

L'ONDE

43^e ANNÉE - N° 434

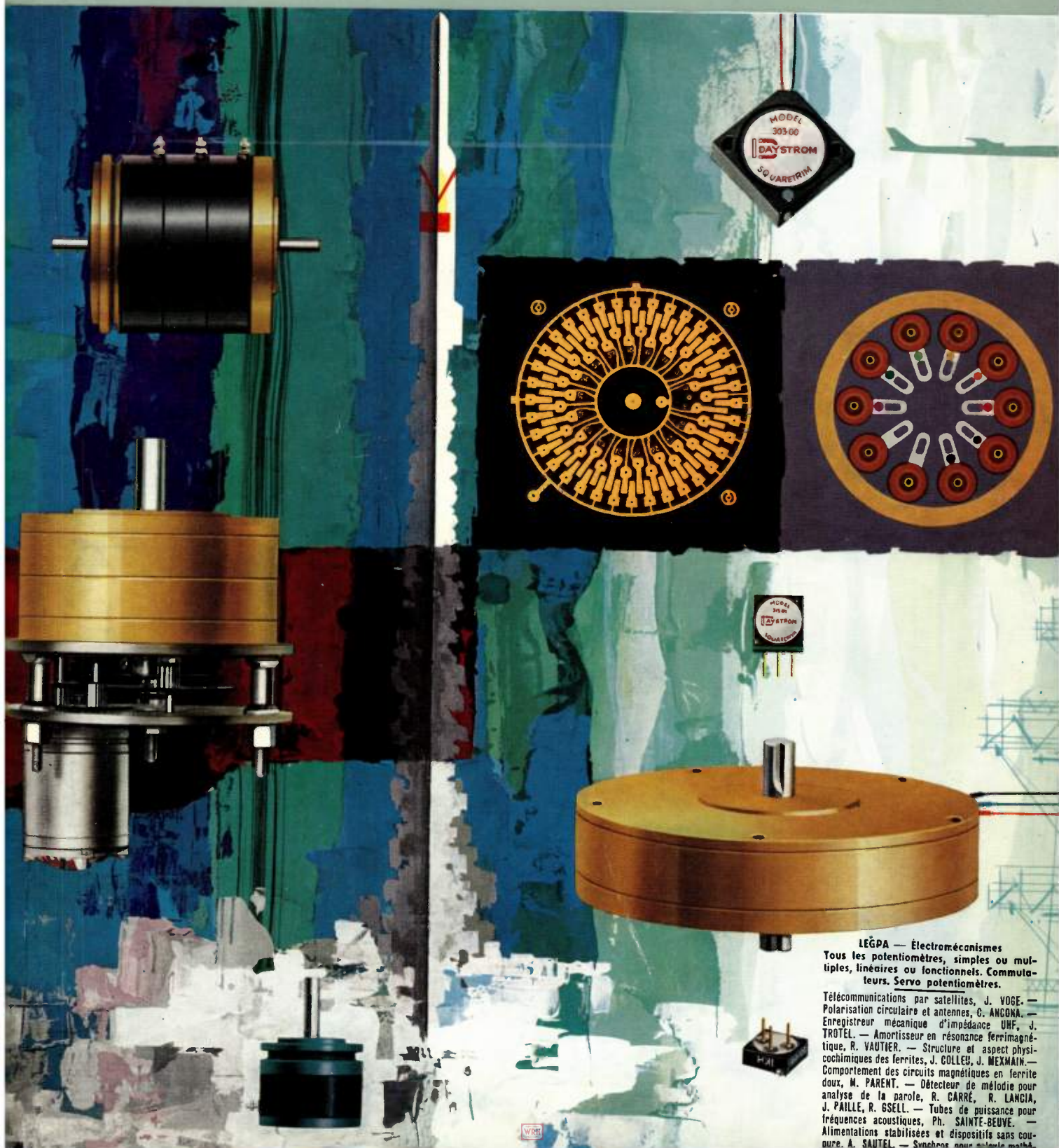
M A I 1 9 6 3

P R I X : 6 F

LIBRARY, BOULDER LABORATORY
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS
BOULDER, COLORADO
JUL 15 1963

ÉLECTRIQUE

REVUE MENSUELLE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE des ÉLECTRONICIENS et des RADIOÉLECTRICIENS
PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS



LEGPA — Électromécanismes
Tous les potentiomètres, simples ou multiples, linéaires ou fonctionnels. Commutateurs. Servo potentiomètres.

Télécommunications par satellites, J. VOGÉ. — Polarisation circulaire et antennes, G. ANCONA. — Enregistreur mécanique d'impédance UHF, J. TROTEL. — Amortisseur en résonance ferrimagnétique, R. VAUTIER. — Structure et aspect physicochimiques des ferrites, J. COLLEU, J. MEXMAIN. — Comportement des circuits magnétiques en ferrite douce, M. PARENT. — Détecteur de mélodie pour analyse de la parole, R. CARRÉ, R. LANCIA, J. PAILLE, R. GSELL. — Tubes de puissance pour fréquences acoustiques, Ph. SAINT-BEUVE. — Alimentations stabilisées et dispositifs sans couple, A. SAUTEL. — Synthèse pour acoustique.

à zéro central **mais...**

lecture
sur la
totalité
de l'échelle

● **indicateur**
AUTOMATIQUE
de polarité...

Entre 0 et ± 3.000 volts la polarité de la tension continue mesurée est affichée directement sur un voyant lumineux avec commutation automatique du galvanomètre dans le sens convenable dès que la position zéro est dépassée.
Dans l'utilisation en voltmètre à zéro central, la lecture s'effectue donc sur la totalité de l'échelle du cadran.

voltmètre
électronique

TYPE
A 206

CARACTÉRISTIQUES

Mesures en continu : 10 mV à 3.000 V - 9 gammes - Précision $> \pm 3\%$ 3; INDICATION AUTOMATIQUE de la polarité - Résistance d'entrée : 100 M Ω sur toutes les gammes - Extension des mesures jusqu'à 30.000 V avec le diviseur de tension type DT 201 -

Mesures en alternatif : 50 mV à 300 V - 7 gammes - Précision $> \pm 3\%$ - $\pm 1,5$ dB de 20 Hz à 1000 MHz - C. d'entrée : 1,6 pF - Extension des mesures jusqu'à 15 kV avec les diviseurs de tensions types DT 101 et DT 301.

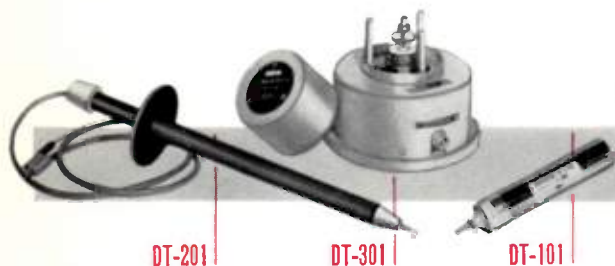
Mesures des Résistances : 0,2 Ω à 5.000 M Ω en 8 gammes sous tension continue stabilisée.

"T" DE MESURES, 50 Ω , TYPE AT 100

Pour mesures sur lignes coaxiales et utilisation du voltmètre A 206 comme Wattmètre HF, VHF, UHF, T.O.S. de l'ensemble $> 1,2$ jusqu'à 700 MHz.



NOUVEAU



DT-201

DT-301

DT-101

AT-100

AUTRES FABRICATIONS - Générateurs HF, VHF, UHF, SHF - Analyseurs de spectres - Test Set Radars - Electronique rapide : Générateurs d'impulsions et Oscilloscope 1.000 MHz - Fréquence-mètres compteurs automatiques - Mesures d'impédance et de puissance en HF, VHF, UHF, SHF - Voltmètres et Millivoltmètres Electroniques - Alimentations stabilisées - Micromoteurs - Pièces détachées, etc...



ETS GEFFROY ET CIE
S. A. AU CAP. DE 3.250.000 FRANCS

18, AVENUE PAUL VAILLANT-COUTURIER - TRAPPES (S.-&-O.)
FRANCE • TÉLÉPHONE 923-08-00 (5 LIGNES GROUPÉES)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLIII

MAI 1963

N° 434

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

Télécommunications intercontinentales par satellites artificiels.....	J. VOGÉ	489
Polarisation circulaire et antennes indépendantes de la fréquence	C. ANCONA	503
Réalisation d'un enregistreur mécanique d'impédance UHF en bande X	J. TROTEL	508
L'amortissement en résonance ferrimagnétique	R. VAUTIER	512
Structure et aspect physico-chimique des ferrites	Mlle J. COLLEU J. MEXMAIN	529
Comportement des circuits magnétiques en ferrite doux	M. PARENT	540
Etude et réalisation d'un détecteur de mélodie pour analyse de la parole	R. CARRÉ R. LANCIA J. PAILLÉ R. GSELL	556
Amélioration des tubes de puissance pour fréquences acoustiques ...	Ph. SAINTE-BEUVE	563
Les alimentations stabilisées et les dispositifs sans coupures utilisables dans les grands ensembles électroniques	A. SAUTEL	570
Utilisation des synchros pour les calculs mathématiques	F. HAGEN	580
Informations :		
Documentation technique		584
Communiqués		587
Bibliographie		588

Sur notre couverture :

Déjà connue par la qualité de ses potentiomètres de précision, la Société LEGPA (Département Electromécanismes) entreprend maintenant la fabrication sous licence des potentiomètres d'ajustement DAYSTROM SQUARETRIM, offrant ainsi des produits français répondant aux spécifications MIL les plus sévères.

Autres fabrications :

— Actuellement : résistances bobinées miniatures de précision, commutateurs, servopotentiomètres.

— Prochainement : éléments de servomécanismes (licence TRANSICOIL), résistances ultrastables à couche métallique *Vamistor* (licence WESTON).

L.E.G.P.A. - Electromécanismes, 22 rue de Presles, Paris-15°. — SUffren 82.82 +

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° - Tél. : MÉD. 18-93 - C.C.P. Paris 53-35

Abonnement annuel souscrit directement aux Editions Chiron : France 54 F — Etranger 60 F — Ce n° 6 F

Exclusivité de la Publicité : M. R. DOMENACH, 161, Bd St Germain, Paris 6° - Tél. BAB. 41-97 et 41-98

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1963)

M. G. LEHMANN, Directeur Scientifique à la C.G.E.

Président désigné pour 1964

M. L. BRAMEL de CLÉJOLUX, Directeur des Services d'Enseignement des P.T.T.

Vice-Présidents

MM. J. DAUVIN, Ingénieur Général des Télécommunications e.r., Directeur délégué du Centre de Recherches de la C.G.E.

P. GRIVET, Professeur d'Électronique à la Faculté des Sciences de Paris.

M. SURDIN, Chef du Département Electronique au C.E.A.

Secrétaire Général

M. R. CABESSA, Directeur de la Division systèmes électroniques à la Société Le Matériel Téléphonique.

Secrétaires Généraux Adjointes

MM. B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique à l'E.S.E.

M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

Trésorier

M. J.M. MOULON, Directeur Général Adjoint de la Société M.E.C.I.

Secrétaires

MM. J. BLOUET, Chef de la Section Métrologie de la Division Radioélectricité et Electronique du L.C.I.E.

J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.

J.M. COUPRIE, Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F..

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Président	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et des Techniciens	M. L. CHEREAU	
2	Études scientifiques générales	M. L. ROBIN	M. M. MENORET
3	Physique de l'état solide	M. Ch. DUFOUR	M. G. PARICARD
4	Tubes électroniques	M. J. PICQUENDAR	M. O. CAHEN
5	Composants électroniques	M. DANZIN	M. Ch. LOYEN
6	Propagation des ondes	M. J. VOGÉ	M. DU CASTEL
7	Electroacoustique. Enregistrement des sons	M. R. BUFFARD	M. R. LEHMANN
8	Télécommunications-Radiodiffusion-Télévision	M. J. FAGOT	M. AFANASSIEFF
9	Radiodétection et localisation. Radionavigation	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
10	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. LOEB	M. G. ROTH
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. P. DESNEIGES	Mme KOCH
12	Electronique biologique et médicale	M. J. POLONSKY	M. E. ALLARD

Rédaction de l'Onde Électrique

M. L.-J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Président du Comité de Rédaction.

M. J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications, Rédacteur en Chef de l'Onde Électrique.

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE 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, Maître de Conférences 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 LYON

Président. — M. A. SARAZIN, Professeur de Physique Nucléaire à la Faculté des Sciences de Lyon, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Secrétaire. — M. R. ARNAL, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Lyon.

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 de la R.T.F.

— M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.

Secrétaire. — 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 :

1° Adresser au Président une demande écrite

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

2° Être 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 (Assemblée Générale Janvier 1962)

Particuliers	30,00 F
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	15,00 F
Sociétés ou Collectivités	150,00 F
	ou 350,00 F
	ou 750,00 F

au gré de la Société ou Collectivité.

Particuliers résidant à l'étranger 30,00 F
plus frais postaux 5,00 F

* NDLR. Cette revue est l'Onde Électrique.

Changement d'adresse : joindre 0,50 F à toute demande.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

TÉLÉCOMMUNICATIONS INTERCONTINENTALES PAR SATELLITES ARTIFICIELS, par J. VOGÉ, *Ingénieur en Chef des Télécommunications à la Direction du Centre National d'Etudes des Télécommunications*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 489 à 502).

Après avoir rappelé les résultats obtenus par le CNET avec les satellites expérimentaux Echo (1960) et Telstar (1962), l'auteur considère les prévisions du trafic international pour 1970 et 1980 qui justifient le recours aux communications par satellites. Dans une première partie, il résume les principes de ces communications : satellites actifs et passifs ; influence de l'altitude (visibilité et zones de radiation) ; satellites à répartition aléatoire, synchronisés et stationnaires (projets américains et européens). Dans une seconde partie, il passe en revue les problèmes de réalisation en décrivant les expériences en cours ou envisagées : sources d'alimentation ; mise en orbite ; cas particuliers des satellites passifs (Echo 2, Westford), actifs à défilement (Telstar, Relay : problèmes des satellites et des stations au sol), actifs stationnaires ou synchronisés (temps de propagation, stabilisation, Syncom 1 et 2). Il conclut avec quelques prévisions sur les délais de mise en service commercial.

