Delta h$ (fig. 26).

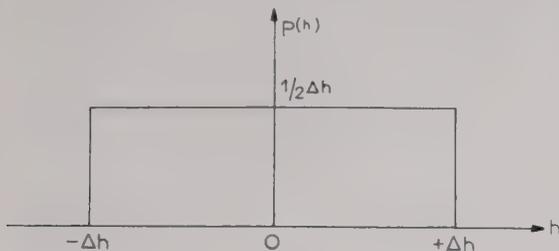


FIG. 26.

1.2. PROBABILITÉ D'UN PALIER HORIZONTAL

L'étude de BECKMAN considère la probabilité p d'un palier horizontal et le déphasage maximum 2α introduit par la réflexion, comme les deux facteurs principaux qui permettent de caractériser le coefficient de réflexion. En effet, si la réflexion a lieu sur un palier horizontal, un rayon électromagnétique émis vers le site $-\theta$ est réémis vers le site $+\theta$. On est alors, *pour ce seul palier*, dans des conditions analogues à celles de la réflexion spéculaire.

On ne peut évidemment pas considérer que des paliers *rigoureusement horizontaux*, car leur probabilité est nulle; on peut admettre que si les deux rayons R_1 et R_2 ont un déphasage inférieur ou égal à $\pi/8$ (condition équivalente au critère de RAYLEIGH), les paliers tels que (A) pourront être considérés comme horizontaux.

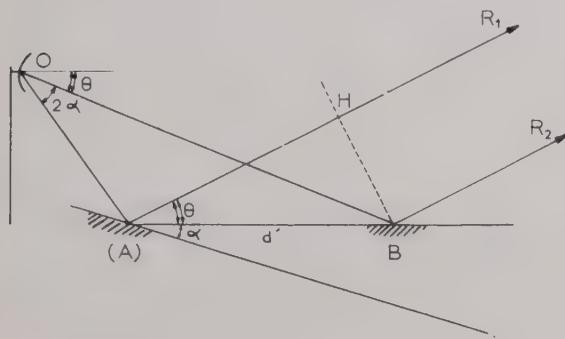


FIG. 27.

Cherchons alors le déphasage entre R_1 et R_2 (fig. 27); il peut être calculé en supposant les points H et B du même plan d'onde en phase, et en cherchant la différence du trajet :

$$\delta = OA + AH - OB$$

Or, dans le triangle OAB :

$$\frac{OB}{\sin(\pi - 2\alpha - \theta)} = \frac{AB}{\sin 2\alpha} = \frac{OA}{\sin \theta}$$

$$AH = AB \cos \theta$$

On pose alors $AB = d'$

$$OA = \frac{d' \sin \theta}{\sin 2\alpha} \quad OB = \frac{d' \sin(2\alpha + \theta)}{\sin 2\alpha} \quad AH = d' \cos \theta$$

Le déphasage est donc :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \\ &= \frac{2\pi d'}{\lambda \sin 2\alpha} [\sin \theta + \sin 2\alpha \cos \theta - \sin(2\alpha + \theta)] \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} d' \sin \theta \operatorname{tg} \alpha \end{aligned}$$

Ce déphasage devant être inférieur à $\pi/8$, on a la condition :

$$d' \operatorname{tg} \alpha < \frac{1}{16} \frac{\lambda}{\sin \theta} \tag{2-3}$$

Avec les hypothèses sur la probabilité uniforme de chaque hauteur pour un palier, il nous faut calculer la probabilité pour que la pente soit inférieure à

$$\frac{1}{16} \frac{\lambda}{d' \sin \theta}$$

On considère alors des points A et B situés sur deux verticales D et D' à la distance d' et on les repère par leur ordonnée y (fig. 28). La pente de l'élément AB est :

$$p_{AB} = \frac{y_B - y_A}{d'}$$

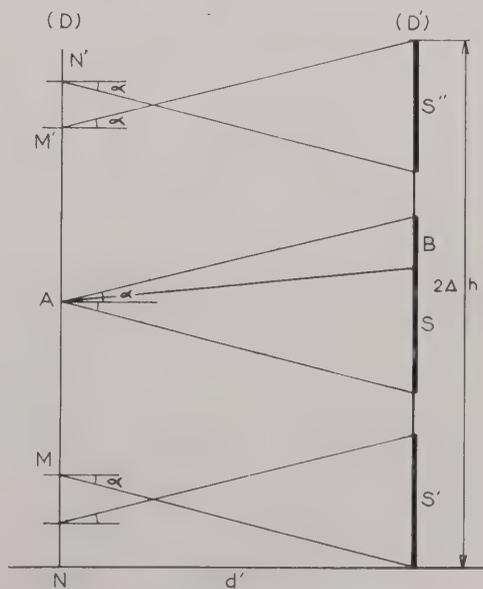


FIG. 28.

On a les probabilités élémentaires :

$$P(\lambda < y_A < \lambda + d\lambda) = \frac{d\lambda}{2 \Delta h}$$

$$P(\mu < y_B < \mu + d\mu) = \frac{d\mu}{2 \Delta h}$$

Donc :

$$P_1 = P(y_A - d' \operatorname{tg} \alpha < y_B < y_A + d' \operatorname{tg} \alpha)$$

$$P_1 = \frac{2 d' \operatorname{tg} \alpha}{2 \Delta h} \text{ si } A \text{ est compris sur le segment } MM'$$

$$P_2 = P(0 < y_B < y_A + d' \operatorname{tg} \alpha)$$

$$P_2 = \frac{y_A + d' \operatorname{tg} \alpha}{2 \Delta h} \text{ si } A \text{ est sur } PN$$

$$P_3 = P(2 \Delta h > y_B > y_A - d' \operatorname{tg} \alpha)$$

$$P_3 = \frac{2 \Delta h - y_A + d' \operatorname{tg} \alpha}{2 \Delta h} \text{ si } A \text{ est sur } M'N'$$

On se propose de calculer la probabilité pour que la pente de AB soit inférieure en module à $|\operatorname{tg} \alpha|$; y_A étant fixé, il faut donc que B soit compris sur un segment (S) défini comme l'indique la figure, par l'intersection de (D') et des droites limitant un angle de 2α centré sur l'horizontale.

La probabilité pour que la pente AB soit inférieure à $|\operatorname{tg} \alpha|$ est égale à la probabilité pour que B soit sur (S). Donc :

$$\operatorname{Prob} [|p_{AB}| < \operatorname{tg} \alpha \text{ et } \lambda < y_A < \lambda + d\lambda] = \frac{d\lambda}{2 \Delta h} P [B \text{ sur } (S)]$$

Si (S) est bien défini lorsque A est sur MN , il faut le remplacer par (S') $[0, y_A + d' \operatorname{tg} \alpha]$, lorsque A est sur MN ou alors par (S'') : (S'') $[2 \Delta h - d' \operatorname{tg} \alpha, 2 \Delta h]$, lorsque A est sur $M'N'$.

On a donc suivant les cas :

$$P [(B) \text{ sur } S] = P_1$$

$$P [(B) \text{ sur } S'] = P_2$$

D'après le théorème sur les probabilités totales, la probabilité pour que $|p_{AB}| < |\operatorname{tg} \alpha|$ est :

$$p = \operatorname{Prob} (|p_{AB}| < |\operatorname{tg} \alpha|) = \sum \frac{d\lambda}{2 \Delta h} P [B \text{ sur } S_i]$$

$$p = \int_0^{d' \operatorname{tg} \alpha} \frac{\lambda + d' \operatorname{tg} \alpha}{2 \Delta h} \frac{d\lambda}{2 \Delta h} + \int_{d' \operatorname{tg} \alpha}^{2 \Delta h - d' \operatorname{tg} \alpha} \frac{d' \operatorname{tg} \alpha}{\Delta h} \frac{d\lambda}{2 \Delta h} + \int_{2 \Delta h - d' \operatorname{tg} \alpha}^{2 \Delta h} \frac{2 \Delta h - y_A + d' \operatorname{tg} \alpha}{2 \Delta h} \frac{d\lambda}{2 \Delta h}$$

donc, il vient :

$$p = \frac{1}{2 \Delta h} \left[2 d' \operatorname{tg} \alpha - \frac{(d' \operatorname{tg} \alpha)^2}{2 \Delta h} \right] \quad (2-4)$$

En tenant compte de (2-3) et de la valeur de Δh donné par (2-2), il vient

$$p = \frac{1}{k} \left[2 - \frac{1}{k} \right] \quad (2-5)$$

Remarque :

On a supposé qu'il n'y avait pas de corrélation entre les points A et B distants de d' , ce qui suppose d' non nul. Ceci élimine de notre étude les obstacles rigoureusement verticaux tels que arbres, maisons, falaises.

1.3. DÉPHASAGE MAXIMUM

Si la réflexion vers l'angle de site θ s'effectue sur deux paliers horizontaux A et B séparés par la dénivellation $2 \Delta h$ maximum, le déphasage $2a$ entre les deux rayons réfléchis R_1 et R_2 est alors maximum.

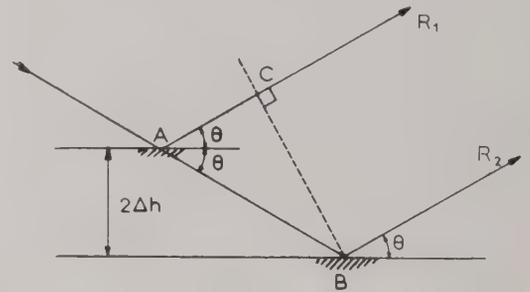


FIG. 29.

Calculons le en supposant les deux points B et C sur un même plan d'onde (fig. 29).

$$2a = \frac{2\pi}{\lambda} [AB - AC]$$

$$AB = \frac{2 \Delta h}{\sin \theta}$$

$$AC = AB \sin 2 \theta$$

$$2a = \frac{8\pi}{\lambda} \Delta h \sin \theta$$

et avec les hypothèses sur Δh

$$a = k \frac{\pi}{8} \quad (2-6)$$

1.4. COEFFICIENT DE RÉFLEXION

Comme on l'a vu dans la première partie, le coefficient de réflexion complexe Γ des ondes électromagnétiques dépend :

- de la nature du sol,
- de la polarisation des ondes,
- de l'angle d'incidence,
- de la fréquence de l'onde rayonnée.

Il dépend aussi des irrégularités du sol et de la position de l'antenne par rapport à ces irrégularités. Comme le but de ce chapitre est d'étudier le rôle des irrégularités du sol dans le phénomène de réflexion, on va supposer que l'on se place en polarisation horizontale avec un coefficient de réflexion constant dont le module est égal à 1 et le déphasage à π .

Comme on l'a indiqué plus haut, pour tenir compte des irrégularités du sol, on utilise l'article de BECKMAN qui donne la répartition des densités de probabilités du coefficient de réflexion pour un sol irrégulier défini statistiquement en fonction des deux paramètres suivants :

1.4.1. Le déphasage maximum : (formule 2.6)

$$a = k \pi / 8$$

1.4.2. La probabilité d'un palier horizontal (formule 2.5) :

$$p = \frac{1}{k} \left[2 - \frac{1}{k} \right]$$

Ces deux paramètres étant fixés, la distribution en probabilité du coefficient de réflexion est donnée par les courbes de BECKMAN (figures 30 et 31).

$$P \left(\frac{\rho}{\rho_{RMS}} > x \right) = f(x)$$

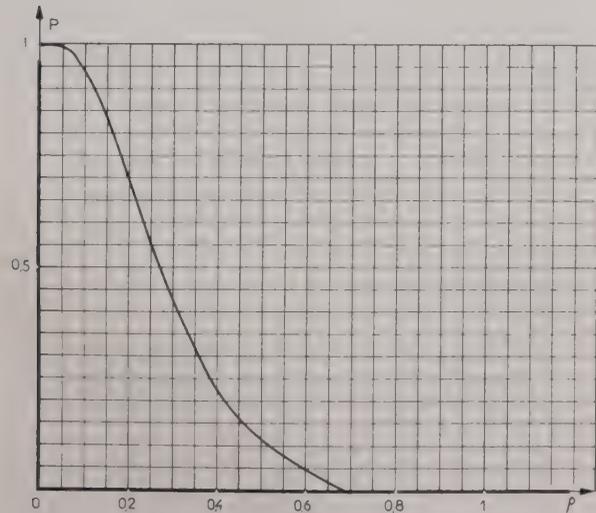


FIG. 30. Prob $\left(\frac{\rho}{\rho_{RMS}} > x \right)$; pour $a = \pi$

L'écart type ρ_{RMS} étant donné par la formule :

$$\rho_{RMS} = \sqrt{p + (1-p) \left(\frac{\sin a}{a} \right)^2}$$

On peut remarquer que pour toutes les valeurs du déphasage (a) multiples de 2π , la distribution de ρ est une distribution de RAYLEIGH avec pour écart type : ρ_{RMS}

2. La probabilité de détection

2.1. GÉNÉRALITÉS

D'après l'article, déjà cité, paru dans la PIRE de février 1956, la probabilité de détection d'un avion en réflexion spéculaire est connue. C'est une fonction de la distance de l'objectif, du coefficient de réflexion du sol de l'angle de site, de la hauteur de l'antenne, de la longueur d'onde.