POLARISATION CIRCULAIRE ET ANTENNES INDÉPENDANTES DE LA FRÉQUENCE par C. ANCONA, *Ingénieur Radio E.S.E., Chef des Etudes à la S.T.A.R.E.C.* L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 503 à 507).

On examine le champ reçu par un aérien à polarisation linéaire placé dans une onde plane de polarisation quelconque et de pulsation ω produite par un aérien tournant à une vitesse angulaire Ω autour de l'axe de propagation. Dans le cas particulier où la polarisation de l'onde émise est circulaire la pulsation du signal reçu est égale à $\omega \pm \Omega$ suivant le sens de la polarisation. Ce changement de fréquence peut être considéré comme un critère de polarisation circulaire.

On applique ce critère au cas des antennes indépendantes de la fréquence. On montre que la condition suffisante pour qu'une antenne de ce type soit à polarisation circulaire non seulement dans l'axe mais dans tout l'espace où elle rayonne est qu'un changement de fréquence soit équivalent à une rotation angulaire (spirales logarithmiques).

RÉALISATION D'UN ENREGISTREUR MÉCANIQUE D'IMPÉDANCE UHF EN BANDE X, par J. TROTEL, *Compagnie Française Thomson-Houston*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 508 à 511).

Nous décrivons un enregistreur qui mesure le coefficient de réflexion en un point d'une ligne hyperfréquence.

Les valeurs du module et de la phase sont automatiquement reportées par un servomécanisme sur un diagramme polaire en impédances (abaque de Smith).

L'AMORTISSEMENT EN RÉSONANCE FERRIMAGNÉTIQUE, par R. VAUTIER, *Sous-Directeur du Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C.N.R.S. à Bellevue (Seine-et-Oise)*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 512 à 528).

L'auteur rappelle brièvement ce qu'est la résonance ferrimagnétique et l'importance du phénomène. Il expose ensuite dans leur ordre historique et logique les différentes méthodes de représentation de l'amortissement en résonance magnétique. Quelques indications sur les théories modernes de l'amortissement et sur leur vérification expérimentale permettent de montrer la complexité des phénomènes en jeu et de présenter des équations améliorées. La confrontation des formules théoriques et des résultats expérimentaux conduit l'auteur à l'examen des notions de susceptibilité intrinsèque et de susceptibilité apparente.

STRUCTURE ET ASPECT PHYSICO-CHIMIQUE DES FERRITES, par Mlle J. COLLEU et J. MEXMAIN, *Laboratoires Ferrites, COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 529 à 539).

Dans cet exposé, les auteurs se proposent de donner un aperçu sur les différents problèmes physico-chimiques qui sont liés à l'élaboration des ferrites et les différentes façons de les résoudre.

Il leur est apparu intéressant de faire connaître aux utilisateurs la complexité de l'élaboration d'un produit qu'ils ne connaissent en fait que du point de vue magnétique et électrique.

Après une ébauche de classification, ils exposent tout d'abord d'une manière originale, les principales structures des oxydes ferrimagnétiques. Ils étudient ces différents aspects physico-chimiques à l'aide d'appareils permettant l'analyse et la synthèse des phénomènes rencontrés et entrant dans le processus de formation des ferrites dans le but de les améliorer, d'en simplifier l'élaboration ou d'en découvrir de nouveaux.

COMPORTEMENT DES CIRCUITS MAGNÉTIQUES EN FERRITE DOUX, par M. PARENT, *Chef du Laboratoire Applications Ferrites Sté COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 540 à 555).

Après avoir rappelé quelques définitions et propriétés fondamentales des ferrites, l'auteur s'attache à décrire plus particulièrement le comportement des circuits magnétiques aux fréquences radioélectriques et donne quelques exemples de réalisations pratiques.

Il poursuit par une étude de l'influence des champs magnétiques continus superposés aux champs alternatifs et expose une méthode permettant de résoudre les problèmes posés par la diminution de la perméabilité sous l'action d'une induction magnétique continue.

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN DÉTECTEUR DE MÉLODIE POUR ANALYSE DE LA PAROLE, par R. CARRÉ, R. LANCIA, J. PAILLÉ, *Ecole d'Ingénieurs Electroniciens de Grenoble* et R. GSELL, *Institut de Phonétique de Grenoble*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 556 à 562).

L'objet de cet article est la description et l'utilisation d'un détecteur de mélodie.

Cet appareil constitue l'un des maillons d'une chaîne d'analyse du message parlé. Il permet de suivre cycle après cycle l'évolution de la mélodie de la parole (grandeur qui apparaît comme le plus grand commun diviseur des fréquences des diverses composantes présentes dans un signal image de la parole).

La réalisation présente est dotée de circuits particuliers permettant une exploitation aisée de l'appareil et une interprétation rapide des résultats.

AMÉLIORATION DES TUBES DE PUISSANCE POUR FRÉQUENCES ACOUSTIQUES, par Ph. SAINTE-BEUVE, *Chef du Laboratoire de Suresnes de La Radiotechnique*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 563 à 569).

En examinant les caractéristiques souhaitées par les utilisateurs de tubes de puissance pour fréquences acoustiques, on passe en revue les limitations imposées par les questions technologiques. On arrive à la conclusion que pour viser la formule la plus économique d'emploi en augmentant le rendement général et la sensibilité sans accroître la dispersion il faudrait avoir recours aux grilles cadres.

Avec le pas très fin de ces grilles il devient alors pratiquement impossible d'aligner les spires de grille 1 et de grille 2 pour avoir un courant de grille 2 raisonnable.

Pour tourner les difficultés on décrit la possibilité qui consiste à remplacer un fil tous les 3 ou 4 fils de grille 1 par un fil plus gros. De cette façon on peut utiliser une grille 2 classique dont les spires seront disposées dans l'ombre électronique des gros fils de grille 1.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (suite)

LES ALIMENTATIONS STABILISÉES ET LES DISPOSITIFS SANS COUPURES UTILISABLES DANS LES GRANDS ENSEMBLES ÉLECTRONIQUES, par A. SAUTEL, *Inspecteur Principal au département R.M.E., Centre National d'Etudes des Télécommunications*. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 570 à 579).

L'étude et la réalisation d'ensembles électroniques de calcul numérique dans le cadre des études menées pour la mise en œuvre de systèmes de commutation téléphonique électroniques, ont conduit le Département Recherche sur les Machines Electroniques du CNET à essayer de trouver une solution au problème de l'alimentation en énergie de ces ensembles. On sait en effet que les organes logiques imposent des caractéristiques fort sévères aux alimentations qui en permettent le fonctionnement ; de plus les exigences de fonctionnement permanent qui sont celles d'un central téléphonique électronique entraînent la recherche de conditions de sécurité d'emploi extrêmement difficiles pour tous les organes constitutifs. Le présent article expose quelles sont les recherches qui ont été entreprises au CNET pour trouver une solution à ce problème.

UTILISATION DES SYNCHROS POUR LES CALCULS MATHÉMATIQUES, par F. HAGEN, *Division Transicoil, Daystrom Incorporated*, traduit et adapté par C. BILLET. L'Onde Electrique de mai 1963 (pages 580 à 583).

On trouve dans les systèmes de navigation, calculateurs analogiques, etc., des dispositifs de type synchro qui fonctionnent sans défaillance depuis plusieurs années.

L'étude du synchro linéaire mérite donc une étude sérieuse visant à élargir son domaine d'application. L'élimination de ses inconvénients, sensibilité à la température, variation du rapport de transformation, feront du synchro linéaire un élément de haute fiabilité.

SUMMARIES OF THE PAPERS

STRUCTURE, PHYSICAL AND CHEMICAL ASPECTS OF FERRITES, by Melle J. COLLEU and J. MEXMAIN, *Laboratoires Ferrites, COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 529 to 539).

In this account the authors set out to review the different physical and chemical problems which are linked together in the production of ferrites and the different ways of solving them.

It seems then important to let the user know about manufacturing complexity involved in the product which is known only from a magnetic and electrical point of view.

After a sketch of the classification, the writers first explain, in an original manner, the principal structures of ferromagnetic oxides. They examine these different physical and chemical aspects, using apparatus capable of analysing and producing the conditions met in the process of forming ferrites with the intention of improving them, simplifying the manufacture, or discovering new ones.

PERFORMANCE OF FERRITE MAGNETIC CIRCUITS, by M. PARENT, *Chef du Laboratoire Applications Ferrites, Société COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 540 to 555).

After recalling various fundamental definitions and characteristics of ferrites, the writer goes on to describe in particular the performance of magnetic circuits at radioelectric frequencies and provides various examples of practical designs.

The writer continues with an account of the influence of static magnetic fields superimposed on alternating fields and describes a method of overcoming the problems posed by the decrease of permeability in the presence of a continuous magnetic induction field.

DESIGN AND CONSTRUCTION OF A MELODY DETECTOR FOR SPEECH ANALYSIS, by R. CARRÉ, R. LANCIA, J. PAILLÉ, *Ecole d'Ingénieurs Electroniciens de Grenoble* and R. GSELL, *Institut de Phonétique de Grenoble*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 556 to 562).

This article is concerned with the description and use of a melody detector.

This apparatus is one of the links in an analysis chain for the spoken word. It makes it possible to follow cycle after cycle of the development of the melody of the speech (a component which appears as the highest common factor of the frequencies of the various components present in the speech signal).

This particular design includes special circuits making possible easy application of the instruments and rapid interpretation of the results.

IMPROVEMENT OF POWER TUBES FOR AUDIO FREQUENCIES, by Ph. SAINTE-BEUVE, *Chef du Laboratoire de Suresnes de La Radiotechnique*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 563 to 569).

In examining the characteristics required in the uses of power tubes for audio frequencies there is an account of the limitations imposed by technological questions. The conclusion is reached that in order to achieve the most economic method of use while increasing the output in general and the sensitivity without increasing the losses, it is necessary to use screen grids.

With the very fine pitch of these grids it then becomes practically impossible to align the winding of grid 1 and of grid 2 to keep grid 2 current to a reasonable value.

There is a description of avoiding these difficulties in which one wire in every three or four of grid 1 is replaced by a thicker wire. In this way one can use a conventional second grid with its windings disposed in the electronic shade of the thicker wires of grid 1.

INTERCONTINENTAL TELECOMMUNICATIONS BY ARTIFICIAL SATELLITES, by J. VOGÉ, *Ingénieur en Chef des Télécommunications à la Direction du Centre National d'Etudes des Télécommunications*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 489 to 502).

After recalling the results obtained by the C.N.E.T. with the experimental satellites Echo (1960) and Telstar (1962), the author examines the provisions of international traffic for 1970 and 1980, which justify the recourse to the telecommunications by satellites. In the first part, he resumes the principles of these communications : active and passive satellites, influence of altitude (visibility and radiation zones) ; satellites with random orbits, synchronized and fixed satellites (american and european projects). In the second part, he reviews the problems of realization, and he describes the running or planned experiments : supplies ; launching into orbit ; particular case of passive satellites (Echo 2, Westford). random active satellites (Telstar, Relay : problems of satellites and ground stations), fixed active or synchronized satellites (propagation time, stabilization, Syncom 1 et 2). He concludes with some provisions on the delay of commercial use.

CIRCULAR POLARISATION AND AERIALS INDEPENDENT OF FREQUENCY, by C. ANCONA, *Ingénieur Radio E.S.E., Chef des Etudes à la S.T.A.R.E.C.* L'Onde Electrique, May 1963 (pages 503 to 507).

There is an examination of the field received by a horizontally polarised aerial placed in a wave front of any kind of polarisation and of frequency ω produced by an aerial turning at an angular speed Ω about the axis of propagation. In the particular instance where the polarisation of the transmitted wave is circular, the repetition rate of the received signal is equal to $\omega \pm \Omega$ according to the sense of the polarisation. This change of frequency can be considered as a criterion of circular polarisation.

This criterion is applied in the case of aerials independent of frequency. It is shown that the necessary condition that an aerial of this type should have circular polarisation not only on the axis but in every direction that it radiates, is that a change of frequency should be equal to an angular rotation (logarithmic spiral).

DESIGN OF A MECHANICAL RECORDER FOR UHF IMPEDANCE IN BAND X, by J. TROTEL, *Compagnie Française Thomson-Houston*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 508 to 511).

We describe a recording device which measures the coefficient of reflection at a point in a hyperfrequency line. The phase and amplitude values are automatically recorded by a servomechanism on a polar diagram calibrated in impedances (the Smith abacus).

THE DAMPING IN FERRIMAGNETIC RESONANCE, by R. VAUTIER, *Sous-Directeur du Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide au C.N.R.S. à Bellevue (Seine-et-Oise)*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 512 to 528).

The author recalls briefly what is ferrimagnetic resonance and the importance of the phenomenon. He exposes, then, in their historical and logical order, the different methods for representing of the damping in ferrimagnetic resonance. Some indications on the modern theories of damping and on their experimental verification allow to explain the complexity of the present phenomena and to present improved equations. The confrontation of theoretical formulae and experimental results leads the author to the examination of intrinsic and obvious susceptibility.

SUMMARIES OF THE PAPERS (continued)

USING OF SYNCHROS FOR MATHEMATICAL CALCULATION, by F. HAGEN, *Division Transcoil Daystrom Incorporated, translated and adapted by C. BILLET*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 580 to 583).

Synchros are founded in navigation systems, analog computers, etc., they are used without failaing several years ago. A thorough study of linear synchros should make wider the field of their applications.

The elimination of its inconvenients : temperature sensibility, variation of the transformation rate, will make the linear synchro an element of high reliability.

STABILISED POWER SUPPLIES AND BREAKDOWN-FREE DEVICES FOR USE IN MAJOR ELECTRONIC ASSEMBLIES, by A. SAUTEL, *Inspecteur Principal du département R.M.E., Centre National d'Etudes des Télécommunications*. L'Onde Electrique, May 1963 (pages 570 to 579).