Pour un type d'avion déterminé et un pourcentage de détection donné, la portée du radar se met sous la forme :

$$R_s = R_{max}(\theta, P_0) F$$

F = facteur de propagation =

$$f(\theta) \sqrt{1 + \rho^2 - 2\rho \cos 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta}$$

θ = angle de site.

De plus, si l'on représente sur un graphique en coordonnées polaires la fonction R pour différentes probabilités de détection P_0 , on voit que ces probabilités n'ont pas d'influence sur le rapport des portées correspondant à deux angles de site différents, on peut donc mettre R_{max} sous la forme du produit d'une fonction de P_0 seul et d'une fonction de θ :

$$R_s = R'_{max}(\theta) \varphi(P_0) F$$

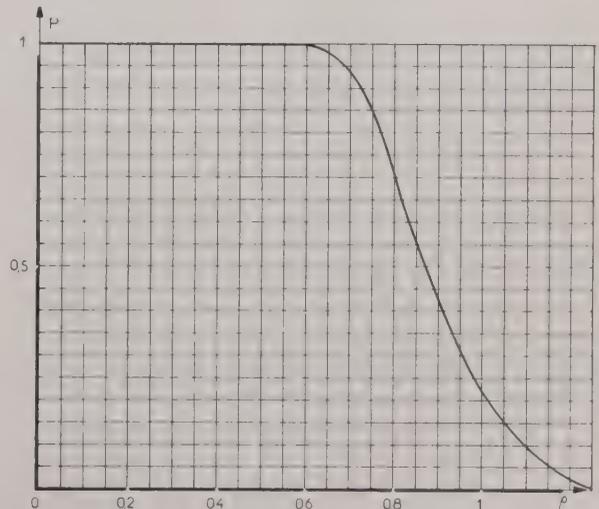


FIG. 31. Prob $\left(\frac{\rho}{\rho_{RMS}} > x \right)$; pour $a = \frac{\pi}{3}$

Enfin, les résultats de l'article du PIRE peuvent se mettre en première approximation sous la forme suivante : en présence d'un sol plan, la probabilité de détection se met sous la forme :

$$P = e^{-\left(\frac{R_s}{b \cdot f(\theta) \sqrt{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \frac{4h}{\lambda} \sin \theta}}\right)^4} = e^{-\left(\frac{R_s}{b \cdot F}\right)^4}$$

b étant une longueur caractéristique du radar utilisé.

Par exemple, pour un radar rayonnant sur 25 cm on a sensiblement $b = 64$ miles nautiques. Il apparaît alors qu'on peut considérer le problème sous deux aspects différents en présence d'un sol irrégulier :

2.1.1. L'aspect considérant la probabilité de détection

En réflexion spéculaire, la probabilité de détection est une fonction de l'angle de site θ , de la distance R , du coefficient de réflexion ρ , de la hauteur de l'antenne h au dessus du point de réflexion. Donc, étant donné les distributions de probabilité de h et de ρ on peut trouver la probabilité de détection en réflexion diffuse sur un sol dont la distribution des irrégularités est aléatoire.

En effet, par hypothèse, la probabilité d'avoir un coefficient de réflexion ρ compris entre ρ_0 et $\rho_0 + d\rho$ est :

$$\text{Prob} [\rho_0 < \rho < \rho_0 + d\rho] = p(\rho_0) d\rho$$

$p(\rho_0)$ est donné par les études de BECKMAN.

La probabilité d'avoir l'antenne au-dessus d'un palier de réflexion comprise entre h_0 et $h_0 + dh$ est :

$$\text{Prob} [h_0 < h < h_0 + dh] = p(h_0) dh = \frac{dh}{2\Delta h}$$

La probabilité que l'on ait simultanément à une distance R sous l'angle de site θ une probabilité de détection $P : P(\rho, h, \theta, R)$, avec :

$$\rho_0 < \rho < \rho_0 + d\rho$$

$$h_0 < h < h_0 + dh$$

est donc :

$$P(\rho, h, \theta, R) p(\rho) p(h) d\rho dh$$

Donc la probabilité de détection tenant compte de toutes les valeurs de ρ et h possibles est :

$$P(R, \theta) = \int_0^1 d\rho \int_{h_0-\Delta h}^{h_0+\Delta h} P \cdot p(h) p(\rho) dh \quad (2-7)$$

en faisant la somme de toutes les probabilités élémentaires. Mais, il faut cependant faire une remarque

sur la valeur de P . Les densités de probabilité de h et de ρ sont liées par des questions de phase, on ne peut donc pas les considérer comme parfaitement indépendantes. Mais les variations de phase sont faibles dans l'intervalle considéré. Donc, si l'on admet que $p(\rho)$ peut être représenté par sa valeur moyenne pour les valeurs variables de h et $p(h)$ par sa valeur moyenne pour les valeurs variables de ρ , notre hypothèse de calcul demeure justifiée.

2.1.2. L'aspect considérant la probabilité de portée

Pour une probabilité de détection P_0 et un angle de site θ fixés (fig. 32), la portée du radar est déterminée et on peut la mettre sous la forme :

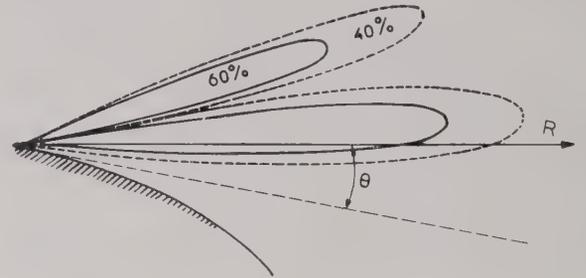


FIG. 32.

$$R_s = R'_{max} \varphi(P) F$$

$\varphi(P)$ = fonction de la probabilité de détection =

$$\sqrt[4]{\log_e \frac{1}{P}}$$

en première approximation.

Connaissant les distributions de probabilités de ρ et h il est possible de trouver la valeur moyenne et la distribution de probabilité de la portée du radar. On pourrait alors prendre cette valeur moyenne comme portée du radar en réflexion diffuse avec la même probabilité \bar{P}_0 de détection.

La valeur moyenne de la portée est :

$$\bar{R} = R'_E \varphi(P) \bar{F}$$

$$\bar{R} = R'_E \varphi(P) \int_0^1 d\rho \quad (2-8)$$

$$\int_{h_0-\Delta h}^{h_0+\Delta h} \sqrt{1 + \rho^2 - 2\rho \cos 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta} p(h) p(\rho) dh$$

2.2. COMPARAISON DES DEUX MÉTHODES

Il serait intéressant de pouvoir calculer l'intégrale (2-7) qui donnerait la solution rigoureuse du

problème puisqu'on connaît les distributions de $p(\rho)$ et $p(h)$.

Mais la forme exponentielle de la probabilité P ne permet pas de calculer analytiquement son expression et rend ardu un calcul numérique par la méthode des trapèzes. Mais comme on s'intéresse à une interprétation approchée des phénomènes, on va adopter la seconde méthode. En effet, la probabilité de détection n'intervenant pas dans le facteur F de la portée en réflexion spéculaire, on peut admettre que la valeur moyenne de $R(P_0, \theta)$ pour la réflexion diffuse et pour une probabilité de détection P_0 fixée est voisine de la valeur de R obtenue en résolvant l'équation $P_0 = P(R, \theta)$. P_0 étant alors donné par la résolution de l'intégrale (2-7).

On peut d'ailleurs remarquer que ces deux valeurs de la portée ont les mêmes variations en fonction de l'angle de site, car en différenciant sous le signe somme, on obtient :

$$\frac{dP}{d\theta} = 4\pi \frac{h}{\lambda} \iint p(h) p(\rho) e^{-\left(\frac{R}{h\rho}\right)^4} \frac{4\rho R \cos \theta}{F^6} \sin\left(4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta\right) d\rho dh$$

$$\frac{dR}{d\theta} = 4\pi \frac{h}{\lambda} \iint p(h) p(\rho) \frac{\sin\left(4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta\right)}{F} \cos \theta d\rho dh$$

qui s'annulent tous les deux pour

$$\sin\left(4\pi \frac{h_0}{\lambda} \sin \theta\right) = 0$$

On vérifiera à la fin de cette étude que les résultats des deux méthodes concordent, à la précision des calculs, sur un autre point particulier.

3. Calcul de la valeur moyenne

On prend donc comme expression de la portée du radar en réflexion diffuse pour une probabilité de détection P_0 fixée :

$$\bar{R}(\theta, P_0) = R'_E(\theta) \varphi(P_0) \iint F p(h) p(\rho) d\rho dh$$

avec les distributions de probabilités

- pour h : $p(h) = \frac{1}{2} \Delta h$ densité uniforme,
- pour ρ : $p(\rho)$ donné par la loi de BECKMAN

On calcule R pour θ et P_0 fixé et on pose :

$$4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \theta = ch \quad (c = \text{constante})$$

$$\Delta h c = k \frac{\pi}{8} \quad \text{avec nos hypothèses, et on fait}$$

le changement de variable.

$$x = \frac{\pi}{2} - ch$$

on a alors

$$\bar{R} = R'_E(\theta) \varphi(P_0) \int_0^1 \frac{1+\rho}{k \frac{\pi}{8}} p(\rho) d\rho \int_{\frac{\pi}{2} - ch_0 + k \frac{\pi}{16}}^{\frac{\pi}{2} - ch_0 - k \frac{\pi}{16}} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 x} dx \quad (2-9)$$

Pratiquement, pour avoir une idée de la variation des portées en fonction de l'importance des irrégularités donc de la valeur de k , on va chercher les résultats numériques pour deux valeurs du paramètre k de la formule (2-2) :

$$k = 8/3 \quad \text{et} \quad k = 8$$

Les données numériques nécessaires sont :

- la longueur d'onde utilisée $\lambda = 0,25$ m
- la hauteur h_0 de l'antenne au dessus du sol moyen

$$h_0 = 6,25 \text{ m} \quad h_0/\lambda = 25$$

On voit alors que les irrégularités ont pour valeur :

$$\Delta h = k \Delta h_0 = k \frac{d}{32 h/\lambda} \quad \text{soit de l'ordre de } k \text{ mètres à } 800 \text{ m.}$$

3.1. CALCUL POUR $k = 8/3$

La portée est donnée par

$$\bar{R} = \frac{3}{\pi} R'_E \varphi(P) \int_0^1 (1+\rho) p(\rho) \int_{\left(\frac{\pi}{2} - \frac{ch_0}{2}\right) + \frac{\pi}{6}}^{\left(\frac{\pi}{2} - \frac{ch_0}{2}\right) - \frac{\pi}{6}} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 x} dx$$

L'intégrale qui porte sur la variable x est une intégrale elliptique de deuxième espèce dont les tables de Boll (p. 355) donnent la valeur numérique pour chaque valeur de ρ et des bornes.

Quant à la valeur de l'intégrale double, on l'obtient par la méthode des trapèzes, les valeurs de $p(\rho)$ étant données par les courbes de l'étude de BECKMAN.

Précisons les paramètres nécessaires :

$$a = \frac{\pi}{3} = 60^\circ$$

— l'écart type est :

$$\rho_{RMS} = \sqrt{p + (1-p) \left(\frac{\sin a}{a}\right)^2}$$

$$p = \frac{1}{k} \left(2 - \frac{1}{k}\right) = 60\%$$

donc : $\rho_{RMS} = 0,93$

La figure 30 de BECKMAN donne la fonction de répartition :

$$P \left(\frac{\rho}{\rho_{RMS}} > x \right) = f(x)$$

d'où la densité de probabilité en faisant des différences. La fonction $R(\theta, P_0)$ est périodique en θ et les extrêmes sont atteints pour :

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{4h} = \frac{n}{100} \quad (n \text{ entier})$$

On va calculer numériquement les valeurs de la portée pour les extrêmes c'est-à-dire pour des angles de site de $\theta_1 = 35'$ ($\sin \theta_1 = 0,01$) et $\theta_2 = 1^{\circ}09'$ ($\sin \theta_2 = 0,02$) avec les valeurs de ρ : 0,6 0,7 0,8 0,9 1

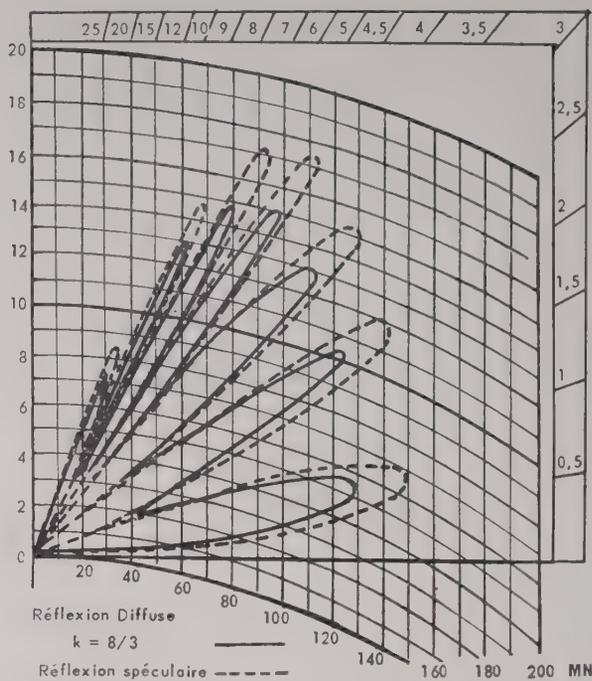


FIG. 33.

| ρ | $1 + \rho$ | $\frac{4\rho}{(1+\rho)^2}$ | α | $I_{1+\int_0^{30}}$ | \int_0^{90} | \int_0^{60} | I_2 | $\frac{6}{\pi} I_2$ ($1+\rho$) | $\frac{6}{\pi} I_1$ ($1+\rho$) | P | ΔP | J_2 | J_1 |
|--------|------------|----------------------------|----------|---------------------|---------------|---------------|-------|-------------------------------------|-------------------------------------|------|------------|-------|-------|
| 0,6 | 1,6 | 0,935 | 75° | 0,501 | 1,076 | 0,880 | 0,196 | 1,56 | 0,6 | 1 | 0,06 | 0,093 | 0,036 |
| 0,7 | 1,7 | 0,97 | 80° | 0,500 | 0,060 | 0,872 | 0,189 | 1,65 | 0,61 | 0,94 | 0,24 | 0,396 | 0,122 |
| 0,8 | 1,8 | 0,99 | 84° | 0,5 | 1,017 | 0,868 | 0,149 | 1,74 | 0,51 | 0,7 | 0,26 | 0,453 | 0,130 |
| 0,9 | 1,9 | 0,995 | 87° | 0,5 | 1,005 | 0,866 | 0,139 | 1,83 | 0,5 | 0,44 | 0,21 | 0,384 | 0,105 |
| 1 | 2 | 1 | 90° | 0,5 | 1 | 0,866 | 0,134 | 1,91 | 0,5 | 0,23 | 0,23 | 0,410 | 0,115 |
| | | | | | | | | | | | | 1,766 | 0,508 |

Les bornes de l'intégrale elliptique sont en effet :

$$\left(\frac{\pi}{2} - ch_0\right) + k \frac{\pi}{16} = 30^\circ \text{ et } -60^\circ$$

$$\left(\frac{\pi}{2} - ch_0\right) - k \frac{\pi}{16} = -30^\circ \text{ et } -120^\circ$$

$$J_2 = \sum_{\rho} \frac{6}{\pi} (1 + \rho) I_2 = \sum_{\rho} \frac{6}{\pi} (1 + \rho) \times \left\{ \int_0^{30^\circ} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 x} dx \right\} \Delta P$$

Les sommes étant prises pour toutes les valeurs de ρ et on a les valeurs approchées :

$$J_1 = 0,50 \quad J_2 = 1,76$$

et l'on pose :

$$J_1 = \sum_{\rho} \frac{6}{\pi} (1 + \rho) I_1 = \sum_{\rho} \frac{6}{\pi} (1 + \rho) \times \left\{ \int_0^{90^\circ} - \int_0^{60^\circ} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 x} dx \right\} \Delta P$$

On voit ainsi l'aspect général du phénomène.

Alors qu'en réflexion spéculaire le diagramme de rayonnement oscille entre les portées 0 et $2 R'_E \varphi(P)$, en présence d'un sol faiblement irrégulier le feuilletage est atténué et la portée oscille entre 1,76 et $0,50 R'_E \varphi(P)$. Le graphique N° 33 illustre ce résultat.

3.2. CALCUL POUR $k = 8$

La portée est donnée par

$$\bar{R} = R'_E \frac{\varphi(P)}{\pi} \int_0^1 (1 + \rho) p(\rho) d\rho \int_{\left(\frac{\pi}{2} - ch_0\right) - \frac{\pi}{2}}^{\left(\frac{\pi}{2} - ch_0\right) + \frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1 + \rho)^2} \sin^2 x} dx$$

La fonction sous le radical est périodique et de période π , donc l'intégrale sur x étant prise sur une période est indépendante du point où on la prend, donc la portée est indépendante de l'angle de site.

Les lois de probabilités sont :

pour h : densité constante et égale à $1/2 \Delta h$

pour ρ : loi de RAYLEIGH fixée par les paramètres de BECKMAN.

$- a = \pi$

$- p = \frac{1}{k} \left(2 - \frac{1}{k}\right) = 23\%$ donc

$\rho_{RMS} = \sqrt{p} = 0,48$

d'où la loi de probabilité de ρ

On peut alors calculer la valeur constante de la moyenne de R pour les valeurs de ρ

0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,8

| ρ | $1 + \rho$ | $\frac{4\rho}{(1 + \rho)^2}$ | α | $I \int_0^{\frac{\pi}{2}}$ | P | $\frac{I}{\pi} \frac{2}{(1 + \rho)}$ | ΔP | J |
|--------|------------|------------------------------|-------------------|----------------------------|------|--------------------------------------|------------|-------|
| 0,1 | 1,1 | 0,331 | 35° | 1,43 | 1 | 0,94 | 0,06 | 0,06 |
| 0,2 | 1,2 | 0,555 | 48° | 1,323 | 1,01 | 0,70 | 0,24 | 0,24 |
| 0,3 | 1,3 | 0,712 | 57° ₁₂ | 1,23 | 1,02 | 0,43 | 0,27 | 0,272 |
| 0,4 | 1,4 | 0,816 | 65° | 1,16 | 1,04 | 0,23 | 0,20 | 0,204 |
| 0,5 | 1,5 | 0,890 | 71° | 1,11 | 1,05 | 0,12 | 0,11 | 0,114 |
| 0,6 | 1,6 | 0,935 | 75° | 1,076 | 1,07 | 0,05 | 0,07 | 0,073 |
| 0,8 | 1,8 | 0,988 | 83° | 1,025 | 1,12 | 0 | 0,05 | 0,054 |
| | | | | | | | | 1,02 |

avec $I = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(1 + \rho)^2} \sin^2 x} dx$

$= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \sin^2 x} dx$

dont la valeur est donnée par les tables de BOLL

et $J = \frac{2}{\pi} I (1 + \rho) \Delta P$ donc

$\bar{R} = R'_E \varphi(P) \sum_{\rho} J = 1,02 R'_E \varphi(P)$

soit sensiblement $\bar{R} = R'_E \varphi(P)$

Ainsi pour un sol irrégulier, dont les irrégularités introduisent un déphasage maximum de 2π le diagramme de couverture en réflexion diffuse est sensiblement analogue au diagramme en espace libre (voir fig. 34)

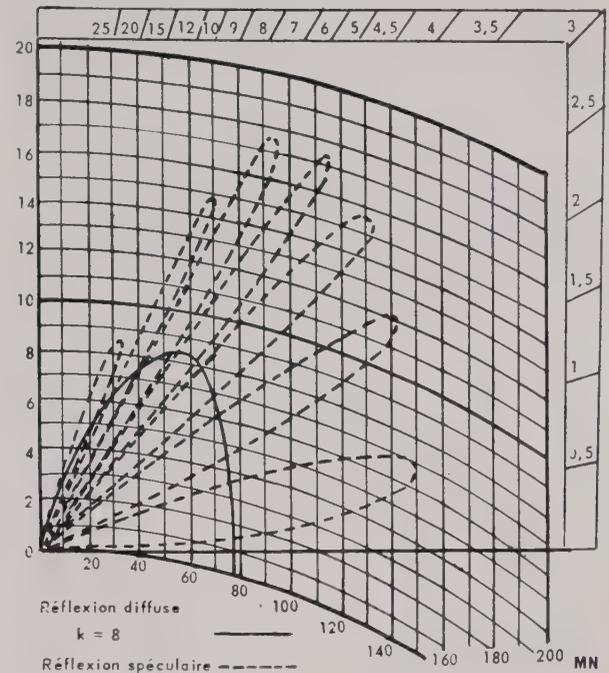


FIG. 34.

3.3. REMARQUES

a) Si l'on examine le problème sous l'aspect « probabilité de détection » on remarque qu'avec le changement de variables $x = \pi/2 - ch$, l'intégrale sur x prise sur une période sera indépendante de c donc de l'angle de site.

b) On peut donner une autre vérification approchée de ce résultat dans le cas où $k = 2,66$.

En réflexion spéculaire, une probabilité de détection de 60 % est obtenue dans l'angle de site de 35' à la distance de 108 miles nautiques.

La méthode que nous avons employée pour $k = 2,66$, conduit à une probabilité de 60 % pour le même angle de site à la distance de

$\frac{108}{2} \times 1,76 = 95 \text{ M.N.}$

Vérifions alors que la valeur de la probabilité donnée par la formule (2-7) : $P = \iint P p(\rho) p(h) dh d\rho$ pour les valeurs de R et θ citées plus haut est bien voisine de 60 %.

On transforme l'intégrale pour le changement de variable :

$$Ch = \frac{\pi}{2} + x \text{ avec } Ch_0 = \pi \text{ et } C \Delta h = \frac{\pi}{3}$$

$$P = \int_0^1 dP(\rho) \int_0^{\frac{\pi}{3}} e^{-\frac{4,8}{(1+\rho^2+2\rho \cos x)^2}} dx$$

On prend les valeurs de $x : 0, \pi/6, \pi/3$
 et les valeurs de $\rho : 0,6 \quad 0,7 \quad 0,8 \quad 0,9 \quad 1$
 en posant :

$$I(\rho) = \frac{3}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{3}} e^{-\frac{4,8}{(1+\rho^2+2\rho \cos x)^2}} dx$$

On a le tableau des valeurs des intégrales calculées par la méthode des trapèzes.

| $x \rightarrow$ $\rho \downarrow$ | 0 | $\frac{\pi}{6}$ | $\frac{\pi}{3}$ | $4 I(\rho)$ | $\Delta P(\rho)$ | $4 I \Delta P$ |
|--------------------------------------|-------|-----------------|-----------------|-------------|------------------|----------------|
| 0,6 | 0,476 | 0,436 | 0,29 | 1,74 | 0,06 | 0,104 |
| 0,7 | 0,561 | 0,52 | 0,365 | 1,97 | 0,24 | 0,475 |
| 0,8 | 0,596 | 0,591 | 0,45 | 2,01 | 0,26 | 0,573 |
| 0,9 | 0,690 | 0,636 | 0,52 | 2,24 | 0,21 | 0,472 |
| 1 | 0,74 | 0,707 | 0,552 | 2,71 | 0,23 | 0,625 |
| $4 P = 2,239$ | | | | | | |

Soit $P = 56 \%$

Etant donné la précision des calculs par la méthode des trapèzes, le résultat est acceptable et les deux méthodes concordent sensiblement.