The development and production of electronic computers in connection with research devoted to the development of electronic telephone switching circuits has led the electronic research department of C.N.E.T. to attempt a solution to the problem of power supply for these assemblies. It is known that logic circuits impose very severe demands on power supplies to be used with them. In addition the requirement for permanent reliable operation which arises in an electronic telephone exchange brings with it very demanding reliability requirements for all the component parts. This account describes the research which has been undertaken at C.N.E.T. to find a solution to this problem.

TÉLÉCOMMUNICATIONS INTERCONTINENTALES PAR SATELLITES ARTIFICIELS ⁽¹⁾

PAR

J. VOGÉ

*Ingénieur en Chef des Télécommunications
à la Direction du Centre National
d'Etudes des Télécommunications*

Dans la nuit du 17 au 18 août 1960, à 4 h 33, le premier signal radioélectrique ayant franchi l'Atlantique par réflexion sur le satellite ECHO fut capté à Issy-les-Moulineaux, par les techniciens du CENTRE NATIONAL d'ETUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS (C.N.E.T.). L'équipement de réception était sommaire, comportant une antenne parabolique relativement modeste de 3,3 m de diamètre. Moins de deux ans plus tard, le 11 juillet 1962, à 0 h 48, la première image américaine retransmise par le satellite Telstar apparaissait sur l'écran des téléviseurs de la station édifée par le C.N.E.T. à Pleumeur-Bodou. Bien qu'il s'agisse encore d'une phase expérimentale, cette station, inaugurée en octobre 1962 par le Président de la République, est d'une très grande complexité ; son antenne-cornet a une cinquantaine de mètres de long et elle est abritée sous un radome protecteur de près de 65 m de diamètre. Pourtant, elle a été entièrement réalisée dans un temps record de neuf mois. On peut mesurer sur cet exemple l'effort extraordinaire qui est actuellement entrepris par quelques pays — dont la France — pour ouvrir au public des voies de communications nouvelles, dont l'utilisation deviendra à brève échéance une nécessité.

Les tableaux de la figure 1 résument, d'après les estimations de sources anglaises et américaine, les besoins auxquels on s'attend en circuits téléphoniques pour les années 1970 et 1980. Les besoins relatifs à la télégraphie, au telex, à la téléphotographie et aux transmissions de données y sont inclus. Un seul circuit téléphonique permet d'acheminer une vingtaine de voies télégraphiques ou de télex ; la téléphonie constituera donc l'utilisateur principal.

Le premier tableau montre que, dès 1970, les Etats-Unis devront disposer d'un très grand nombre de circuits, pour leurs communications transatlantiques,

PRÉVISIONS DE TRAFICS

(Circuits téléphoniques, incluant télégraphie/télex)

	1 970	1 980
Etats-Unis — Transatlantiques	1 000	3 500
» — Transpacifiques	500	2 000
» — Amérique du Sud	400	700
Europe — Afrique	100	?
» — Amérique du Sud	200	?
» — Asie	250	?

↑
Source américaine

Etats-Unis — Grande-Bretagne	250	480
» — France	100	200
» — Allemagne	115	225
Canada — Grande-Bretagne	60	125

↑
Source anglaise

FIG. 1.

transpacifiques et avec l'Amérique du Sud. Il s'agit dans les trois cas d'artères importantes, groupant un nombre élevé de voies. Le second tableau distingue les trois interlocuteurs principaux des Etats-Unis en Europe : Grande-Bretagne, Allemagne et France. Il existe actuellement quatre câbles téléphoniques sous-marins transatlantiques dont la capacité totale, accrue par divers artifices techniques est de l'ordre de 200 voies. Un nouveau câble, de 120 voies, pourrait être posé en 1964 ; mais la pose de tels câbles est une opération longue, qui ne paraît pouvoir suivre qu'avec difficulté le développement très rapide des besoins.

(1) Conférence présentée le 26 novembre 1962, au Centre de Perfectionnement Technique, avec quelques modifications de mise à jour.

De plus, les câbles sous-marins ne permettent pas, du moins avec les techniques actuelles, de transmettre des programmes de télévision.

Le premier tableau met également en évidence les besoins particuliers à l'Europe dans ses communications avec l'Afrique, l'Asie et l'Amérique du Sud. Ils concernent en particulier les liaisons de la Grande-Bretagne avec les pays du Commonwealth et celles de la France avec les territoires de son ancien empire colonial. Ces liaisons, dont le nombre total est assez élevé, aboutissent en des villes diverses, le plus souvent non reliées entre elles, dont chacune n'exige que peu de circuits : 6, 12 ou 24 circuits. A la différence du trafic américain, le trafic européen est dispersé en un grand nombre de petites artères de faible capacité individuelle.

Les besoins propres à la télévision ne sont pas inclus dans ces tableaux. La télévision exige, pour être transmise, une large bande de fréquences, équivalente, même au standard américain, à celle correspondant à environ 300 voies téléphoniques ; mais l'on estime que les transmissions intercontinentales de télévision resteront assez exceptionnelles pour que le trafic principal soit encore essentiellement téléphonique.

PREMIÈRE PARTIE

Différents types de satellites de communication

Rappelons d'abord quelques principes.

Les satellites destinés à réaliser des liaisons entre deux stations terrestres peuvent être de deux types : « passifs », constitués par de simples réflecteurs d'ondes radioélectriques, ou « actifs », c'est-à-dire transportant de véritables relais électroniques, formés d'ensembles récepteurs-amplificateurs et ré-émetteurs. L'emploi de satellites passifs peut paraître plus simple au premier abord ; mais les puissances des émetteurs au sol devront être beaucoup plus élevées dans le cas où l'énergie incidente sur un satellite sera seulement réfléchi et non amplifiée avant d'être retransmise. La quasi-totalité des projets de communications par satellites envisagent, à l'heure actuelle, le recours à des satellites « actifs ». Mais les satellites « passifs », nous le verrons, ne sont pas à rejeter définitivement et ils auront certainement des applications.

On peut établir une autre classification des satellites suivant leur altitude.

La figure 2 représente la trajectoire apparente par rapport au sol, pendant 24 heures, d'un satellite évoluant sur une orbite circulaire polaire (c'est-à-dire dont le plan d'orbite passe par la ligne des pôles géographiques terrestres). L'altitude est de 1 700 km pour la figure de gauche, de 6 500 km pour celle de droite, correspondant à des périodes de révolution respectives de 2 heures et de 4 heures.

La région hachurée correspond à la zone où doit se trouver le satellite pour être en visibilité simultanée de l'Est des Etats-Unis et de l'Ouest de l'Europe, sous un angle d'élévation minimal de 7,5°. En effet, si un satellite est trop bas sur l'horizon, les antennes

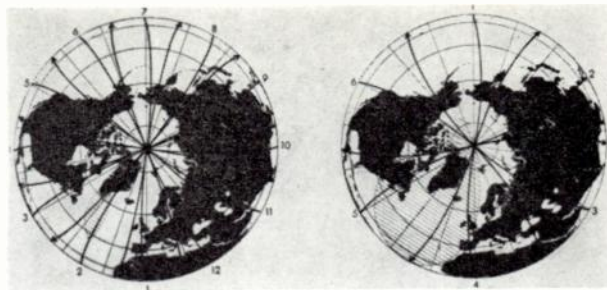


FIG. 2. (Document STL)

de réception terrestres (ou, comme disent les techniciens, « terriennes ») captent le bruit thermique rayonné par le sol dans la gamme radioélectrique. Ce bruit limite sérieusement la sensibilité des récepteurs et, pour l'éviter, la valeur minimale admise pour l'angle d'élévation ne descend pas au-dessous de 5 à 10°, suivant les projets.

Le temps de passage du satellite dans la zone de visibilité, c'est-à-dire le temps pendant lequel des liaisons transatlantiques sont possibles, est très faible pour le satellite à 1 700 km : 7 minutes par 24 heures. Il augmente rapidement avec l'altitude.

La figure 3 représente des trajectoires analogues pour des satellites plus élevés, à 10 000 km (à gauche, période de révolution de 6 heures) et à 20 000 km (à droite, période de 12 heures). Le temps de visibilité simultanée atteint 4,5 heures par jour pour le satellite de 12 heures.

Nous n'avons considéré ici que le cas d'orbites polaires : on peut montrer que ces orbites sont celles qui, à altitude égale, assurent un temps de visibilité maximal sur les trajets entre l'Amérique du Nord et l'Europe.

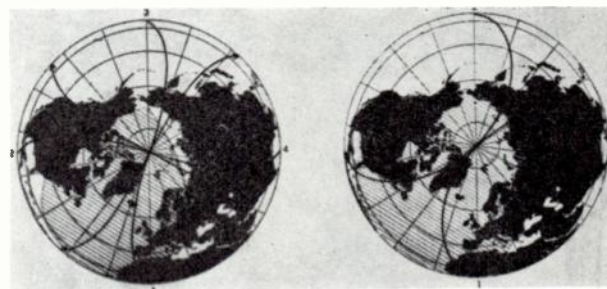


FIG. 3. (Document STL)

Il existe une autre raison pour utiliser des satellites d'altitude élevée. C'est la présence, au-dessus de l'atmosphère terrestre, des « ceintures » de radiations ou zones de van Allen, où circulent des particules, protons et électrons, de très grande énergie (fig. 4). Ces particules, et en particulier les protons, peuvent causer de sérieux dommages aux équipements électroniques, et tout spécialement aux cellules solaires, qui, devant capter le rayonnement du soleil pour alimenter les satellites, ne peuvent pas être protégées par un blindage métallique. Dans la zone interne, l'intensité du flux des protons

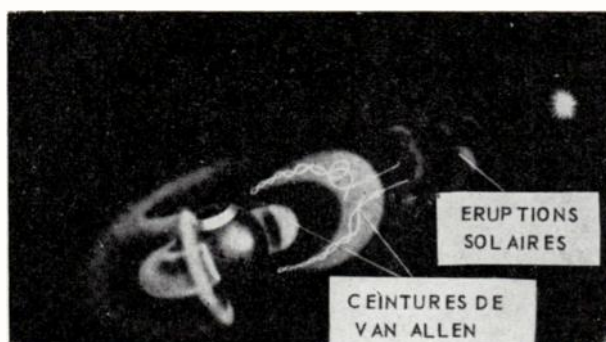


FIG. 4. (Document NASA)

d'énergie supérieure à 40 millions d'électrons-volts atteint des valeurs de plusieurs dizaines de mille par cm^2 et par seconde, entre 2 000 et 6 000 km d'altitude à l'équateur. La zone externe, d'altitude plus élevée (au-delà de 15 000 km environ, à l'équateur) est constituée principalement d'électrons de grande énergie, et non de protons ; son influence est beaucoup moins néfaste.

En recouvrant les cellules solaires par une pellicule de quartz ou de saphir de quelques millimètres d'épaisseur, on assure une protection très efficace contre les électrons, mais seulement partielle contre les protons. Les satellites commerciaux futurs, qui auront à fonctionner pendant plusieurs années, ne devront donc pas pénétrer au cœur de la première zone de van Allen, et donc ne devront pas descendre au-dessous de 6 000 km environ.

Satellites à répartition aléatoire

La figure 5 schématise un projet qui a été envisagé pour la réalisation d'un réseau mondial par l'AMERICAN TELEPHONE AND TELEGRAPH (A.T.T.), puissante compagnie américaine qui a un quasi-monopole de l'exploitation téléphonique aux Etats-Unis. Ce projet différera certainement du projet définitif, en cours d'élaboration, dont la mise en œuvre sera peut-être proposée par les Etats-Unis aux pays du monde entier, dans le cadre d'une collaboration internationale.



FIG. 5. (Document ATT)

Mais le principe en restera sans doute voisin. Le projet de la figure 5 comporte 40 satellites évoluant sur des orbites circulaires polaires, et 15 satellites évoluant sur une orbite circulaire équatoriale, tous à 11 000 km d'altitude, mais avec une répartition aléatoire des uns par rapport aux autres sur leurs orbites et des orbites polaires entre elles. Un tel ensemble permet d'assurer des communications mondiales avec un pourcentage de fonctionnement satisfaisant de 99,9 % soit une interruption journalière moyenne de l'ordre de 10 secondes.

Pour être plus précis, le réseau pour lequel le pourcentage de 99,9 % a été calculé est celui qui est représenté sur la figure 6. Il comprend treize artères de communication. A chaque instant, un satellite au moins est visible des deux extrémités de chacune de ces artères, les satellites utilisés sur deux artères différentes étant toujours différents. La capacité d'amplification d'un satellite est de 600 voies téléphoniques bilatérales (dont 300 peuvent servir éventuellement à la transmission d'un programme de télévision). On assure ainsi, avec 55 satellites, un trafic équivalent à celui de treize câbles à grande distance de 600 circuits ; le nombre moyen de satellites par artère est de l'ordre de 4.

Un centre pilote devra être édifié pour distribuer (ou « dispatcher »), en fonction du temps, les satellites entre les treize artères. Ce centre aura à sa disposition des données d'orbite précises sur les 55 satellites et sera doté de calculateurs électroniques très élaborés. Sur des artères où, comme celles de l'Atlantique Nord, trois ou quatre satellites au moins devront être visibles simultanément, le centre aura à affecter à chacune d'entre elles l'un de ces satellites bien déterminé.

Dans ce type de réseau, les liaisons possibles ont des trajets fixes et utilisent la pleine capacité des satellites, soit 600 voies. On ne peut diviser la capacité globale entre artères élémentaires de capacités plus réduites. Un tel réseau est donc adapté à la nature du trafic américain, mais moins bien à celle du trafic européen.

Satellites synchronisés

Le nombre des satellites nécessaires à la constitution d'un réseau mondial peut être théoriquement sensiblement réduit, si l'on parvient à synchroniser leurs mouvements relatifs ; cela exige des dispositifs de stabilisation complexes. Nous prendrons comme exemple un projet préparé par un groupe d'industriels britanniques, visant à satisfaire en particulier aux besoins en télécommunications de l'Europe et du Commonwealth⁽²⁾. Dans ce projet, six satellites se suivent en séquence régulière sur une orbite circulaire équatoriale à 14 000 km d'altitude. La période de révolution est de 8 heures ; mais, compte tenu de la rotation terrestre, chaque satellite repasse toutes les 12 heures au-dessus du même point de la terre. On a représenté sur la figure 7 les zones de visibilité, pour un angle d'élévation minimal de 5°, de ces 6 satellites à un instant donné.

(2) Ce projet est l'un des deux projets proposés par le groupement industriel européen EUROSPACE.

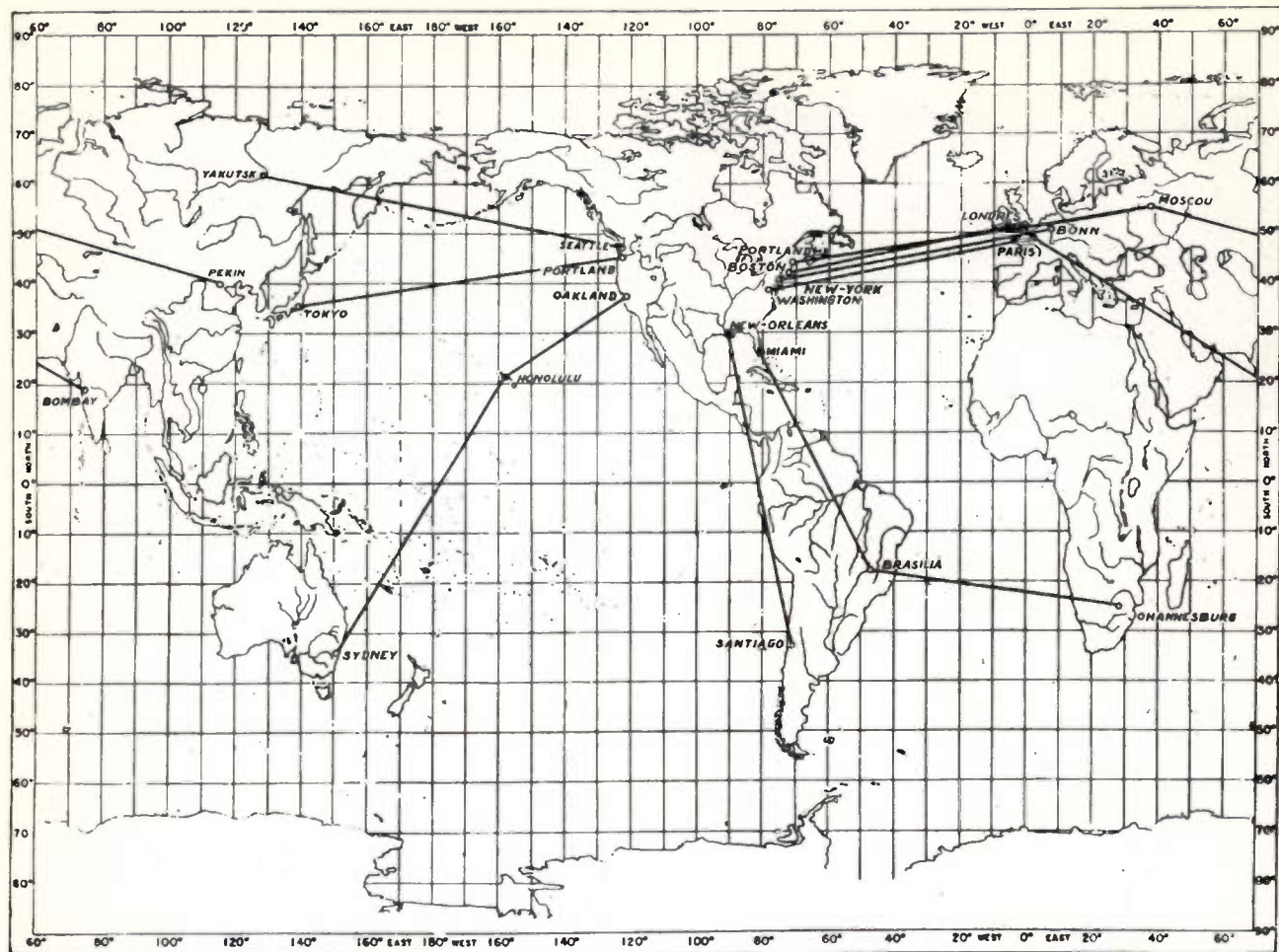


FIG. 6.

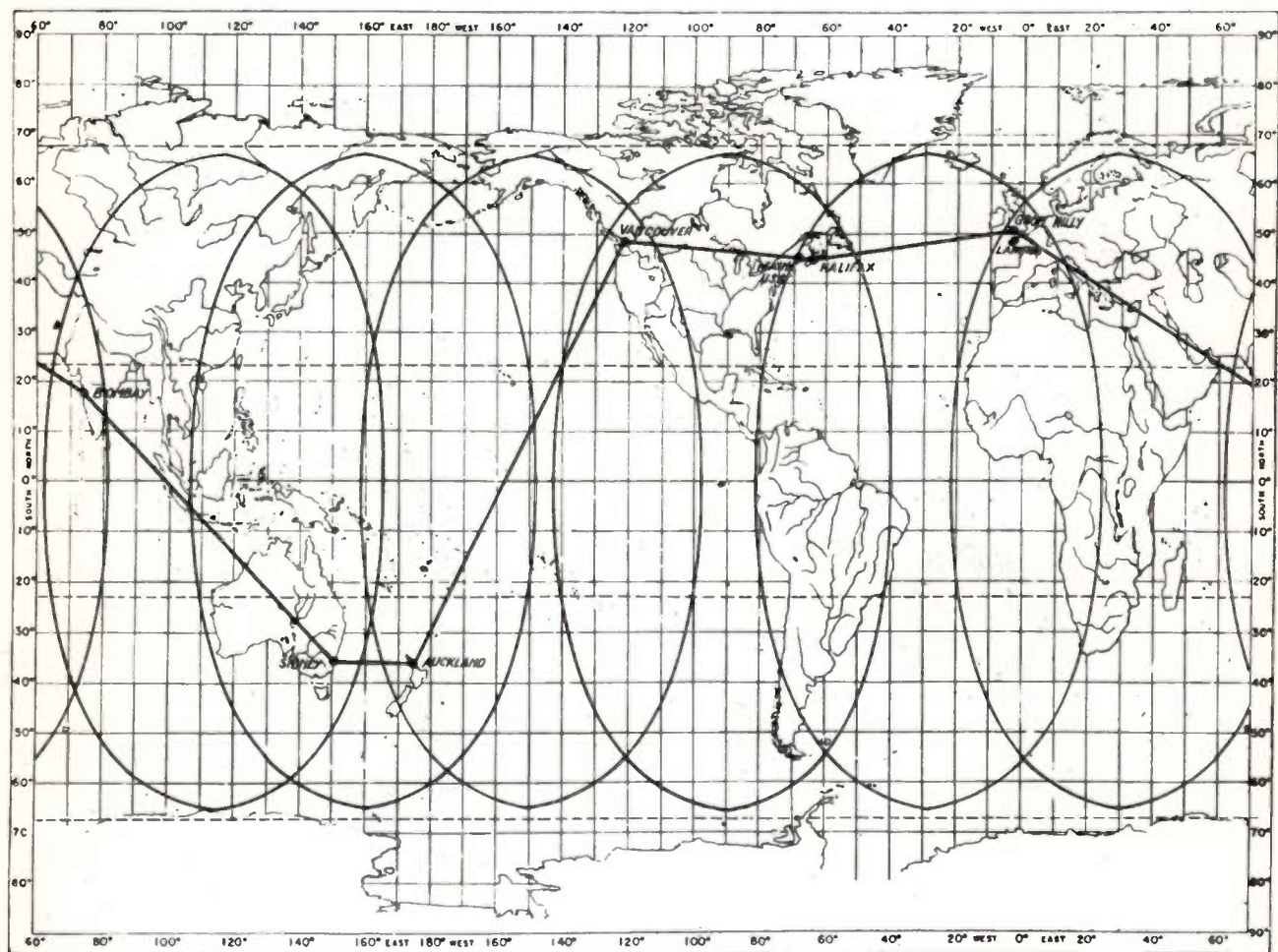


FIG. 7. (Document EUROSPACE)

Les stations portées sur la figure sont des stations-relais, destinées à relier les zones différentes par bonds successifs. Deux bonds, avec relai à Bombay, sont ainsi nécessaires pour aller d'Angleterre en Australie. Par ailleurs, dans chaque zone, une dizaine de stations, non indiquées sur la figure, peuvent être mises en communication, en profitant de ce qu'elles « voient » le même satellite. Pour faciliter cette interconnexion, les 600 voies amplifiées par un satellite sont réparties, lors de sa réalisation, en une vingtaine de canaux, de capacités d'ailleurs inégales (12, 24, 48 et même 120 voies). Un centre de « dispatching » de zone, qui distribue ici les canaux entre les stations au sol, contrôle l'exploitation en affectant successivement, suivant les exigences du trafic, les différents canaux aux différentes stations. Chaque station peut communiquer successivement, ou même simultanément, avec les autres stations de la zone.

Le satellite ne joue plus le rôle d'un câble de grande capacité comme dans le projet précédent, mais celui d'un central téléphonique qui répartit un total de 600 circuits entre un nombre élevé de liaisons possibles.

Pour accroître la sécurité en cas de panne sur un satellite, et aussi pour éviter des interruptions sur des liaisons de zone lors du passage d'un satellite au suivant, on est conduit à doubler le nombre des satellites : douze satellites, échelonnés régulièrement le long de l'équateur, sont donc finalement prévus, dont six seulement fonctionneront à un instant donné. Le nombre moyen de satellites par ensemble de 600 circuits, théoriquement de un, sera donc en pratique de deux.

Satellites stationnaires

Nous n'avons considéré jusqu'ici que des satellites se déplaçant par rapport au sol (satellites dits « à défilement »). On peut cependant, du moins théori-

quement, envisager des satellites « stationnaires », immobiles par rapport à un observateur terrestre, à condition qu'ils gravitent sur des orbites circulaires équatoriales à 36 000 km d'altitude. Leur période de révolution est alors en effet de 24 heures (comme pour la terre) et l'axe de révolution coïncide avec celui de la terre : la ligne des pôles géographiques. Trois satellites « stationnaires », équidistants sur un cercle équatorial, suffisent alors pour couvrir le globe, à l'exclusion toutefois des régions polaires (en pratique les régions de latitudes supérieures à 75° environ), où le trafic est très faible sinon négligeable.

La figure 8 schématise un projet élaboré par la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON⁽³⁾ comme le projet précédent, il est destiné à satisfaire aux besoins européens. On a représenté les zones de visibilité, sous des angles d'élévation minimaux de 0, 5 et 10°, de deux satellites stationnaires placés à des longitudes de 15° Ouest et 65° Est. Les liaisons de l'Europe avec l'Amérique, l'Afrique, l'Asie, et même l'Australie, peuvent être réalisées, par un seul bond, en utilisant l'un ou l'autre de ces deux satellites.

Dans chacune des deux zones, un nombre élevé de stations (une cinquantaine au lieu d'une dizaine comme précédemment) peuvent être interconnectées. Deux éléments sont particulièrement favorables : les satellites semblent fixes dans le ciel, et la juxtaposition des voies peut s'effectuer simplement par emploi, à l'émission au sol, d'une technique de modulation très adaptée au groupement des voies : la modulation d'amplitude à bande latérale unique. C'est d'ailleurs cette technique qui est utilisée sur les câbles téléphoniques. La modulation à bande latérale unique exige toutefois une très grande stabilité relative de la fréquence des signaux reçus par rapport à celle des oscil-

(3) Ce projet est le second projet d'EUROSPACE.



FIG. 8. (Document CFTH)

lateurs locaux des récepteurs. Avec des satellites à défilement, même si la fréquence émise au sol est très stable, la fréquence reçue sur les satellites est affectée de variations importantes, dues à l'effet Doppler-Fizeau. Mais, avec des satellites stationnaires, immobiles par rapport à la terre, cet effet disparaît. La modulation à bande latérale unique permet alors de décomposer les 600 circuits amplifiés par un satellite, non seulement en vingt canaux de capacité fixée par construction comme plus haut, mais de façon absolument quelconque, variable au cours du temps suivant les modifications du trafic. Ce projet, comme le précédent, est donc intéressant pour l'Europe et peut s'adapter à des besoins dispersés en une série d'artères de capacité réduite. Pour des raisons de sécurité, on prévoit encore une duplication des deux satellites stationnaires, ce qui conduirait, comme dans le projet de satellites synchronisés, à avoir deux satellites par ensemble de 600 circuits.

Pour en finir avec les principes, il convient de dire quelques mots des antennes des stations au sol. Nous verrons qu'elles sont très directives et doivent donc rester pointées sur les satellites. Dans le cas de satellites à défilement, les antennes doivent « poursuivre » ces satellites ; il faut alors au moins deux antennes dans chaque station, pour qu'il n'y ait pas d'interruption quand on passe d'un satellite à celui qui sera utilisé ensuite. Si l'on veut avoir de plus une antenne de rechange en cas d'incident, trois antennes deviennent nécessaires. En principe la « poursuite » peut être effectuée sur programme, c'est-à-dire commandée à distance par des calculateurs électroniques disposant de données d'orbite assez précises, le choix des satellites à suivre étant fixé par le centre de contrôle pour un réseau à répartition aléatoire. La poursuite est plus simple avec les satellites synchronisés, puisque théoriquement les trajectoires apparentes des satellites sont toujours les mêmes et se reproduisent avec une certaine périodicité. Toujours en théorie, aucune poursuite n'est à prévoir avec les satellites stationnaires : mais nous verrons que la « stationnarité » ne peut être parfaite. De petites variations de position peuvent cependant être suivies sans déplacer le corps de l'antenne — en général très volumineux et très lourd — par action sur les sources d'excitation de cette antenne. On pourra alors, le corps de l'antenne étant rigidement encastré ou fixé par rapport au sol, se contenter de prévoir une duplication des sources d'excitation, sans qu'une antenne de rechange complète soit indispensable pour assurer une sécurité totale de fonctionnement.

DEUXIÈME PARTIE

Problèmes de réalisation et expériences en cours

Nous allons maintenant passer en revue les problèmes posés par la réalisation des réseaux de communications par satellites. Nous évoquerons à cette occasion les expériences préliminaires qui sont en cours ou envisagées par les techniciens américains.