4. Conclusion

La présence du sol modifie le diagramme de couverture en espace libre d'un radar surtout lorsque celui-ci est calé à l'horizontale car la portion d'énergie envoyée vers le sol est alors très importante.

Lorsque le sol produit une réflexion spéculaire, c'est-à-dire lorsque la condition de RAYLEIGH est satisfaite (donc k est inférieur à 1) on a un diagramme feuilleté pour lequel l'amplitude des lobes est *maximum* puis, lorsque k croît de 1 à 8, l'importance des lobes diminue, et à la limite, pour $k = 8$, le diagramme est identique à celui en espace libre.

Il faut remarquer que ces résultats sont une conséquence des hypothèses :

— sur la croissance linéaire des irrégularités du sol avec l'éloignement du pied de l'antenne,

— sur l'égalité de probabilité de tous les niveaux possibles à une distance donnée.

Enfin, ces résultats ne restent plus valables pour les angles de site inférieurs à 0°5 du fait des phénomènes de diffraction qui ont été négligés dans la présente étude. Néanmoins, ils permettent de se faire une idée concrète de l'influence d'un sol irrégulier sur la propagation des ondes radar. Et quels que soient les cas où l'on se place, on est obligé de recourir à des hypothèses simplificatrices qui conduisent peut-être à des résultats erronés, mais un excès de rigueur risquerait de ne conduire à aucun résultat du tout.

Il faut reconnaître que cette théorie n'est plus valable sur mer où les vagues ont généralement la même amplitude au pied de l'antenne et à grande distance. De même, si le sol ayant des irrégularités d'amplitudes croissantes est extrêmement irrégulier ($k > 8$), les courbes de BECKMAN ne sont plus directement utilisables.

Mais physiquement on voit que si k est multiple de 8, le diagramme restera identique à celui en espace libre et si k n'est pas multiple de 8, le diagramme est faiblement feuilleté. Pratiquement, pour $k > 8$ on peut admettre que tout se passe comme si le radar rayonnait en espace libre.

Remerciements

Nous tenons particulièrement à remercier MM. VOGÉ, Du CASTEL et MISME du C.N.E.T. pour leur aimable collaboration et pour les critiques constructives qu'ils ont apportées à la rédaction de cet article.

DE L'ADAPTATION DU SIGNAL N. T. S. C. AUX SYSTÈMES SÉQUENTIELS DE TÉLÉVISION EN COULEURS

PAR

K. WIRTH

*Ingénieur E.T.H., Zürich
Université Laval, Québec*

En télévision en couleurs il existe deux types de systèmes de reproduction : le système simultané, réalisé par le tube RCA, emploie trois rayons cathodiques, qui sont indépendamment produits par les trois canons, et qui excitent simultanément les trois phosphores colorés correspondants, où ils sont dirigés par un masque perforé. Le système séquentiel, représenté par les tubes *Chromatron* [1] et, plus nouveau, *Apple* [2], fait passer le même rayon sur tous les phosphores, mais applique au canon unique séquentiellement le signal correspondant aux moments où le rayon passe les phosphores. Les deux tubes mentionnés sont différents en ce qui concerne la façon dont le rayon balaye les phosphores. Le *Chromatron* fait passer le rayon par une grille près de l'écran. Cette grille produit une déviation sinusoïdale du rayon, tandis que les phosphores sont

En outre, on reconnaît aux tubes séquentiels plusieurs avantages précieux, car non seulement le tube lui-même est plus simple, mais aussi les circuits électroniques utilisés ne présentent pas de complications supplémentaires, si on emploie un codage approprié.

Supposons que les trois signaux des couleurs primaires soient connus. Suivant la figure 1c ils forment le signal idéal pour le canon unique, quand ils y sont admis selon la position du rayon sur l'écran, c'est-à-dire aux moments où celui-ci passe les phosphores correspondantes. Mathématiquement cela se traduit par la multiplication par des fonctions de Dirac.

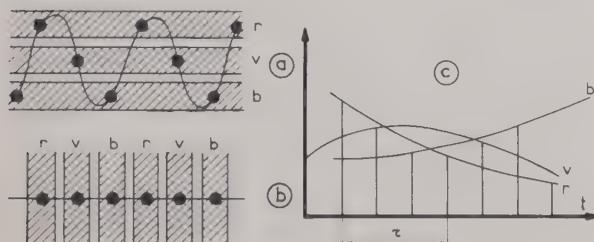


FIG. 1. — Systèmes de reproduction séquentielle
a) chromatron, b) apple-tube, c) signal appliqué au canon.

arrangés en lignes horizontales (fig. 1a). La tension de la grille donne en même temps une information sur la position du rayon.

Dans le *Apple-tube*, qui contient des lignes phosphorées verticales, le rayon passe séquentiellement toutes les trois couleurs. Derrière les lignes phosphorées, on trouve des lignes parallèles d'un matériel de haute émission secondaire. Ici, l'information de la position du rayon est obtenue par ce courant d'émission secondaire (fig. 1b).

$$r^*(t) = r(t) \cdot \sum_n \delta(t - n\tau) \quad \left(\sum_n \equiv \sum_{-\infty}^{+\infty} \right)$$

$$g^*(t) = v(t) \cdot \sum_n \delta\left(t - n\tau - \frac{\tau}{3}\right)$$

(n entier pos. ou nég.)

$$b^*(t) = b(t) \cdot \sum_n \delta\left(t - n\tau - \frac{2\tau}{3}\right)$$

$$s = r^* + v^* + b^*$$

On trouve le spectre de ce signal par la transformation de Fourier. En prenant les transformées $X(f)$ de $x(t)$ et

$$\frac{1}{\tau} \sum_n \delta\left(f - \frac{n}{\tau}\right) \quad \text{de} \quad \sum_n \delta(t - n\tau)$$

la transformée du produit $x(t) \cdot \sum_n \delta(t - n\tau)$ se trouve par la convolution

$$X(f) * \frac{1}{\tau} \sum_n \delta\left(f - \frac{n}{\tau}\right) = \frac{1}{\tau} \sum_n X\left(f - \frac{n}{\tau}\right)$$

On voit alors que le signal est constitué par le spectre original auquel s'ajoutent les bandes latérales produisant le spectre original à des translations près de fréquence égales à n/τ . Le spectre de la somme des trois signaux est égal à la somme des trois spectres, c'est-à-dire

$$S = \frac{1}{\tau} \left[\sum_n R\left(f - \frac{n}{\tau}\right) + \sum_n e^{2\pi i \frac{n}{3}} V\left(f - \frac{n}{\tau}\right) + \sum_n e^{2\pi i \frac{2n}{3}} B\left(f - \frac{n}{\tau}\right) \right] \quad (2)$$

Quand on se rend compte que le déplacement et la largeur finie des lignes de phosphore elles-mêmes produisent une certaine sélection des signaux, on trouve que toute la somme infinie réduite aux termes $n = 0, \pm 1$ donne déjà une approximation assez bonne. D'ailleurs ces termes sont contenus dans le signal du système américain NTSC, le terme avec $n = 0$ dans l'information monochrome, le terme avec $n = \pm 1$ dans celle de la chrominance. Cela veut dire que le signal NTSC peut être directement appliqué au canon du tube séquentiel, pourvu que la fréquence de la sous-porteuse soit $1/\tau$, c'est-à-dire égale à la fréquence de déviation du tube Chromatron (1).

Il y a malgré tout quelques différences entre le signal exigé et le signal NTSC, ce qui est illustré dans la figure 2.

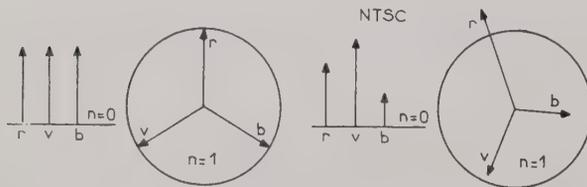


FIG. 2. — Diagramme des signaux ($n = 0, n = 1$).

Bien sûr, les signaux NTSC, qui obéissent à l'exigence de la compatibilité et de la luminosité constante, peuvent être transformés en signaux séquentiels par des circuits modificateurs spéciaux [3]. Mais ceux-ci pourraient être omis (surtout celui de la sous-porteuse), si on constituait une autre combinaison des couleurs dans l'information de chrominance. Dans le suivant il s'agira de trouver une telle combinaison, qui en plus se base sur un signal monochrome Y, dont la composition reste encore inconnue.

La figure 3, tracée dans le cas du signal de

chrominance ($n = 1$), permet d'écrire les équations suivantes

$$K = B \cos \alpha - R \sin (30^\circ - \alpha) - V \cos (60^\circ - \alpha) \quad (3)$$

$$L = -B \sin \alpha + R \cos (30^\circ - \alpha) - V \sin (60^\circ - \alpha)$$

ou

$$K = \cos \alpha \cdot \left(B - \frac{1}{2} R - \frac{1}{2} V \right) + \sin \alpha \cdot (R - V) \quad (4)$$

$$L = -\sin \alpha \cdot \left(B - \frac{1}{2} R - \frac{1}{2} V \right) + \cos \alpha \cdot (R - V)$$

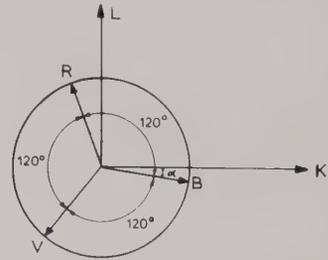


FIG. 3. — Diagramme du signal de chrominance.

En employant les signaux différentiels :

$$K = k(B - Y), L = l(R - Y)$$

on trouve en éliminant Y

$$B - R = \frac{K}{k} - \frac{L}{l} \quad (5)$$

d'où on obtient en remplaçant K et L par les expressions (4),

$$B - R = \left(B - \frac{1}{2} R - \frac{1}{2} V \right) \left(\frac{\cos \alpha}{k} + \frac{\sin \alpha}{l} \right) + (R - V) \left(\frac{\sin \alpha}{k} - \frac{\cos \alpha}{l} \right) \quad (6)$$

La comparaison des termes avec B et R donne respectivement :

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{\cos \alpha}{k} + \frac{\sin \alpha}{l} \right) - \left(\frac{\sin \alpha}{k} - \frac{\cos \alpha}{l} \right) \quad (7)$$

$$l = \frac{\cos \alpha}{k} + \frac{\sin \alpha}{l} \quad (8)$$

En substituant (8) en (7) et en employant :

$$\frac{1}{l} = \frac{k - \cos \alpha}{k \sin \alpha}$$

on trouve :

$$l = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\sin \alpha}{k} - \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} + \frac{\cos^2 \alpha}{k \cdot \sin \alpha} \right)$$

(1) Le Apple-Tube a besoin en plus d'une translation de la fréquence selon l'information du courant d'émission secondaire.

d'où il suit :

$$l - \sqrt{3} \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} = -\frac{\sqrt{3}}{k} \left(\sin \alpha + \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} \right),$$

et finalement :

$$k = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{3} \cos \alpha - \sin \alpha} \quad (9)$$

De (9) et (8) on trouve :

$$l = \frac{\sqrt{3}}{\cos \alpha + \sqrt{3} \sin \alpha} \quad (10)$$

Si on considère maintenant Y comme la somme des trois couleurs multipliées par leurs coefficients de luminosité, on peut écrire :

$$Y = rR + vV + bB \quad (11)$$

où r, v, b obéissent à la condition $r + v + b = 1$. En remplaçant le Y dans le signal différentiel K on obtient alors :

$$K = k[(1 - b)B - rR - vV], \quad (12)$$

ce qu'on peut comparer avec l'équation (4). En comparant les coefficients de R et V et en employant la formule (9), on peut trouver

$$kr = \frac{1}{2} (-\sqrt{3} \sin \alpha + \cos \alpha) \quad (13)$$

$$kv = \frac{1}{2} (\sqrt{3} \sin \alpha + \cos \alpha) \quad (14)$$

$$(\cos \alpha - \sqrt{3} \sin \alpha) (\sqrt{3} \cos \alpha - \sin \alpha) = 2 \sqrt{3} \cdot r \quad (13), (9)$$

$$r = \frac{1}{2} - \frac{\sin 2\alpha}{\sqrt{3}} \quad (15)$$

$$\sqrt{3} \cdot \sin \alpha + \cos \alpha (\sqrt{3} \cos \alpha - \sin \alpha) = 2 \sqrt{3} \cdot v \quad (14), (9)$$

$$v = \frac{1}{2} \left(\cos 2\alpha + \frac{\sin 2\alpha}{\sqrt{3}} \right) \quad (16)$$

On voit alors qu'on obtient un nombre de combinaisons de chrominance infini, selon la valeur de α . Il s'agit maintenant de trouver celui qui nous donne les valeurs de r, v, b les plus proches des valeurs exigées par la luminosité constante, soit

$$r = 0,30 \quad v = 0,59 \quad b = 0,11$$

Les r, v, b, k, l correspondants aux valeurs habituelles de α sont donnés dans le tableau de la figure 4.

On atteint une bonne approximation pour les coefficients avec $\alpha = 10^\circ$:

$$r = 0,30 \quad v = 0,57 \quad b = 0,13$$

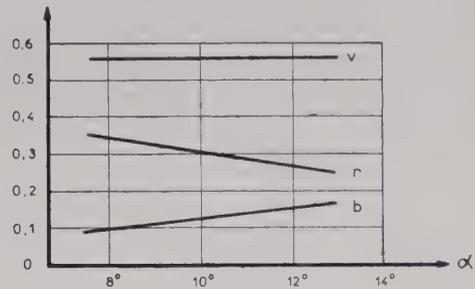


FIG. 4. — Valeurs de r, v, b, k, l en fonction de α .

Pour limiter la surmodulation du signal vidéo à 33 % de la valeur noire on divise les coefficients k et l par une constante $c = 2,20$. Les diagrammes de la figure 5 représentent le nouveau signal de

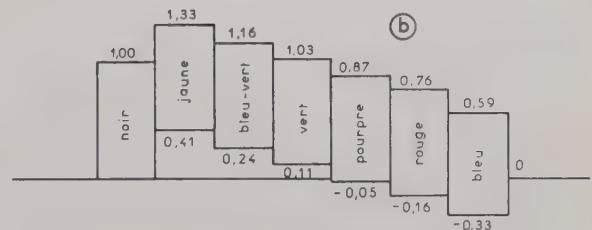
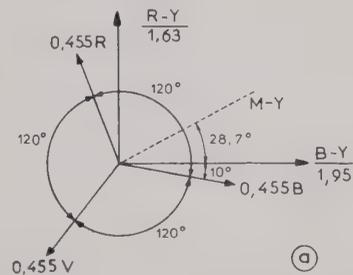


FIG. 5. — Diagramme du nouveau signal de chrominance.

chrominance, qui porte les trois couleurs en amplitudes égales et en phases équilibrées. Elle montre d'ailleurs le signal vidéo dans les cas des couleurs primaires saturées et de leurs complémentaires. Le signal de correction monochrome peut être détecté sur l'axe indiqué par « $M - Y$ ».

En considérant les tendances actuelles dans le développement des tubes de reproduction, il vaudrait bien la peine de penser aux avantages que donnerait une telle forme du signal de chrominance. Cela

serait particulièrement intéressant pour les pays européens qui n'ont pas encore adapté un codage définitif pour la télévision en couleurs.

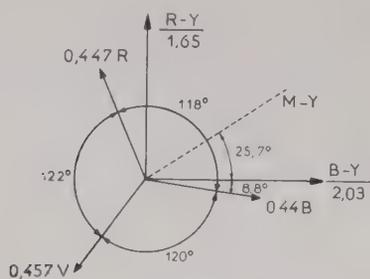


FIG. 6. — Diagramme modifié du signal de chrominance.

APPENDICE

En plus le calcul précédent a montré qu'on n'arrive pas à formuler un signal de chrominance idéal, si on veut garder les coefficients de luminosité donnés

par le système NTSC car cette combinaison ne se trouve comme solution d'aucun α . On atteindrait cependant presque les mêmes résultats en diminuant le coefficient de $(R - Y)$ de $1/1,14$ à $1/1,65$ (fig. 6). Les amplitudes des deux variantes proposées seront remontées aux valeurs exigées de $2/3$ par un gain approprié (+ 3,4 dB) de l'amplificateur de fréquence intermédiaire dans la bande de la sous-porteuse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Les tubes électroniques dans le problème de la télévision en couleurs. *Revue générale de l'Electricité* 63, 9, 503-15. The PDF Chromatron, a single or multi-gun tri-color cathode-ray tube. *Proceedings IRE* 41, 851-8, (July 53).
- [2] A beam-indexing color picture tube — the Apple tube. *Proceedings IRE* 44, 1115-9, (Sept. 56).
- [3] Processing of NTSC color signal for one-gun sequential displays. *Proceedings IRE* 42, 299-308, (Jan. 54).

ÉTUDE DE LA DISTORSION LINÉAIRE DANS UN SYSTÈME DE TRANSMISSION DE TÉLÉVISION

PAR

K. KINOSHITA et T. YASUHIRO

*Laboratoire de Recherches Techniques de N.H.K
(Japan Broadcasting Corporation)*

Nous montrons que dans une bande limitée, la caractéristique du système de transmission de télévision dont la réponse à une onde carrée présente une distorsion minimale est donnée par une courbe du deuxième degré. Dans le cas pratique, il faut se fixer les variations tolérables d'amplitude et de phase de cette caractéristique.

Nous avons donc calculé le temps d'établissement et le taux de dépassement sur la réponse à une onde carrée, en fonction des variations d'amplitude et de phase. Dans ce cas, le système de transmission comprend tous les appareils, du système optique de la caméra de télévision à l'écran du tube cathodique du téléviseur. Nous espérons qu'on répartira ces variations tolérables de la manière convenable entre tous les organes du système, et quand on examine la réponse d'une partie du système, il faut utiliser une onde dont la forme est choisie en tenant compte de la réponse des autres parties du système, au lieu d'une onde carrée.

La distorsion linéaire est une déformation de la forme de l'onde entre l'entrée et la sortie du système, elle est due à des variations d'amplitude et de phase du spectre de signal transmis, à cause de la caractéristique du système. Dans le cas de la télévision, on caractérise jusqu'ici ce système par le temps d'établissement et le taux de dépassement à la sortie quand on émet à l'entrée une onde carrée : ce temps d'établissement doit être inférieur à une valeur déterminée qui correspond à la puissance de résolution du système, et la valeur maximale admissible du taux de dépassement se détermine par des expériences psychologiques.

On détermine la caractéristique optimale du système de télévision en considérant ces deux facteurs ainsi que le spectre du signal transmis. Puis il faut se fixer les variations tolérables sur la caractéristique optimale, car cette caractéristique ne peut

être maintenue constante sur les liaisons de télévision. Nous expliquerons ci-dessous le moyen d'analyse de la solution obtenue.

1. Caractéristique optimale

Nous proposons les hypothèses suivantes pour chercher la caractéristique optimale.

Nous supposons que :

- 1) ce système est linéaire, puisqu'on ne peut pas facilement obtenir la solution pour le système non linéaire,
- 2) il n'y a pas de bruit dans ce système,
- 3) la bande passante du système est limitée selon le standard,
- 4) dans le cas idéal, les variations de phase sont complètement compensées par un égaliseur convenable, tandis que dans le système de télévision, la caractéristique de phase ne dépend pas de celle d'amplitude des égaliseurs de phase dans les appareils actuels de la liaison de télévision,
- 5) le signal d'entrée est un signal « unité », pour le moment ; étant donné qu'on mesure actuellement le temps d'établissement et le taux de dépassement d'une onde carrée, pour caractériser le système de transmission on peut choisir comme signal d'entrée celui possédant un spectre moyen des signaux vidéo ou celui dont la distorsion de forme d'onde est la plus perceptible pour les téléspectateurs. Mais les recherches sur le signal d'entrée faites jusqu'à présent ne sont pas encore parfaites.

On peut facilement déterminer le temps d'établissement par l'aire, comprise entre la courbe caractéristique d'amplitude en fonction de la fréquence et l'axe des fréquences (l'équation (2)).

Comme il est difficile de calculer le taux de dépassement pour la caractéristique optimale, nous choisissons une caractéristique telle que l'écart quadratique moyen d'onde de forme entre l'entrée et la sortie soit minimum.

Cet écart correspondant à la puissance qui est un invariant dans la transformation de Fourier, on peut remplacer cette condition par celle qui concerne les fréquences.

$$(1) \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_c} \overline{W}_S(\omega) (Y(\omega) - 1)^2 d\omega = \min$$

Dans cette équation J est l'écart quadratique moyen de forme d'onde entre l'entrée et la sortie, \overline{W}_S le spectre de puissance du signal d'entrée, Y la caractéristique de transmission, $\omega_c = 2\pi f_c$, f_c la fréquence de coupure.

La solution est représentée par :

$$Y(\omega) = 1 \quad 0 \leq \omega \leq \omega_c$$

Cette équation indique une caractéristique du filtre idéal, pour laquelle le taux de dépassement de la réponse au signal « Unité » est de 9 % environ.

Si l'on suppose que cette caractéristique est optimale, ce taux de dépassement peut être extrêmement grand à cause de l'addition des variations (d'amplitude et de phase).

Nous ajoutons donc une condition supplémentaire suivante avec l'équation (1) ; Nous supposons que la pente de l'onde à la sortie est K lorsque $t = 0$:

$$(2) \quad \left(\frac{dA}{dt}\right)_{t=0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_c} Y(\omega) d\omega = K$$

où A représente la réponse du système au signal « unité ». En posant :

$$Y(\omega) - 1 \equiv Z(\omega)$$

on obtient les deux formules suivantes, après substitution de $Z(\omega)$

$$(3) \quad \pi J = \int_0^{\omega_c} \overline{W}_S(\omega) Z^2(\omega) d\omega = \min$$

$$(4) \quad \int_0^{\omega_c} Z(\omega) d\omega = \pi K - \omega_c \equiv k$$

la solution des formules (3) et (4) est :

$$(5) \quad \overline{W}_S(\omega) \cdot Z(\omega) = \text{const.}$$

$$(6) \quad Y(\omega) = 1 + c\omega^2$$

On peut prouver l'existence de cette solution par l'inégalité de Schwartz.

L'équation (6) représente une parabole dont la valeur à ω_c est

$$0 \leq Y(\omega_c) \leq 1 \quad 4f/3 \leq K \leq 2f$$

En posant : $c = c_0/\omega_0^2$, $n = \omega_0$

on obtient :

$$(7) \quad Y(\omega) = 1 - (c_0\omega^2/\omega_0^2) = 1 - c_0n^2$$

L'équation (7) correspond à la courbe de Gauss avec l'ordre d'approximation $(c_0n^2)^2$.

Nous avons tracé sur la figure 1 des courbes de taux de dépassement et de temps d'établissement qui sont calculés par l'équation (2) en fonction de c_0 où $f_0 = 4$ MHz, $n_c = 1,2$ ($f_c = 4,75$ MHz $\div 4,8$ MHz pour le standard japonais).