Nous donnerons d'abord quelques indications générales sur les sources d'alimentation des satellites actifs et sur les problèmes de lancement.

Sources d'alimentation des engins spatiaux

Les sources d'énergie de longue durée (de l'ordre de l'année ou de plusieurs années) que l'on peut utiliser sur un satellite sont à l'heure actuelle des batteries solaires, utilisant l'effet photovoltaïque de cellules au silicium. Ces batteries ne fonctionnent plus lorsqu'un engin passe dans l'ombre de la terre et délivrent une puissance bien déterminée qu'on ne peut modifier au cours du temps. C'est pourquoi, on les emploie toujours en liaison avec des batteries chimiques, en pratique au nickel-cadmium, qui sont rechargées par les cellules solaires et jouent le rôle d'accumulateur d'énergie. De tels ensembles délivrent des puissances électriques qui peuvent être au maximum de quelques dizaines à une centaine de watts en régime permanent, pour un poids de l'ordre du kilog par watt. Il faut d'ailleurs préciser que jusqu'ici ces puissances ont été obtenues, non pas en régime vraiment permanent, mais en fonctionnement intermittent, avec des taux d'utilisation inférieurs à 10 %.

Pour des puissances plus élevées, on envisage l'emploi de miroirs solaires, de quelques mètres de diamètre si l'on veut quelques kilowatts, ou l'emploi de réacteurs nucléaires ; ils devront être associés à des convertisseurs thermoélectriques ou thermoioniques ou à des turbogénérateurs. Trois prototypes de réacteurs nucléaires de la série SNAP sont en étude aux États-Unis pour des puissances de 0,5, 3 et 30-60 kW. Le plus puissant, le SNAP 8, devrait être essayé sur engin dès 1965 et peser environ 700 kg, sans inclure dans ce poids celui des blindages nécessaires pour protéger des radiations dégagées les équipements électroniques des satellites et en particulier les « transistors ».

Mise en orbite des satellites

La figure 9 indique les fusées utilisables aux États-Unis pour lancer des satellites de communications, et résume leurs performances. La fusée THOR-DELTA, qui a lancé TELSTAR 1, RELAY 1 et SYNCOM 1, est la plus sûre : on pouvait noter, à la fin de 1962, une série d'une quinzaine de tirs successifs sans aucun échec. Mais cette fusée, comme la fusée THOR-AGENA B, un peu plus puissante mais moins sûre, ne permet d'atteindre que des orbites circulaires relativement basses, d'altitudes ne dépassant pas quelques milliers de kilomètres. On peut cependant aller beaucoup plus haut avec THOR-DELTA, sur des orbites elliptiques : jusqu'à 10 000 km avec un poids de 55 kg et jusqu'à 36 000 km avec un poids de 35 kg, mais à l'apogée d'une ellipse dont le périégée ne serait qu'à 500 km (le poids maximal est de 250 kg pour une orbite circulaire à 500 km). Pour des orbites circulaires à 10 000 ou 36 000 km d'altitude, il faudra recourir à ATLAS-AGENA B, encore peu sûre, ou à ATLAS-CENTAUR. Cette dernière ne sera pas utilisable avant dix-huit mois ou deux ans, par suite de difficultés techniques rencontrées lors de la mise au point du deuxième étage, à hydrogène et oxygène liquides ; une variante, de performances voisines, serait la fusée TITAN-AGENA B.

La figure 9 distingue les poids maximaux que l'on peut (ou que l'on espère pouvoir) placer en orbite

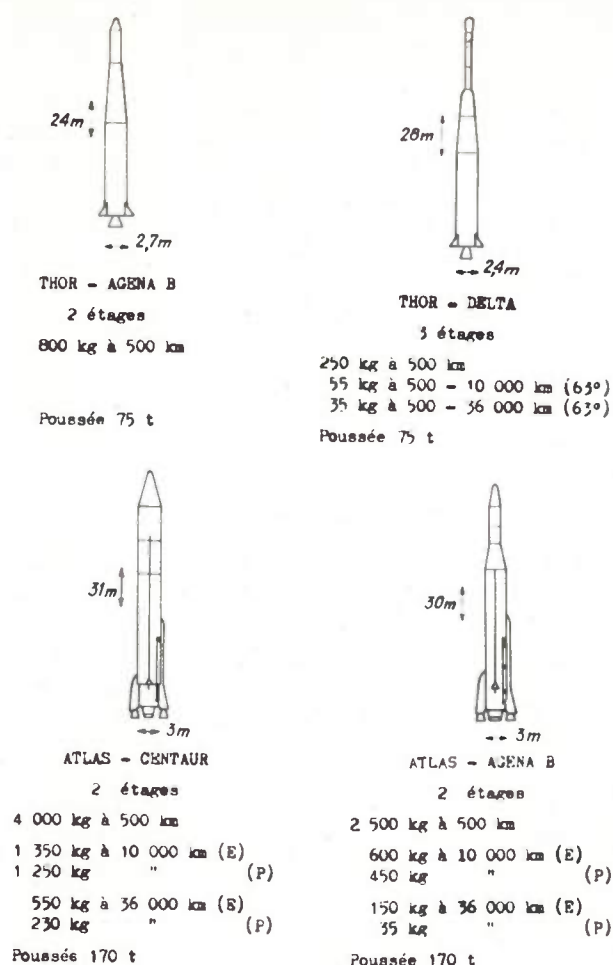


FIG. 9.

circulaire, soit en tirant vers l'Est, par exemple du Cap Canaveral ou de Woomera (lettre E), soit en tirant vers le Nord sur une orbite polaire, par exemple de Vandenberg en Californie (lettre P). Les poids sont plus élevés dans le premier cas, puisqu'on bénéficie de la vitesse de rotation terrestre dirigée vers l'Est. La fusée ELDO, qui doit être construite vers 1966-1967 par le Centre Européen pour la mise au point et la Construction de Lanceurs d'Engins Spatiaux (C.E.-C.L.E.S.), sera, dans sa version initiale, un peu moins puissante que l'Atlas-Agena B : les poids indiqués seraient à diviser environ par deux.

Pour des altitudes de 10 000 km, ATLAS-AGENA B et ATLAS-CENTAUR peuvent ou pourront mettre en orbite polaire des satellites de 450 et 1 200 kg respectivement. Elles pourraient aussi lancer simultanément plusieurs satellites de poids plus réduit, par exemple cinq satellites de 80 kg (poids de TELSTAR) pour la première, dix satellites de 100 kg pour la seconde. De tels lancements multiples sont envisagés, dans le cas de réseaux à répartition aléatoire du type ATT.

Si l'on considère des orbites circulaires à 36 000 km, les poids mentionnés pour un tir vers l'Est seraient valables pour des orbites équatoriales — et donc stationnaires — si la base de lancement était elle-même sur l'équateur. Mais une telle base n'existe pas. Si

l'on tire, par exemple, du Cap Canaveral, le plan d'orbite sera incliné sur le plan de l'équateur d'au moins 30°, latitude de la base. On peut, en théorie, corriger la trajectoire de lancement pour la rendre équatoriale, par un guidage ou un pilotage d'ailleurs fort complexes. Mais un tel procédé consomme une partie notable de la puissance disponible sur la fusée et le poids maximal du satellite tomberait, si l'on en croit ceux qui l'ont calculé, à quelques kilogs seulement avec ATLAS-AGENA B, tout en restant de l'ordre de 300 kg avec ATLAS-CENTAUR.

La mise en orbite équatoriale stationnaire est donc un problème difficile, pour lequel on a cependant proposé des solutions. On peut incorporer au satellite lui-même un propulseur à réaction (qu'on appelle en général un moteur d'apogée), qui constitue un étage supplémentaire de la fusée porteuse. Une solution plus lointaine, pour des satellites de poids élevé, consistera à utiliser un étage supplémentaire à propulsion électrique, et non plus chimique, pour amener le satellite d'une orbite d'altitude basse jusqu'à 36 000 km.

Pour un lancement à partir du Cap Canaveral, la fusée ATLAS-AGENA B peut placer en orbite stationnaire un satellite de 350 kg, s'il est muni d'un moteur d'apogée, au lieu de quelques kilogs sans ce moteur. Avec la fusée ATLAS-CENTAUR, on irait dans les mêmes conditions jusqu'à 800 kg, et, en recourant à un étage à propulsion électrique alimenté par un réacteur nucléaire SNAP-8 de 60 kW, à plusieurs tonnes. Une fois le satellite en position stationnaire, le SNAP-8 pourrait alimenter un émetteur de télévision de 10 à 20 kW, qu'un grand nombre de téléspectateurs répartis sur une région très étendue du globe pourraient capter directement, avec des récepteurs commerciaux. Il s'agit là d'une application importante des satellites, dont on attend les premières réalisations au-delà de 1970.

Pour en revenir au présent, notons que, même avec la fusée THOR-DELTA, l'emploi d'un moteur d'apogée permet la mise en orbite circulaire d'un satellite de 70 kg à 10 000 km et de 40 kg à 36 000 km. Mais pour un lancement du Cap Canaveral, ces 40 kg correspondent alors à une orbite inclinée de 30° sur le plan de l'équateur, comme nous le verrons plus loin pour le projet SYNCOM 1, et non à une orbite équatoriale stationnaire.

Satellites passifs

Nous allons distinguer maintenant les divers types de satellites, et d'abord les satellites passifs. L'Administration Nationale de l'Aéronautique et de l'Espace (N.A.S.A.), aux Etats-Unis, estime qu'ils peuvent être intéressants dans certaines applications. Elle a fait réaliser un ballon sphérique, ECHO 2, de plus grand diamètre (42 m au lieu de 30) que celui de ECHO 1, lancé en août 1960. Sa paroi, formée de deux couches d'aluminium de 5 μ d'épaisseur de part et d'autre d'une couche de mylar de 8 μ , est également plus rigide et plus résistante. Le ballon est plié, lors de la mise en orbite, dans un récipient de 1 m de diamètre, disposé à la pointe de la fusée porteuse. Le gonflage, après ouverture du récipient en altitude, s'opère automa-

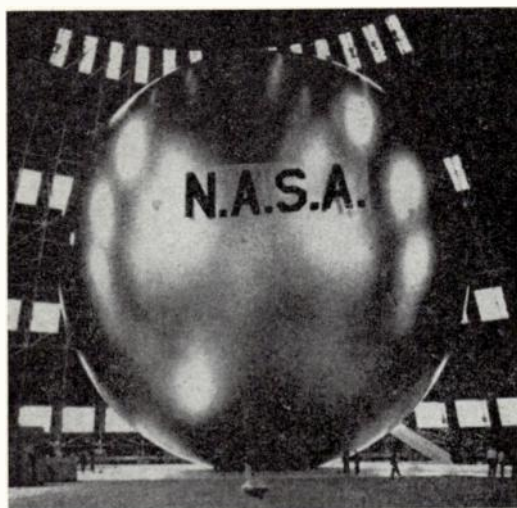


FIG. 10. (Photo NASA)

tiquement, dans un temps de l'ordre de 15 à 20 mn, par sublimation de poudre d'acétamide placée à l'intérieur du ballon. Deux essais de lancement et de gonflage eurent lieu en 1962 : le premier, en janvier, conduisit à un échec dû à une déchirure de la paroi ; le second, en juillet, fut entièrement satisfaisant.

Les deux essais ont été filmés à partir du dernier étage de la fusée porteuse, par une caméra de télévision transmettant en direct et par une caméra de cinéma, récupérée au sol. Les trois photos de la figure 11 sont extraites du film obtenu en juillet par télévision.

Au cours de l'année 1963, la N.A.S.A. avait prévu, dans le cadre du projet REBOUND, de placer avec une seule fusée ATLAS-AGENA B. sur une orbite circulaire

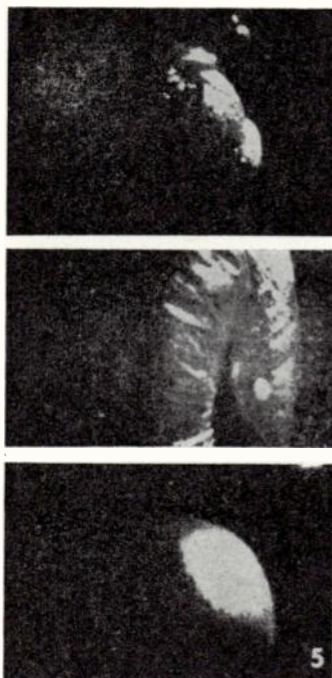


FIG. 11. (Photo AVIATION WEEK)

polaire, à 3 200 km d'altitude, trois ballons ECHO 2, pesant chacun 225 kg, qui seraient échelonnés en latitude avec un écart angulaire de 40°. Pour diverses raisons, ce projet a été annulé. On envisage seulement le lancement d'un ballon unique sur une orbite circulaire quasi-polaire à une altitude limitée à 1 300 km. On étudie aussi d'autres types de satellites passifs à réflexion omnidirectionnelle : ballons sphériques en treillis métallique ou à surface rugueuse, polyèdres à grand nombre de facettes, etc. Mais, on songe également à des réflecteurs directs, à surface égale, concentrent l'énergie réfléchie et augmentent donc la puissance reçue ; en contre-partie, une stabilisation de l'orientation ou de l'« attitude » du réflecteur par rapport au sol devient nécessaire. Si cette stabilisation consomme de l'énergie, on perd une part de l'intérêt des satellites passifs. Une stabilisation purement passive, sous l'action du gradient vertical du champ de pesanteur, est à l'étude ; mais le problème est loin d'être résolu.

La figure 12 illustre un type assez particulier de réflecteur passif, constitué par un ou plusieurs anneaux entourant la terre, tels des anneaux de Saturne, formés d'un très grand nombre de dipôles demi-onde (c'est-à-dire d'« aiguilles » métalliques très fines dont la longueur est la moitié de la longueur d'onde utilisée dans les émetteurs au sol).