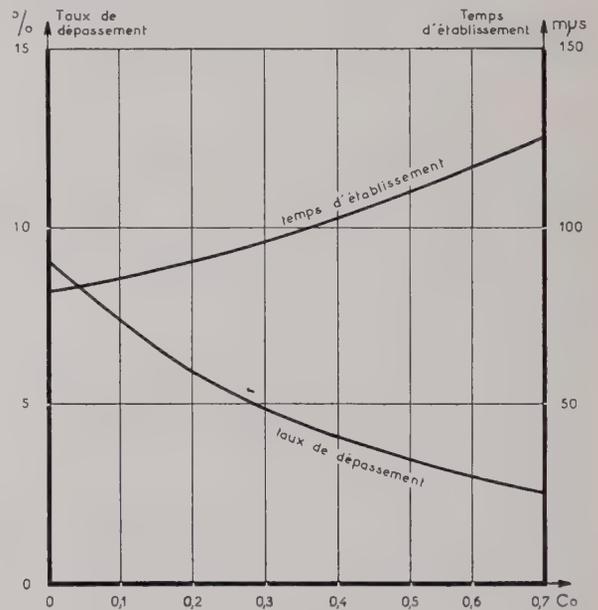


FIG. 1. — Variation du temps d'établissement et du taux de dépassement dans le cas de la caractéristique optimale.

En tenant compte de la figure 1, nous appelons caractéristique optimale celle ayant $c_0 = 0,5$ où la chute de 6 dB est à environ 4 MHz pour notre standard.

2. Caractéristique pratique

La caractéristique *pratique* est la caractéristique optimale avec les variations tolérables d'amplitude et de phase. Nous allons maintenant étudier la contribution de ces variations. Si les variations d'amplitude et de phase sont relativement faibles, on peut représenter approximativement la valeur maximale de la réponse au signal *Unité* par l'équation suivante.

$$(8) \quad A_{\max} = A_u + A_p - A_0$$

où A_a représente la valeur maximale de la réponse au signal *Unité* pour la variation d'amplitude seule, A_p celle pour la variation de phase seule, A_0 celle sans aucune variation. On peut donc obtenir la distorsion totale par l'addition de celle due à l'amplitude et celle due à la phase.

D'abord nous allons calculer A_a .

3. Distorsion due à la variation d'amplitude

Dans ce cas, on suppose une variation d'amplitude à la caractéristique optimale sans aucune variation de phase. Considérons une caractéristique quelconque $Y(n)$ qui se trouve dans un domaine limité par les variations tolérables d'amplitude supérieure et inférieure

$$Y_1(n) \geq Y(n) \geq Y_2(n)$$

La réponse au signal *Unité* est représentée par l'équation :

$$(9) \quad A(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^{n_c} Y(n) \frac{\sin(nx)}{n} dn$$

où $n = \omega/n_0, x = \omega_0 t$. La condition pour laquelle l'équation (9) donne le maximum positif pour x fixé à volonté, est représentée par :

$$(10) \quad \text{sign} \sin(nx) = \begin{cases} +1 : Y = Y_{\max} = Y_1(n) \\ -1 : Y = Y_{\min} = Y_2(n) \end{cases}$$

Y_1, Y_2 sont aussi deux courbes du deuxième degré comme la caractéristique optimale et l'on choisit de sorte que les variations tolérables supérieure et inférieure soient égales.

$$Y = Y_0 + Q$$

$$(11) \quad \text{sign} \sin(nx) = \begin{cases} +1 : Q = +c'n^2 \\ -1 : Q = -c'n^2 \end{cases}$$

D'autre part, étant donné que l'amplitude est toujours positive il faut la condition suivante :

$$Y_2(n) \geq 0 \quad \text{pour} \quad 0 < n \leq n_c$$

Dans le cas où $c_0 = 0,5, n_c = 1,2$, on obtient :

$$c' \leq 0,2$$

Ainsi, l'équation (9) devient,

$$(12) \quad A(x) = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{n_c} Y_0 \frac{\sin(nx)}{n} dn + \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{\pi} \int_0^{n_c} Q(n) \frac{\sin(nx)}{n} dn$$

Dans cette équation le premier terme représente une réponse au signal *Unité* donnée par l'équation suivante :

$$(13) \quad \frac{1}{2} + \frac{S_t(X_c)}{\pi} + \frac{c_0 n_c^2 (X_c \cos X_c - \sin X_c)}{\pi X_c^2}$$

où $X_c = n_c x$

et le deuxième terme exprime :

$$(14) \quad c' n^2 \{ (1+l)l\pi + (-1)^l (\sin X_c - X_c \cos X_c) \} / \pi X_c^2$$

pour $l\pi < X_c < (l+1)\pi$

Si la variation est faible, $A(x)$ est maximal lorsque

$$X_c \doteq 4$$

Nous avons tracé sur la figure 2 la courbe du taux de dépassement et du temps d'établissement en fonction de c' .

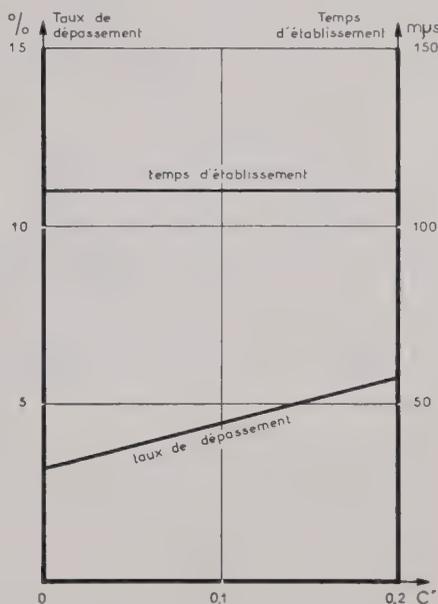


FIG. 2. — Variation du temps d'établissement et du taux de dépassement dans le cas de la caractéristique, y compris la déviation d'amplitude donnant A_{\max} .

4. Distorsion due à la variation de phase

Nous allons analyser le cas où on donne seulement une variation de phase à la caractéristique optimale, sans aucune variation d'amplitude. La caractéristique de phase étant $\varphi(n)$, la réponse au signal *Unité* se représente par l'équation suivante :

$$(15) \quad A(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{n_c} Y_0(n) \frac{\sin \{ nx + \varphi(n) \}}{n} dn + \frac{1}{2}$$

La condition pour laquelle l'équation (15) donne un maximum positif pour x quelconque, est donnée par l'équation (16)

$$(16) \quad \varphi_m(n) = (1 + 4m) \pi/2 - nx$$

où m est un nombre entier, et la figure 3 montre la forme de $\varphi_m(n)$.

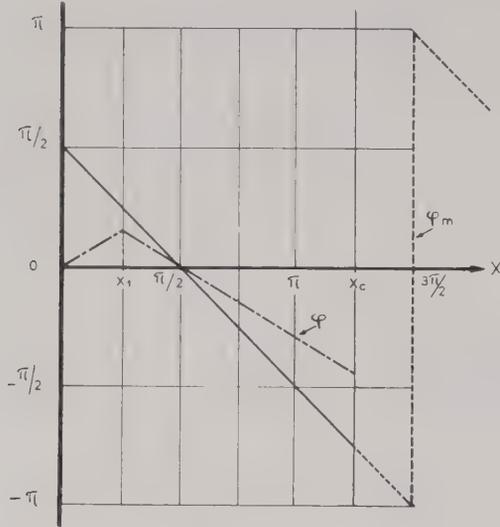


FIG. 3. — φ : la caractéristique de phase donnant A_m , dans le cas de $d\varphi/dn \leq \beta = 2,5$
 φ_m : la caractéristique de phase dans le cas non limité.

Nous allons considérer le temps de propagation de groupe au lieu de la phase elle-même.

Lorsque φ est petit et A est maximum, la valeur du temps de propagation de groupe est égale au maximum, en changeant de signe dans tous les intervalles appropriés :

$$n_i < n < n_{i+1}$$

i : pair $\quad \partial\varphi/\partial n : + \text{max}$

i : impair $\quad \partial\varphi/\partial n : - \text{max}$

Bien qu'il soit possible de vérifier cette condition, on ne montre que le résultat final en raison de la complication de calcul.

Posant $\partial A/\partial n = 0$, la condition n_i est représentée par :

$$(17) \quad \sum_{i=1}^{n_{i+1}} \int_{n_i}^{n_{i+1}} Y_0 \frac{\cos(nx + \varphi_i + 1) dn}{n} = 0$$

Cependant la formule (17) étant une équation irrationnelle, on ne peut la résoudre que par le calcul numérique. Nous avons donc obtenu A_{max} par l'équation (15) en faisant varier la valeur de n_i .

a) Le cas où le temps de propagation de groupe est limité par une valeur constante indépendante du signe.

Dans ce cas :

$$(18) \quad |d\varphi/d\omega| \leq \tau$$

Mettons $\beta = \omega_0 \tau$ la condition (18) devient :

$$(19) \quad |d\varphi/dn| \leq \beta$$

Si la valeur de τ est inférieure à $100 \text{ m}\mu\text{s}$, la valeur de x donnant A_{max} est $X_c = n_c x \div 4$, comme le cas de la caractéristique optimale.

D'après la figure 3, il n'y a que n_1 , lorsque X_c est environ égal à 4. Les conditions de la caractéristique de phase donnant A_{max} , sont montrées ci-dessous.

$$(20) \quad \begin{cases} 0 < n < n_1, & d\varphi_1/dn = \beta : \varphi_1 = \beta n \\ n_1 < n < n_c, & d\varphi_2/dn = -\beta : \varphi_2 = (2\beta n_1 - \beta n) \end{cases}$$

Après substitution de (20), la réponse A est calculée comme suit :

$$(21) \quad A = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \left[S_i(X_1 v) - \frac{c_0}{x^2 \eta^2} \sin \overline{X_1 \eta} + \frac{c_0}{x^2 \eta} \cos \overline{X_1 \eta} + \cos 2X_1 \frac{\beta}{x} \left\{ S_i(X_c v) - S_i(X_1 v) - \frac{c_0}{x^2 v^2} (\sin \overline{X_c v} - \sin \overline{X_1 v}) + \frac{c_0}{x^2 v} (X_c \cos \overline{X_c v} - X_1 \cos \overline{X_1 v}) \right\} + \sin 2X_1 \frac{\beta}{x} \left\{ C_i(X_c v) - C_i(X_1 v) - \frac{c_0}{x^2 v^2} (\cos \overline{X_c v} - \cos \overline{X_1 v}) - \frac{c_0}{x^2 v^2} (X_c \sin \overline{X_c v} - X_1 \sin \overline{X_1 v}) \right\} \right]$$

où $\eta = (1 + \beta/x), \quad v = (1 - \beta/x), \quad X_1 = n_1 x.$

Si l'on pose par exemple : $\tau = 40 \text{ m}\mu\text{s}$ ($\beta = 1$) et $\tau = 100 \text{ m}\mu\text{s}$ ($\beta = 2,5$), $X_1 \div 0,7$ et les taux de dépassement sont respectivement de 15 % et de 30 %. Sous cette hypothèse on doit limiter τ au-dessous de $10 \text{ m}\mu\text{s}$ pour le taux de dépassement de 10 %, si bien que la condition (a) n'est pas pratique.

b) Le cas où le temps de propagation de groupe est limité par la valeur donnée par une courbe du deuxième degré.

Dans la plupart des liaisons de télévision, la caractéristique du temps de propagation de groupe se trouve entre l'axe des fréquences et la courbe du deuxième degré qui passe par l'origine et le temps de propagation de groupe à la coupure (τ_c).

On peut donc donner la variation tolérable à l'intérieur d'une courbe du deuxième degré comme

dans le cas de l'amplitude. Cette condition est donnée par la formule :

$$(22) \quad |d\varphi/dn| \leq \alpha n^2$$

Dans ce cas, φ est exprimé par une équation du troisième degré de n . D'abord nous ne mettons que des termes du deuxième degré en φ et ceux de degré plus élevé que le deuxième sont nuls. On peut poser $X_1 = 0$, puisque la différence entre la valeur de A_{max} pour la vraie valeur de X_1 et celle pour $X_1 = 0$ est inférieure à 0,1%, c'est-à-dire que l'on peut mettre

$$\varphi \equiv -\alpha n^3/3$$

Compte tenu des termes (jusqu'au deuxième degré) en φ , la différence A_2 entre A et la réponse de la caractéristique optimale A_1 , est représentée par la formule suivante :

$$(23) \quad A_2 = -\frac{\beta}{\pi} \left\{ \frac{n_c^3}{X_c^3} [(X_c^2 - 2) \sin X_c + 2 X_c \cos X_c] - \frac{n_c^5}{2 X_c^5} [(X_c^4 - 12 X_c^2 + 24) \sin X_c + (4 X_c^3 - 24 X_c) \cos X_c] - \frac{\beta^2}{2\pi} \left\{ \frac{n_c^6}{X_c^6} [(5 X_c^4 - 60 X_c^2 - 120) \sin X_c + (-X_c^5 + 20 X_c^3 - 120 X_c) \cos X_c] - \frac{n_c^8}{2 X_c^8} [(7 X_c^6 - 210 X_c^4 + 2520 X_c^2 - 5040) \sin X_c + (-X_c^7 + 42 X_c^5 - 840 X_c^3 + 5040 X_c) \cos X_c] \right\} \right\}$$

Lorsque $X_c \doteq 4$, A devient maximal. Le taux de dépassement S (%) est donné par l'équation suivante en fonction de τ_c (Pour $f_c = 4,8$ MHz)

$$(24) \quad S = 3,303 + 4,04 \times 10^{-2} \tau_c + 1,72 \times 10^{-5} \tau_c^2$$

Cette relation est montrée sur la figure 4.

L'erreur de l'équation (24) est inférieure à 0,41 % lorsque $\tau_c = 100$ μ s. D'autre part, dans le cas où φ est relativement faible, la pente maximale de la montée correspondant au temps d'établissement, est approximativement égale à la pente au point $X = 0$. Nous évaluons donc le temps d'établissement par la pente de $X = 0$.

$$(25) \quad \left(\frac{dA}{dt} \right)_{t=0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_c} Y(\omega) \cos \varphi(\omega) d\omega$$

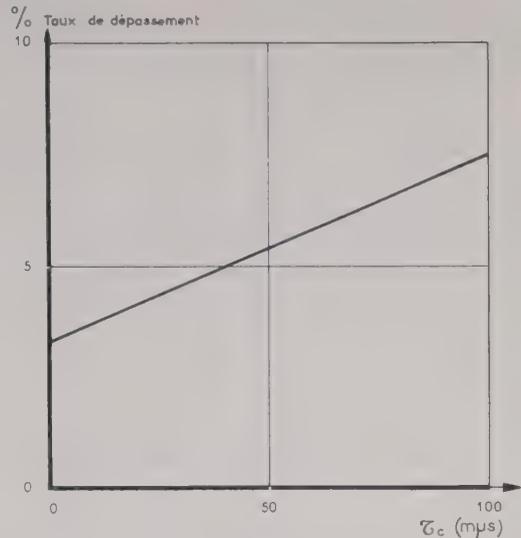


Fig. 4. — Variations du taux de dépassement en fonction de $\tau_c = \frac{1}{\omega_0} \alpha n_c^2$

Si on suppose que $|\varphi| < \pi$, la formule (25) prend une valeur minimum lorsque φ est au maximum. Par contre, si φ est maximal, le temps d'établissement calculé par l'équation (23) est plus court que celui de la caractéristique optimale à cause de l'augmentation du taux de dépassement.

On peut donc négliger l'effet de phase sur le temps d'établissement. En outre, même si l'on ne permet qu'un seul signe pour cette variation, la valeur maximale du taux de dépassement ne varie pas, car on peut poser $X_1 = 0$, c'est-à-dire que $(d\varphi/dn)$ possède le même signe pour la caractéristique de phase donnant A_{max} .

5. Distorsion due aux variations d'amplitude et de phase

On a décrit brièvement cette distorsion au début de cet article. L'erreur de la formule (8) est donnée par

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_c} \frac{Q\varphi}{n} \cos nx \, d\omega$$

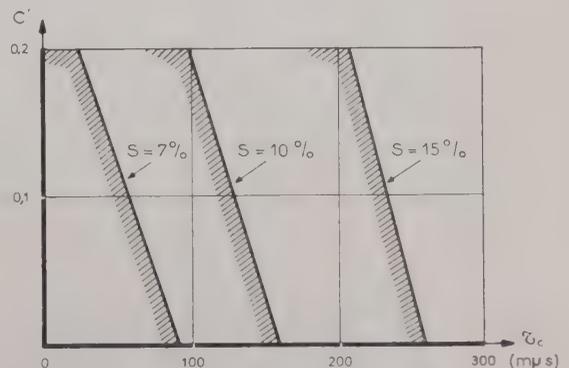


Fig. 5. — Domaines où le taux de dépassement est plus faible que S %

Si l'on pose que $|\varphi| = \beta n^3$ et $|Q| = c' n^2$, cette erreur est plus petite que $0,057 \times c' \cdot \beta$. Par exemple, quand $c' = 0,2$ et $\tau_c = 100 \text{ m}\mu\text{s}$ cette erreur est

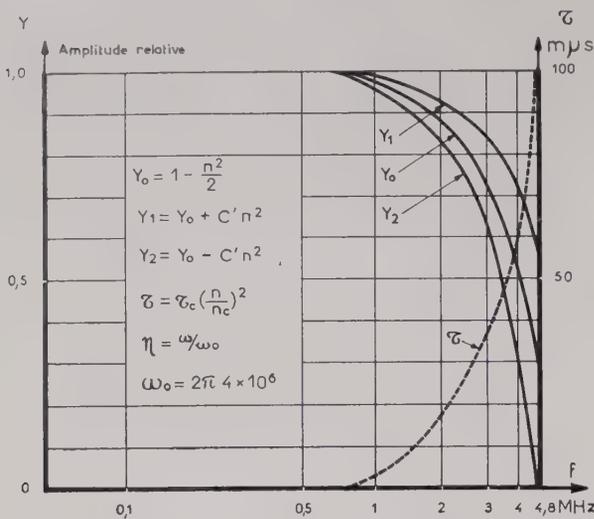


FIG. 6. — Un exemple des variations (ou distorsions) tolérables pour 10 % du taux de dépassement.

plus faible que 0,6 %. La figure 5 montre le taux de dépassement et τ_c (calculé par α) en fonction de c' .

Les caractéristiques d'amplitude et du temps de propagation de groupe pour $c' = 0,2$, $\tau_c = 100 \text{ m}\mu\text{s}$ sont montrées sur la figure 6.

6. Conclusion

La caractéristique que nous avons indiquée, est calculée pour la chaîne des appareils, de la camera

du système de télévision à l'écran du tube cathodique de téléviseur.

Nous ajoutons les remarques suivantes. Si on suppose que le système optique a une forme en $(1 - c_0 n^2)$ ou une courbe de Gauss, la caractéristique d'une partie du système électrique doit être celle du filtre idéal dont la variation est donnée convenablement dans la variation globale décrite ci-dessus.

En outre, dans le cas de l'estimation par la réponse à un certain signal, il faut utiliser une onde que l'on choisit en tenant compte de la caractéristique

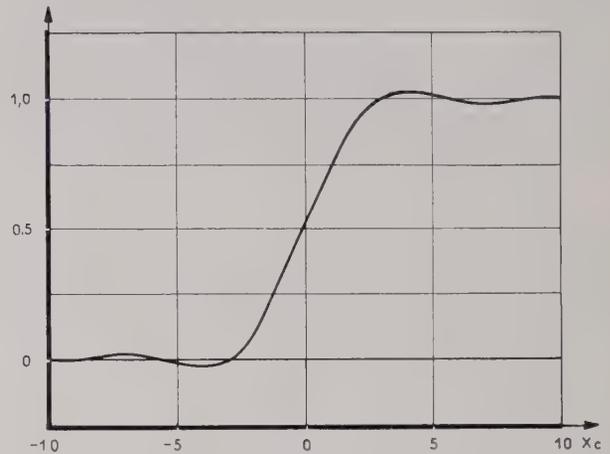


FIG. 7. — Réponse au signal Unité de la caractéristique optimale.

optimale susdite, tel que le signal de la figure 7, au lieu de l'onde carrée. D'autre part, la valeur du seuil pour le taux de dépassement est de 10 % environ, à condition que les expériences de notre laboratoire soient valables pour le dépassement.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE

du 23 avril 1960

La Société des Amis de la T.S.F., fondée en 1921, prenait, douze ans plus tard, le nom de « Société des Radioélectriciens ». L'évolution très rapide d'une technique toute jeune avait rendu nécessaire le changement d'un titre devenu désuet et qui n'exprimait plus fidèlement la nature de l'organisme qu'il était censé désigner.

Il y a déjà quelques années, certains membres de notre Société ont manifesté la crainte que le titre actuel, vieux maintenant de plus d'un quart de siècle, ne soit devenu, à son tour, périmé.

Le développement de la radioélectricité, en effet, loin d'atteindre un palier, n'a fait que se précipiter et il semble même que sa vitesse, qu'on aurait pu croire diminuer après la crise de la Deuxième Guerre Mondiale, ne cesse d'augmenter depuis quinze ans.

Or, il se trouve que ce développement a suscité l'épanouissement d'une nouvelle science. La réalisation des appareils modernes de télécommunications ou de radiorepérage n'est devenue possible que grâce à l'asservissement par les radioélectriciens, pour les besoins de leur cause, de ce constituant fondamental de la matière qu'est l'électron. Le tube à vide, l'oscilloscope cathodique et, plus récemment, les dispositifs à semi-conducteurs sont des jalons spectaculaires sur la voie de cette conquête. Ainsi est née l'électronique.

Mais réciproquement il n'est plus actuellement d'appareil radioélectrique qui ne fasse appel, dans sa structure, à des dispositifs électroniques, si bien qu'après avoir été les promoteurs de l'électronique, les radioélectriciens en sont devenus étroitement tributaires.

Pour notre Société cette situation est déjà traduite dans les titres portées par trois des Sections d'Etudes : Electronique, Electronique appliquée et Electronique nucléaire.

La radioélectricité n'est plus qu'un aspect de l'électronique et les activités d'un grand nombre de nos adhérents s'exercent en marge de la radioélectricité pure dans des domaines dont on peut être certain qu'ils prendront un développement de plus en plus important : servo-mécanismes, calculatrices, électronique nucléaire, etc. Un état de fait s'est ainsi créé : notre Société est devenue une Société d'électroniciens. Si son titre doit être en rapport avec sa composition et son fonctionnement, il faut donc y faire apparaître le mot « électroniciens ».

Par ailleurs, certains de nos collègues appelés à représenter la Société à l'étranger ont éprouvé l'inconvénient que présente son titre actuel par suite de l'absence d'un mot rappelant son appartenance française. Certains obstacles existaient jusqu'à ces derniers temps (analogies de sigles) qui rendaient difficile l'introduction du qualificatif voulu. Ils peuvent être surmontés maintenant.

Pour ces raisons, l'Assemblée Générale de la Société des Radioélectriciens, convoquée en séance extraordinaire le samedi 23 avril 1960 à 17 h à l'Amphithéâtre de Chimie de la Sorbonne, a décidé, par 967 voix sur 1003 votants, de modifier le titre de la Société qui devient :

Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens

Au cours de cette même séance, une modification du premier alinéa de l'article 4 des Statuts a été approuvée par 954 voix sur 1 003 votants.

Ancienne rédaction

La Société est administrée par un Conseil formé du Bureau de la Société, des anciens Présidents, des Présidents d'Honneur, des Membres d'Honneur et de 24 Membres titulaires nommés à l'élection.

Nouvelle rédaction

La Société est administrée par un Conseil formé du Bureau de la Société, des anciens Présidents, du Président nommé pour l'exercice suivant, des anciens Secrétaires Généraux, des Présidents d'Honneur, des Membres d'Honneur et de 24 Membres titulaires nommés à l'élection.

BIBLIOGRAPHIE

Paramètres hybrides des transistors, par J.P.M. SEUROT. Un vol. 21 × 27 cm, 32 pages, 23 figures (Chiron, Paris 1960). Prix : 8,80 NF.

Cet ouvrage, qui fait partie de la collection *Les Cahiers de l'Électronicien* des Editions CHIRON, fait le point d'une façon précise sur les paramètres hybrides (ou paramètres en H), très souvent utilisés dans l'étude des transistors.