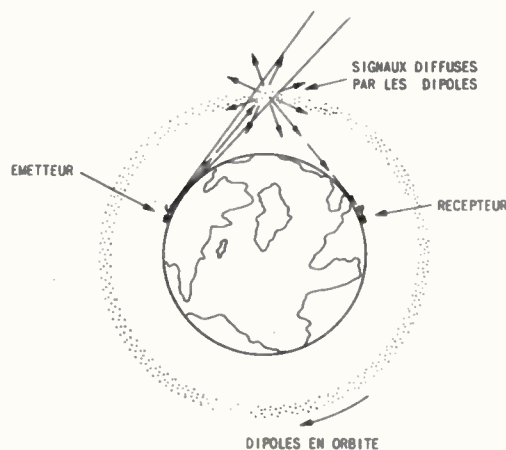


FIG. 12.

Le projet Westford, de l'Armée de l'Air américaine, prévoyait dans une première phase l'éjection de trois cent cinquante millions de dipôles d'un poids total de 35 kg seulement, qui devaient former un anneau circulaire ayant une section de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres, sur une orbite polaire à 3 500 km d'altitude. Des liaisons par réflexion sur l'anneau étaient envisagées. La longueur d'onde d'émission était de 3,6 cm et, malgré une puissance d'émission élevée (25 kW), la capacité de transmission était limitée à quelques voies télégraphiques ou à des transmissions de données, mais ne permettait pas la téléphonie. Un premier essai, en octobre 1961, s'est soldé par un échec, les aiguilles étant restées agglutinées après lancement ; à cette occasion d'ailleurs, de violentes protestations ont été formulées par les astronomes et radioastronomes du monde entier, en

raison des risques de pollution de l'atmosphère. On peut se demander si l'intérêt des radiocommunications justifie ces expériences, surtout si ce type de transmissions doit être limité à la télégraphie. L'Armée de l'Air américaine a préparé un nouvel essai, qui vient d'avoir lieu en mai 1963.

Satellites actifs à défilement

Le 10 juillet 1962, une fusée THOR-DELTA lancée du Cap Canaveral mettait en orbite le satellite TELSTAR 1 (fig. 13), construit par l'A.T.T. sans aide financière extérieure. D'un poids de 77 kg, il gravite sur une orbite elliptique entre les altitudes de 950 et de 5 650 km. Cette orbite est presque entièrement située dans la partie centrale de la zone de radiation interne, et TELSTAR a transmis, par télémesure, des données sur le spectre énergétique des protons et des électrons, ainsi que sur le comportement en leurs présences de divers types de cellules solaires. L'orbite choisie a permis d'autre part, pendant les premiers mois qui ont suivi le lancement, d'avoir chaque jour trois ou quatre périodes de vingt minutes à une demi-heure de visibilité simultanée entre l'Est des Etats-Unis et l'Ouest de l'Europe, qui ont pu être utilisées pour réaliser des liaisons transatlantiques.

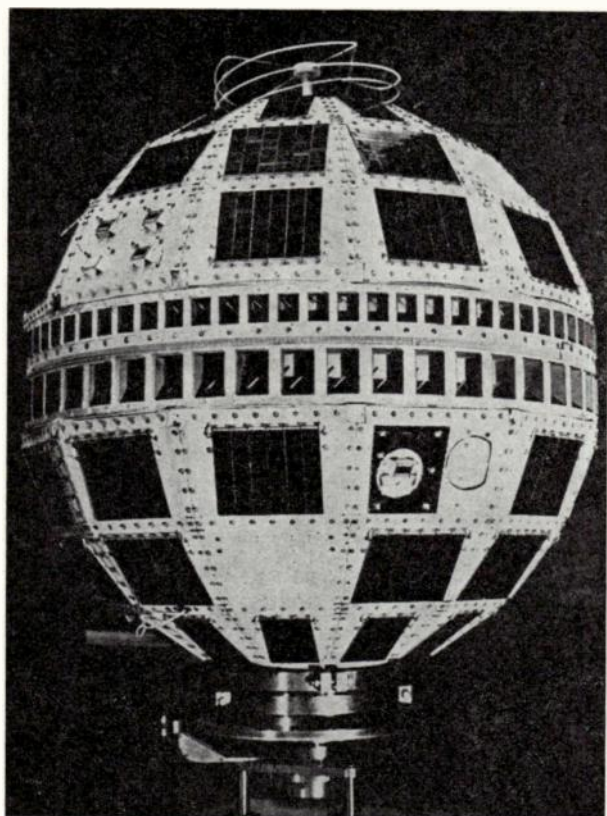


FIG. 13. (Photo ATT)

TELSTAR peut relayer (avec un coefficient d'amplification en puissance de 10^{10}) une voie de télévision au standard américain ou un ensemble de 600 voies téléphoniques, transmises unilatéralement, ou encore soixante conversations téléphoniques bilatérales.

Les longueurs d'onde sont de l'ordre de 5 cm à la réception et de 7,5 cm à l'émission. Le tube émetteur

est un tube amplificateur à onde progressive de 2,25 W. Les antennes sont à fentes rayonnantes (visibles sur la figure) réparties sur l'anneau équatorial du satellite avec un rayonnement d'ensemble sensiblement omnidirectionnel. La modulation utilisée à l'émission est la modulation de fréquence : elle exige pour la transmission une bande de fréquences beaucoup plus étendue (ici de l'ordre de 8 fois) que la modulation en bande latérale unique ; mais par contre la puissance d'émission nécessaire est notablement réduite. C'est pourquoi la modulation de fréquence s'impose dans la majorité des projets, au moins dans le sens satellite vers le sol, étant donnée la limitation de la puissance disponible à bord des engins spatiaux.

Un ensemble de 3 600 cellules solaires, que l'on voit réparties en panneaux sur la figure 13, délivrent à TELSTAR, lorsqu'elles sont illuminées par le soleil, une puissance qui était à l'origine de 15 W, mais qui est tombée, deux mois après le lancement à 12,5 W ; ceci résulte de l'influence des particules de la zone interne de van Allen, sensiblement renforcée à la suite de l'explosion nucléaire américaine à haute altitude au-dessus du Pacifique du 9 juillet 1962. On espérait que la puissance délivrée serait encore d'une dizaine de watts au bout de 2 ans, à la fin de la période d'utilisation qui était prévue. La puissance consommée par TELSTAR lorsqu'il fonctionne en relais est de 35 W : il ne saurait donc être question d'un fonctionnement permanent.

TELSTAR est animé d'un mouvement de rotation autour de son axe (vertical sur la figure 13). Cet axe peut donc, théoriquement, comme dans le cas d'un gyroscope, garder une direction fixe par rapport à des axes absolus. La direction choisie est la direction perpendiculaire au plan de l'écliptique, qui contient l'orbite terrestre autour du soleil. Le soleil se trouve alors dans le plan équatorial du satellite, qui est ainsi éclairé latéralement. En pratique l'angle entre l'axe du satellite et l'écliptique est bien resté voisin de 90° , avec une oscillation à longue période (plusieurs mois) d'amplitude inférieure à 10° , due à l'influence du champ magnétique terrestre. On a prévu de pouvoir rectifier éventuellement la direction de l'axe si par suite d'une perturbation ou d'un glissement progressif son orientation venait à se modifier de façon prohibitive. On peut alors, en faisant passer un courant dans une boucle conductrice fixée à la paroi du satellite, produire un couple correcteur, en présence du champ magnétique terrestre. Mais le recours à ce dispositif s'est révélé inutile jusqu'à présent. La vitesse de rotation de TELSTAR sur lui-même était de 178 tr/mn lors du lancement ; elle était réduite à 146 tr/mn après deux mois, par suite d'un freinage dû aux courants induits dans l'enveloppe conductrice par le champ magnétique. On estime à 30 tr/mn la vitesse résiduelle après deux ans, ce qui serait encore suffisant pour assurer la stabilisation.

On sait que TELSTAR est tombé en panne le 23 novembre 1962, la télécommande de la mise en service du relais amplificateur n'agissant plus. La panne put être localisée dans un transistor dont le fonctionnement se trouvait perturbé sous l'influence des particules de grande énergie ; cette perturbation pouvait toutefois s'atténuer d'elle-même à condition de couper

pendant un temps assez long la tension de polarisation de ce transistor. La difficulté était de pouvoir déconnecter la batterie d'alimentation, alors que la télécommande correspondante semblait exiger le fonctionnement du transistor. Les techniciens de l'A.T.T. réussirent cependant, après une étude approfondie, à commander, par des signaux de forme convenable, la déconnexion de la batterie et par suite l'opération de dépannage. TELSTAR put opérer à nouveau du 3 janvier au 5 février 1963, date à laquelle la télécommande cessa à nouveau de fonctionner.

Le lancement d'un nouveau TELSTAR, à orbite plus excentrique que celle du premier, a été effectué avec succès le 7 mai 1963.

La figure 14 représente le satellite RELAY 1, construit par la Société R.C.A. sur contrat de la N.A.S.A. Il a été placé, le 13 décembre 1962, sur une orbite elliptique, un peu plus élevée que celle de TELSTAR (périgée à 1 320 km, apogée à 7 440 km). Bien qu'il ait une forme différente de celle de TELSTAR, ses caractéristiques en sont relativement assez voisines et les essais de transmission prévus avec lui sont analogues. Quelques points méritent cependant d'être signalés. La capacité du relai est limitée, mise à part la télévision, à 300 voies téléphoniques unilatérales ou 12 voies bilatérales. La longueur d'onde reçue est de 17 cm (au lieu de 5 cm pour TELSTAR). Les antennes, à fentes rayonnantes, sont placées sous des capots protecteurs, en dehors du corps du satellite (à la partie supérieure de la figure 14). Enfin, pour des dimensions et un poids du même ordre, la forme de RELAY permet de disposer plus de cellules (8 215) que sur TELSTAR ; par ailleurs, en supposant, comme c'est encore le cas, l'axe du satellite stabilisé perpendiculairement au plan de l'écliptique, grâce à une rotation dont la vitesse initiale était de 150 tr/mn, l'ensemble des cellules se trouve mieux éclairé par le soleil. La puissance délivrée par les cellules est ainsi triplée (45 W au lieu de 15, lors du lancement), et la puissance rayonnée par le tube

à onde progressive d'émission passe à 10 W. Mais la consommation du satellite en fonctionnement est de 82 W, ce qui proscriit également une utilisation permanente.

Dès le lancement de RELAY, une fuite sur la batterie d'alimentation, qui délivrait des tensions trop faibles, fit craindre un échec. Il semble que ce défaut était dû à une mauvaise stabilisation de la température à l'intérieur du satellite. La température s'étant par la suite fixée aux valeurs prévues, RELAY put opérer de façon satisfaisante et assurer des transmissions correctes à partir du 4 janvier 1963, bien que parfois la batterie donne à nouveau des signes de faiblesse. Deux autres satellites RELAY doivent être lancés en 1963 et un modèle plus élaboré (pesant 270 kg au lieu de 78 kg) est en cours d'étude.

Il résulte de ce qui précède, si on veut utiliser des satellites dérivés de TELSTAR ou de RELAY pour réaliser un réseau commercial, qu'un des problèmes les plus difficiles restant à résoudre sera de passer d'un fonctionnement intermittent avec des taux d'utilisation inférieurs à 10 % à un fonctionnement permanent. Il est toutefois juste de noter que, dans les réseaux à répartition aléatoire du type ATT, chaque satellite n'est utilisé en moyenne que 25 % du temps, alors que dans les autres projets que nous avons mentionnés on doit vraiment avoir un fonctionnement quasi-permanent. Un autre problème à résoudre concerne l'augmentation de puissance d'émission nécessaire sur le satellite si l'altitude augmente : on doit théoriquement gagner un facteur de l'ordre de 4, si l'altitude passe de 5 500 km, altitude maximale de TELSTAR, à 11 000 km ; on pourrait aussi envisager d'utiliser des antennes directives sur le satellite ; mais cela soulève d'autres problèmes que nous étudierons plus loin. Enfin, le problème du lancement sur orbite circulaire même polaire à 11 000 km d'un satellite qui devrait probablement peser au moins une centaine de kilogs nécessite le recours à une fusée ATLAS-AGENA B, qui n'est pas encore suffisamment sûre.

Considérons maintenant les problèmes correspondant aux stations « terriennes ».

Trois stations au sol, édifiées avant le lancement de TELSTAR, ont permis d'effectuer les premières transmissions transatlantiques de télévision et de téléphonie : la station américaine d'Andover dans l'Etat du Maine, la station anglaise de Goonhilly dans les Cornouailles, et la station française de Pleumeur-Bodou en Bretagne. Les stations américaine et française sont de caractéristiques voisines. On voit, sur la figure 15, le schéma de leur antenne. Cette antenne est un cornet de 44 m de long, avec une ouverture rayonnante d'une vingtaine de mètres de diamètre. Le faisceau rayonné est très étroit : il n'a, sur la longueur d'onde de 5 cm, que 2/10 de degré d'ouverture angulaire. L'antenne peut pivoter autour de son axe horizontal et, en azimut, autour d'un axe vertical, de façon à pouvoir suivre le mouvement du satellite dans le ciel.

Le cornet est abrité du vent et des intempéries par un « radome » ou enveloppe en matière plastique, de 63 m de diamètre et 44 m de haut, à l'intérieur

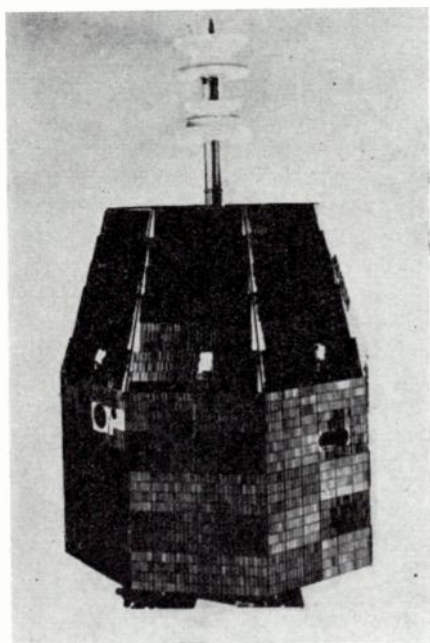


FIG. 14. (Photo NASA)



FIG. 15. (Document ATT)

duquel l'air est desséché, légèrement pressurisé, et maintenu en permanence à une température supérieure à 7°.

L'antenne est utilisée à la fois à l'émission et à la réception. Elle est reliée à deux émetteurs : un de 2 kW sur 5 cm de longueur d'onde pour communiquer avec TELSTAR et un de 10 kW sur 17 cm de longueur d'onde pour communiquer avec RELAY. La longueur d'onde reçue des deux satellites est heureusement la même : 7,5 cm, et un seul récepteur suffit. Ce récepteur est d'un type très nouveau. Il comporte un premier étage d'amplification à grande sensibilité, dit « maser », où l'amplification n'a pas lieu comme dans les récepteurs usuels dans un tube électronique ou un transistor, mais au sein d'un cristal de rubis synthétique placé dans une enceinte refroidie à l'hélium liquide. Le gain de sensibilité est de l'ordre de 100 par rapport aux récepteurs plus classiques. Le « maser » doit être disposé à l'embouchure même du cornet, qu'il suit dans son mouvement, à l'intérieur de la petite baraque que l'on aperçoit derrière l'antenne.

La figure 16 est une photographie prise sous le radome de Pleumeur-Bodou

La figure 17 représente la station anglaise de Goonhilly. L'antenne comporte un miroir parabolique de 25 m de diamètre ; elle est plus simple et moins encombrante que le cornet d'Andover et de Pleumeur-Bodou ; mais ses performances sont moins poussées. Son rayonnement n'est pas plus directif, bien que le diamètre de son ouverture soit supérieur. Mais surtout le diagramme de rayonnement comporte des lobes secondaires dirigés vers le sol qui sont plus importants que ceux du cornet. Le miroir capte ainsi davantage de bruit rayonné par le sol (2,5 fois plus, en puissance de bruit) et la sensibilité de l'équipement de réception se trouve diminué d'autant.

D'autres stations « terriennes » ont été ou vont être mises en service, après les trois premières que nous

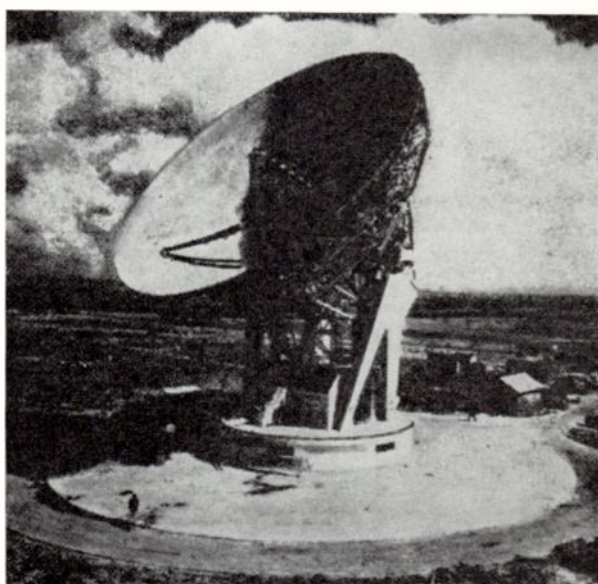


FIG. 17.

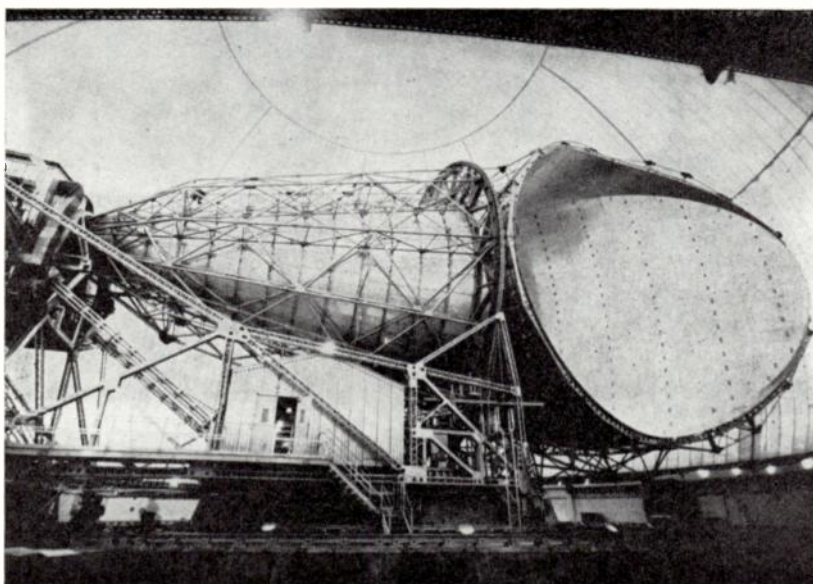


FIG. 16,

avons décrites, pour participer aux expérimentations de TELSTAR et RELAY. Nous noterons les stations américaines de Nutley dans le New Jersey et de Mojave en Californie, la station brésilienne de Rio de Janeiro, la station de réception italienne de Fucino, la station japonaise de Kashima, et une station allemande qui sera achevée en 1963.

La figure 18 représente l'ensemble de la station de Pleumeur-Bodou, avec le radome à l'arrière plan. En principe, l'orientation de l'antenne est commandée sur programme, au dixième de degré près, par un calculateur électronique, situé dans le bâtiment principal, qui dispose de données précises, enregistrées sur bande magnétique, de l'orbite du satellite. Ces données sont obtenues par un réseau américain de stations d'observations, optiques et radio-électriques, réparties tout autour du monde. Un dispositif électronique à correction automatique maintient alors l'axe de l'antenne dans la direction où les signaux reçus du satellite sont d'amplitude maximale, ce qui assure une précision finale d'orientation du centième de degré.

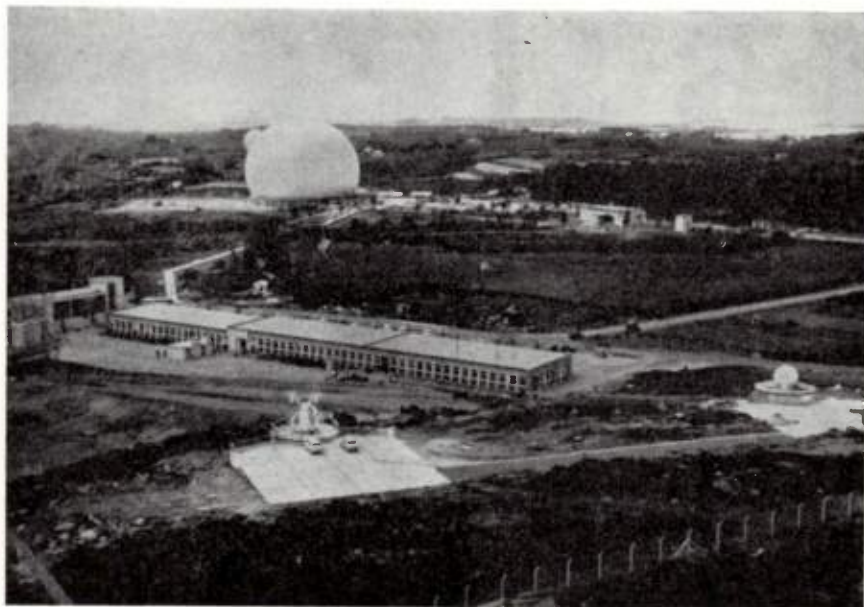


Fig. 18.

D'autres équipements visibles au premier plan permettent cependant, dans le cas où l'on ne possède pas de données d'orbite assez exactes pour effectuer une orientation sur programme, de trouver les satellites, de les localiser et de piloter ainsi l'antenne cornet dans la bonne direction. L'équipement de gauche à 4 antennes hélicoïdales, recevant le signal d'un petit émetteur balise sur ondes métriques porté par le satellite, repère ce satellite dans un faisceau de 20° d'ouverture et le localise à 1° près. L'équipement de droite, détectant une autre balise de longueur d'onde plus courte, sur onde centimétrique, porte alors la précision de localisation au centième de degré et peut ainsi, par asservissement, orienter le faisceau de la grande antenne de communication vers le satellite. Il est apparu en pratique que, sauf durant les premiers jours après le lancement, les données d'orbite étaient

en fait suffisamment correctes pour qu'une orientation sur programme soit parfaitement satisfaisante. Mais ce n'était pas le cas dans les premières heures après le lancement de TELSTAR ; c'est en partie grâce à ses équipements de localisation directe que la station de Pleumeur-Bodou a pu capter dès le premier jour les images transmises des États-Unis via TELSTAR et, peu après, diffuser vers le réseau de télévision américain le premier programme à la fois français et européen.

Les performances radioélectriques des équipements actuels des premières stations « terriennes » réalisées semblent suffisantes pour le futur. L'effort devra porter sur la simplification du matériel et sur la réduction de son encombrement et de son prix.

Satellites actifs stationnaires (ou synchronisés)

Considérons, pour terminer, le cas des satellites synchronisés et surtout stationnaires.

L'utilisation des satellites stationnaires pour la téléphonie présente une difficulté sérieuse. Le temps

de propagation sol-satellite-sol est en effet de l'ordre de 250 à 300 ms. Un interlocuteur doit donc attendre 500 à 600 ms avant de recevoir la réponse de son correspondant à une de ses questions. Il a tendance à reprendre la parole, et il y a ainsi mélange de conversations.

Par ailleurs, il est connu que les réflexions aux extrémités d'un circuit à grande distance produisent des échos, qui sont d'autant plus intolérables pour celui qui parle que leur retard est plus grand. On a dû les supprimer sur les circuits téléphoniques, par emploi de « supprimeurs d'échos » qui coupent un sens de transmission, quand un interlocuteur parle sur l'autre ; mais si les deux correspondants parlent en même temps, les éléments de conversation ainsi échangés sont totalement éliminés. Compte tenu de ces

phénomènes, les règlements téléphoniques internationaux limitent à 150 ms le temps de propagation sur un circuit à grande distance. Peut-on aller au-delà, en habituant le public à une certaine discipline de parole et en étudiant de nouveaux types de supprimeurs d'échos ? Les avis sont partagés.

On espère cependant pouvoir aller à 300 ms, ce qui limiterait les liaisons par satellites stationnaires à un bond, mais aussi les liaisons des autres types à 2 bonds pour des satellites à 14 000 km et à 3 bonds pour des satellites à 10 000 km. Comme, pour aller d'Europe en Australie, il faut respectivement un, deux ou trois bonds suivant l'altitude des satellites, cette difficulté peut affecter de façon plus ou moins grave tous les types de communications par satellites, dans le cas de trajets très longs.

D'autre part, les satellites stationnaires doivent être stabilisés en position par rapport au sol (puisque celle-ci est théoriquement fixe) et les satellites synchronisés être stabilisés en positions relatives les uns par rapport aux autres. Par suite de perturbations, dues en particulier aux attractions solaires et lunaires, des glissements de position sont inévitables. Ils devront être détectés par des réseaux d'observation au sol et corrigés par action d'une télécommande, par exemple sur de petites tuyères de réaction. De plus, pour des satellites très loin du sol comme les satellites stationnaires et, à un degré moindre pour des satellites à 14 000 km ou même peut-être à 10 000 km — la puissance émise à bord, qui est limitée pour le moment à quelques watts, est insuffisante pour assurer une réception acceptable au sol — à moins d'utiliser sur le satellite des antennes directives. Mais cela exige que l'« attitude » du satellite soit elle-même stabilisée par rapport au sol et d'autant mieux stabilisée que la directivité des antennes est plus grande. Nous avons vu qu'on pouvait stabiliser un axe du satellite, dans un système absolu, par rotation. On envisage aussi des dispositifs de stabilisation contrôlés par le gradient vertical du champ de pesanteur ou par le champ magnétique terrestre. Mais gradient de pesanteur et champ magnétique diminuent rapidement avec l'altitude, et il est douteux qu'ils soient encore utilisables à 36 000 km et même à 14 000 km. On devra alors contrôler l'« attitude », comme la position, par la mise en œuvre de tuyères à réaction.

L'étude des satellites stationnaires est au programme de la N.A.S.A., comme celle des satellites à défilement. Le 14 janvier 1963 fut lancé du Cap Canaveral avec une fusée THOR-DELTA et l'appoint d'un moteur d'apogée le satellite SYNCOM 1 (fig. 19). Le poids de SYNCOM 1 était de 40 kg, auquel s'ajoutait un poids de 27,5 kg de carburant solide destiné à la consommation du moteur d'apogée. Ce moteur devait transformer en orbite circulaire à 36 000 km une orbite elliptique ayant son apogée à cette altitude ; mais le plan d'orbite serait, pour les raisons indiquées plus haut, incliné de 30° sur l'équateur. Dans ces conditions SYNCOM ne devait pas être rigoureusement stationnaire, mais décrire sur le ciel en 24 h une trajectoire apparente en forme de 8 (fig. 20), entre les latitudes de + et -30°. On avait prévu de placer le satellite, ou plutôt le centre du 8, sur l'équateur, au milieu de l'Atlantique à une longitude de 25° Ouest.