Après avoir rappelé la théorie du quadripôle à partir de ces paramètres, et notamment indiqué les expressions des impédances images et du gain composite en puissance, l'auteur étudie leur application aux circuits à transistors, et donne sous forme de tableaux et de courbes :

- les relations entre les paramètres en H dans les trois montages (émetteur commun, base commune, collecteur commun) et entre les paramètres en H et ceux en R ou en Y.
- l'interprétation des paramètres hybrides à partir des caractéristiques statiques et leurs variations en fonction du courant et de la tension de polarisation.
- les expressions des paramètres hybrides obtenus à partir d'un schéma équivalent physique.

La deuxième partie de l'ouvrage est réservée à l'étude en haute fréquence. L'auteur présente sous forme remarquablement simple les valeurs des paramètres hybrides en fonction de la fréquence et applique ces résultats à la détermination des caractéristiques d'un amplificateur accordé à transistor.

En raison de l'importance prise par ces paramètres, tant parmi les constructeurs que parmi les utilisateurs, on lira avec beaucoup d'intérêt cet ouvrage, bien présenté et qui contient sous une forme condensée et pratique un grand nombre de renseignements.

J.D.

Introduction aux circuits à transistors, par E.H. COOKE-YARBOROUGH (traduit de l'anglais par A. MAITRE). Un vol. 11 × 16 cm, 173 pages, 60 figures (Dunod, Paris 1960). Relié : 14 NF.

Depuis quelques années on assiste à un développement prodigieux de l'emploi du transistor dans des domaines variés de la technique.

Dans cet ouvrage l'auteur insiste principalement sur les phénomènes qui distinguent le transistor du tube électronique, avec l'appui d'une description physique imagée (courants d'électrons et de trous).

Il présente successivement le semi-conducteur, la diode et le transistor et met en lumière leurs propriétés caractéristiques : non-linéarité, influence de la température, etc. L'étude des circuits fondamentaux est abordée ensuite par des méthodes simples de calcul : il s'agit en particulier des circuits linéaires avec leurs performances à basse fréquence et leurs limitations à haute fréquence et des circuits non-linéaires, pour lesquels les caractéristiques particulières du transistor (accumulation des porteurs) sont essentielles.

L'ouvrage se termine par la description détaillée de quelques applications spécifiques des transistors, choisies dans des domaines en rapide évolution : instruments de détection nucléaire, calculateurs arithmétiques et analogiques.

Evitant de considérer les circuits uniquement à travers leur théorie mathématique chaque question est plutôt étudiée sous son aspect expérimental. En outre, une bibliographie complète chaque chapitre.

Il est à remarquer que, dans cet ouvrage, la place réservée aux circuits à impulsions est au moins aussi importante que la place réservée aux circuits amplificateurs.

R.O.E.

OFFRES ET DEMANDE D'EMPLOI

O. 141. C. — Electronicien connaissant transistor et aimant vendre recherché pour poste technico commercial Paris — Envoyer curriculum vitae manuscrit — Ecrire au Journal sous n° O. 141. C. qui transmettra.

O. 142. — Laboratoires Banlieue Sud-Est, recherchent Ingénieurs Radio E.S.E. pour Etudes et Recherches en physique mathématiques et sur Accélérateurs Linéaires,

Plasmas
Neutronique.

S'adresser à M. Chaudière. Tél. 12-80 ou 81 à Villeneuve-Saint-Georges, ou à MIC. 19-64 après 20 h. ou écrire à la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens qui transmettra.

D. 126. — Ingénieur E.S.E., E.S.M.E., licencié ès Sciences, connaissant langues étrangères et ayant une longue expérience

en électronique, transmissions, télécommandes et commutation, cherche une situation demandant initiative et responsabilité. Ecrire à la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens qui transmettra.



Revue affiliée au Syndicat
de la Presse Radioélectrique
Française - Paris

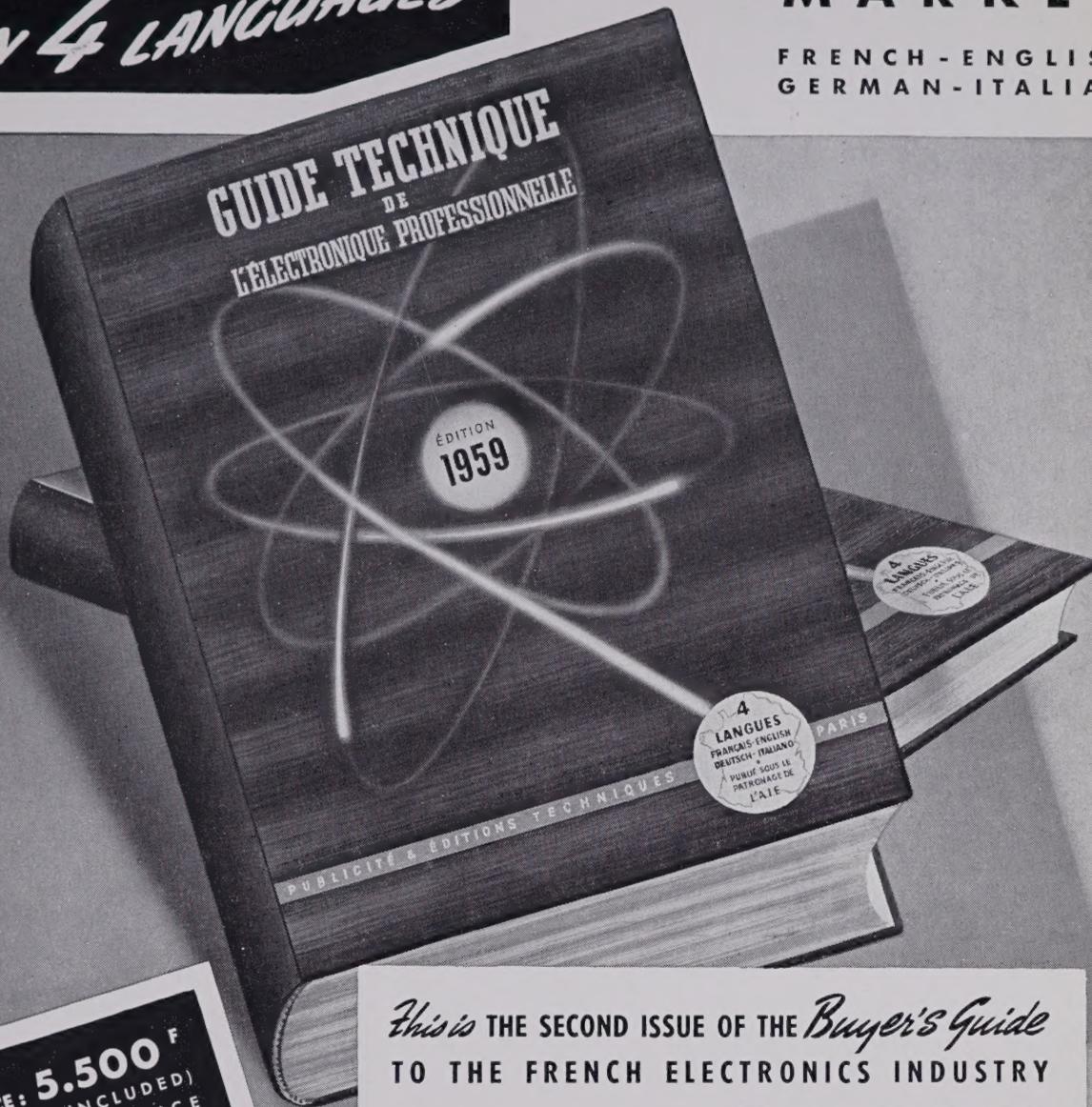
JUST OUT

IN 4 LANGUAGES

FOR THE

COMMON MARKET

FRENCH - ENGLISH
GERMAN - ITALIAN



PRICE: **5.500 F**
 (TAXES INCLUDED)
 FRANCO - FRANCE
 AND FRENCH-UNION
 MAILED IN
 SPECIAL PACKING **6.100 F**

1.100 PAGES (AGAINST
 680 PAGES IN 1957)
 SOLID SERVICEABLE
 4-COLOUR COVER.

750 COLOUR PAGES
 WEIGHT 4,250 kg

This is THE SECOND ISSUE OF THE *Buyer's Guide*
 TO THE FRENCH ELECTRONICS INDUSTRY

- COMPREHENSIVE DIRECTORY OF FRENCH ELECTRONIC ACTIVITIES : ADDRESSES OF ALL FIRMS AND ADMINISTRATIONS.
- OVER 100 PAGES DEVOTED TO MANUFACTURERS AND SUB-CONTRACTING FIRMS.
- 600-PAGES SHORT-FORM TECHNICAL CATALOGUE LISTING ALL AVAILABLE PRODUCTS.
- 2,000 GENERIC PRODUCTS SECTION.
- NEW FEATURES : ACHIEVEMENTS OF THE FRENCH ELECTRONICS INDUSTRY, PROFESSIONAL STRUCTURE, INFORMATION AND LITERATURE, ETC.

This new issue, completely brought up to date and considerably augmented, comes out on the eve of the Common Market. It provides, for our European Partners, the most comprehensive comparative source of information, and this, in their own language, constituting what is without any doubt, a complete summary of every industrial product manufactured by

the French Electronics and allied products Industries.

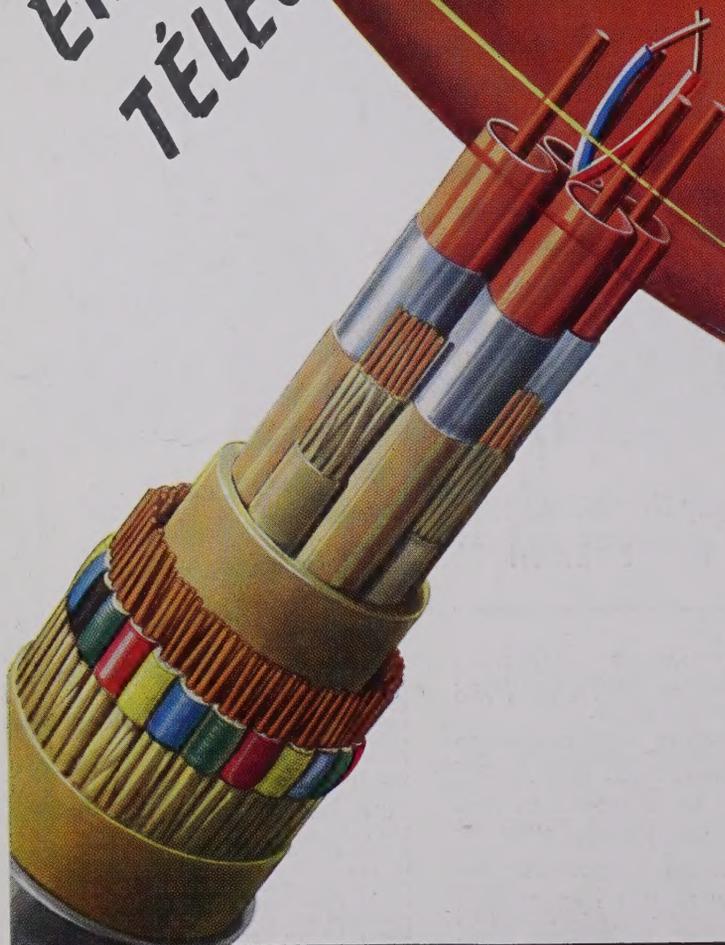
(Materials, Components, Equipment)

This major publication (the second issue is twice as considerable as the first one) is the first 4-language routine reference work, devoted to a single industry, to be specifically compiled on a Common Market basis, for the benefit of Engineers, procurement departments and Civil and Military users of electronic equipment.

GUIDE TECHNIQUE DE L'ELECTRONIQUE PROFESSIONNELLE

PUBLISHERS : PUBLICITE ET EDITIONS TECHNIQUES, 161, BOULEVARD SAINT-GERMAIN - PARIS-6* • LIT. 79-53 and BAB. 13-03

ÉNERGIE NUCLÉAIRE
TÉLÉCOMMUNICATIONS
ÉLECTRONIQUE



SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES

ÉNERGIE NUCLÉAIRE • TÉLÉCOMMUNICATIONS • ÉLECTRONIQUE

69, RUE DE MONCEAU, PARIS 8^e LAB. 60-50

Giorgi