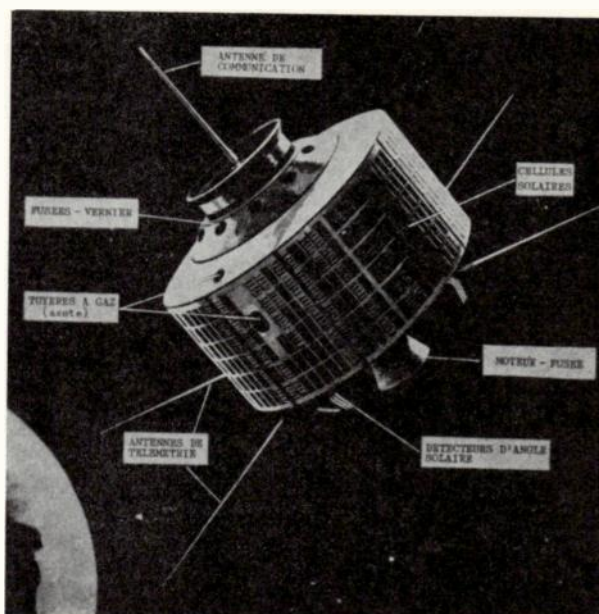


FIG. 19. (Document NASA)

La figure 19 représente SYNCOM 1, construit par la société Hughes, sur contrat de la N.A.S.A. On y voit le moteur d'apogée et les cellules solaires en nombre suffisant pour délivrer une puissance de 25 W. SYNCOM 1 peut relayer deux voies téléphoniques bilatérales. Les longueurs d'onde à l'émission et à la réception sont un peu plus courtes que celles de TELSTAR. Le tube d'émission, à onde progressive, rayonne une puissance de 2 W. L'axe du satellite doit être stabilisé par rotation, parallèlement à l'axe des pôles terrestres. Les antennes sont à fentes rayonnantes, mais leur diagramme de rayonnement a été étudié pour donner une certaine directivité, du moins à l'émission, au voisinage du plan équatorial du satellite : on obtient ainsi un gain en puissance de 6,5 par rapport à une antenne omnidirectionnelle. La stabilisation de position est assurée par action pulsée, sur télécommande du sol, d'un jet latéral d'azote comprimé (éjecté par une tuyère dont l'orifice est visible sur la figure) et, si nécessaire pour obtenir un effet plus intense, par action d'un petit réacteur latéral à eau oxygénée. Si l'axe du satellite vient à se désorienter, on a également prévu une stabilisation d'attitude par un réacteur ou un jet latéral analogues, agissant paral-

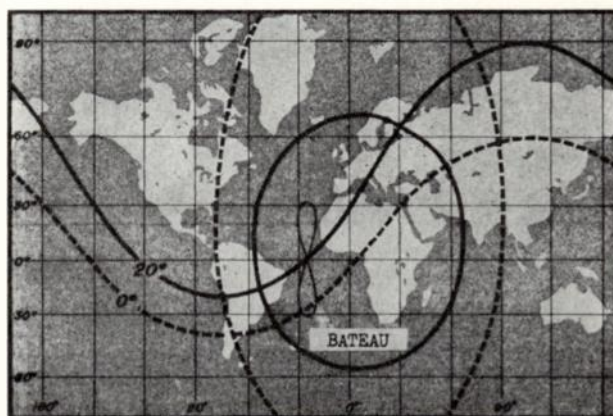


FIG. 20. (Document Aviation Week)

lèlement à l'axe. L'orientation est contrôlée par des détecteurs d'horizon terrestre et des détecteurs solaires, opérant en infrarouge.

Le premier lancement de SYNCOM 1 ne fut pas couronné de succès, le contact radioélectrique ayant été perdu avec lui après quelques heures. Cependant le satellite put être par la suite retrouvé par des observations optiques. Son moteur d'apogée avait fonctionné de façon relativement très correcte, puisque la période de révolution était de 23 h 45. Mais, il n'était pas possible de commander les dispositifs de stabilisation pour obtenir une synchronisation parfaite avec la rotation terrestre. Des essais de transmission avaient été prévus entre deux stations au sol transportables, de 20 kW de puissance, dotées d'antennes à miroir parabolique de 9 m de diamètre ; ces stations étaient placées l'une dans l'Est des Etats-Unis et l'autre sur un bateau croisant près des côtes africaines, dans le golfe de Guinée. Les courbes tracées sur la figure 20 limitent la région où devait se trouver le satellite pour être en visibilité de l'une ou l'autre des stations, sous des angles d'élévation minimal de 0° et 20°.

Un nouvel essai doit être effectué au cours de l'année 1963, sans doute en juin.

La N.A.S.A. fait étudier une version améliorée : SYNCOM 2, dont le satellite prévu dans le projet de la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON sera très voisin. L'essai aurait lieu en 1965, si les expériences prévues avec SYNCOM 1 en 1963 sont satisfaisantes. Le satellite, de 225 kg, serait mis en orbite équatoriale stationnaire par une fusée ATLAS-AGENA B et un moteur d'apogée, depuis le Cap Canaveral avec correction du plan d'orbite. Les longueurs d'onde utilisées seraient celles de TELSTAR, et la capacité passerait à 600 voies téléphoniques bilatérales. La puissance délivrée par les cellules solaires serait de 115 W et la puissance émise de 4 à 8 W. L'antenne d'émission sur le satellite serait relativement très directive (ayant un faisceau de 18° d'ouverture angulaire et un gain de puissance de l'ordre de 50) ; on obtiendrait cette directivité en alimentant 16 éléments rayonnants répartis autour de l'axe de rotation avec des phases convenables pour que le faisceau rayonné reste orienté en permanence vers le sol, malgré la rotation du satellite. Seule l'expérience peut montrer ce que vaudront les différents systèmes de stabilisation en position, attitude et orientation du faisceau d'antenne.

CONCLUSION

Les difficultés à résoudre pour réaliser des satellites de communication croissent de façon très sensible, lorsque l'on passe des satellites à défilement à répartition aléatoire aux satellites synchronisés, puis aux satellites stationnaires : les altitudes augmentent, la complexité des équipements et donc les poids aussi, ce qui rend les problèmes de mises en orbite de plus en plus ardues. Par ailleurs, les dispositifs de stabilisation nécessaires pour les satellites synchronisés et surtout stationnaires peuvent exiger, avant leur mise au point, des études de très longue durée. Beaucoup en déduisent que le premier réseau mondial commercial — ou opérationnel — sera un réseau probablement américain, constitué de satellites aléatoires du type ATT. Il pourrait, dans une première phase, être limité aux artères transatlantiques et transpacifiques-Nord, avec des satellites à orbites polaires en nombre réduit : 18 à 24 par exemple.

Quand ce réseau pourrait-il entrer en service ? Il est impossible de le dire avec certitude, car il reste à résoudre non seulement des problèmes techniques, mais aussi toutes sortes de problèmes administratifs, juridiques, financiers, diplomatiques et politiques. Certains parlent de 5 ou 6 ans pour la réalisation d'un réseau mondial et même de 3 ou 4 ans pour la première phase à trafic essentiellement transatlantique. Ces prévisions ne sont pas invraisemblables. En ce qui concerne les satellites stationnaires ou synchronisés, quelques années supplémentaires peuvent être nécessaires, ce qui conduirait au-delà de 1970. Cependant, l'établissement d'une base de lancement équatoriale, et surtout l'utilisation, si elle devenait possible à bref délai dans des conditions assez sûres, de fusées plus puissantes que celles que nous avons mentionnées, pourraient réduire sensiblement les délais. C'est pourquoi on peut s'attendre à des surprises de la part des techniciens russes, dans le domaine des satellites stationnaires.

Mais, il est un point sur lequel tous les spécialistes sont unanimes, même s'ils sont d'avis différents sur les dates de réalisation et sur les systèmes les meilleurs : c'est sur le très grand développement futur des télécommunications intercontinentales par satellites. J'espère que cet exposé aura contribué à faire connaître leurs problèmes et aussi à faire partager leurs espoirs.

POLARISATION CIRCULAIRE ET ANTENNES INDÉPENDANTES DE LA FRÉQUENCE

PAR

C. ANCONA

*Ingénieur Radio E.S.E.
Chef des Etudes à la S.T.A.R.E.C.*

1. Introduction

On cherche à établir dans ce qui suit un critère nouveau, propre à la polarisation circulaire et à l'appliquer aux antennes indépendantes de la fréquence. Ce critère est basé sur la nature particulière du signal reçu par une antenne linéaire fixe à partir de l'onde émise par un aérien de polarisation circulaire tournant autour de l'axe de propagation (glissement de fréquence).

L'application de ce critère aux antennes indépendantes de la fréquence permettra de mettre en évidence la condition suffisante pour que ce type d'aérien soit à polarisation circulaire non seulement dans l'axe mais dans tout l'espace où il rayonne.

2. Transmission entre une antenne tournante et une antenne linéaire fixe

Considérons une antenne d'émission à polarisation elliptique alimentée à la pulsation ω (fig. 1) et une antenne de réception à polarisation linéaire placée à grande distance dans le plan de la polarisation.

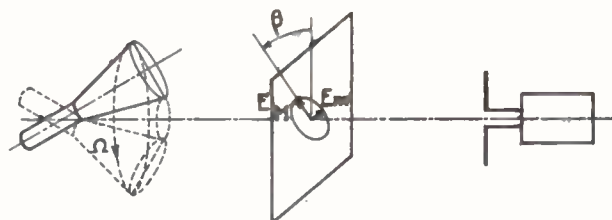


FIG. 1

Antenne tournante
d'émission

Ellipse de
polarisation

Dipôle de
réception fixe

Soient : E_M le champ correspondant au grand axe de l'ellipse de polarisation ;

E_m le champ correspondant au petit axe de l'ellipse de polarisation ;

et β l'inclinaison du grand axe de l'ellipse de polarisation par rapport à la direction du dipôle.

Le champ reçu par l'antenne de réception est alors donné par :

$$E_r = E_M \sin \omega t \cos \beta \pm E_m \cos \omega t \sin \beta$$

(le signe + correspond à une polarisation elliptique de sens droit et le signe — à une polarisation elliptique de sens gauche, le sens de la polarisation étant défini comme suit : pour un observateur regardant dans la direction de propagation des ondes, la polarisation est de sens droit quand le vecteur champ parcourt l'ellipse dans le sens des aiguilles d'une montre.)

Si l'on fait tourner l'aérien d'émission autour de l'axe de propagation à une vitesse angulaire Ω , et dans un sens trigonométrique positif, vu du côté de l'antenne de réception, l'ellipse de polarisation tourne dans le plan de polarisation à la même vitesse angulaire Ω et l'on peut poser :

$$\beta = \beta_0 + \Omega t$$

Si l'on prend l'origine des temps de sorte que $\beta_0 = 0$, on peut écrire $\beta = \Omega t$ et le champ reçu est alors donné par :

$$E_r = E_M \sin \omega t \cos \Omega t \pm E_m \cos \omega t \sin \Omega t$$

Posons :

$$E_1 = \frac{E_M + E_m}{2}$$

$$E_2 = \frac{E_M - E_m}{2}$$

Il vient :

$$E_r = (E_1 + E_2) \sin \omega t \cos \Omega t \pm (E_1 - E_2) \cos \omega t \sin \Omega t \\ = E_1 \sin(\omega \pm \Omega)t + E_2 \sin(\omega \mp \Omega)t$$

Il est aisé de voir que les composantes E_1 et E_2 du signal reçu par l'antenne fixe correspondent à la décomposition du champ elliptique en 2 champs circulaires de sens opposé ; la fréquence apparente de l'un est accélérée par la rotation mécanique de l'aérien mobile alors que celle de l'autre se trouve freinée.

On peut dire que dans le cas général de la polarisation elliptique le spectre du signal reçu par l'antenne fixe est composé de deux raies discrètes et inégales d'amplitudes respectives

$$E_1 = \frac{E_M + E_m}{2} \quad \text{et} \quad E_2 = \frac{E_M - E_m}{2}$$

et de pulsations respectives $\omega \pm \Omega$ et $\omega \mp \Omega$ avec suppression de la porteuse initiale (fig. 2).

Dans le cas particulier où la polarisation est linéaire :

$$E_1 = E_2 = \frac{E_M}{2} \quad \text{et les deux raies sont égales.}$$

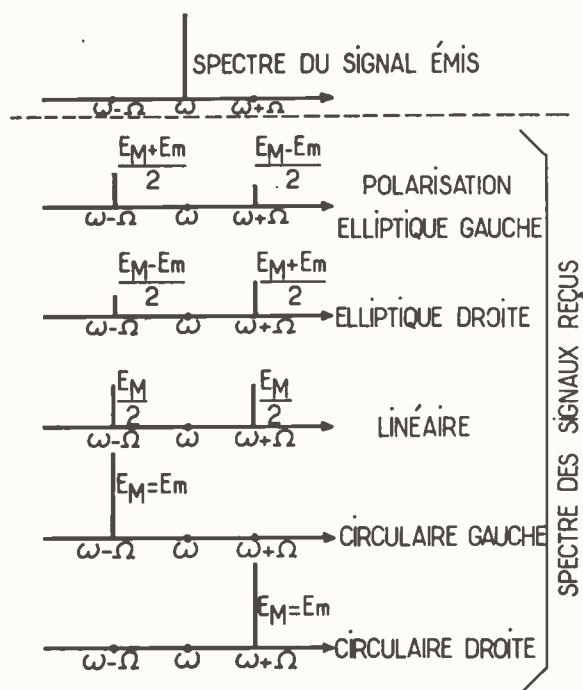


FIG. 2

Dans le cas particulier où la polarisation est circulaire, une seule raie subsiste. Il y a donc un décalage de fréquence égal à la fréquence de rotation dans un sens positif ou négatif suivant le sens de la polarisation.

Ce déplacement de fréquence peut avoir une importance pratique dans certains cas, notamment pour les systèmes de localisation de mobiles en auto-rotation basés sur l'effet DOPPLER. Dans ces cas l'erreur introduite peut ne pas être négligeable.

Il peut également avoir des applications en tant que procédé de modulation de fréquence, de transformation de courant continu en courant alternatif ($\omega = 0$), de détection synchrone ($\omega = \Omega$), etc.

Mais il a également une certaine importance sur le plan théorique : le glissement de fréquence propre à la transmission entre une antenne tournante à polarisation circulaire et un aérien rectiligne fixe peut être considéré comme un critère valable de polarisation circulaire.

Il est en effet aisé de voir que la réciproque est vraie, à savoir qu'un glissement de fréquence d'amplitude Ω observé sur le signal reçu par une antenne rectiligne fixe, à partir de l'émission d'une antenne tournant à la vitesse angulaire Ω , ne peut se produire que si l'aérien d'émission est à polarisation circulaire.

De façon plus précise, tout aérien tournant autour de l'axe de propagation à une vitesse Ω et induisant sur une sonde linéaire fixe placée dans un plan perpendiculaire à cet axe un signal de la forme

$$E(t) \sin(\omega + \Omega)t$$

$$\text{ou } E(t) \sin(\omega - \Omega)t$$

a nécessairement une polarisation circulaire dans la direction considérée.

En effet $E(t)$ est nécessairement une fonction périodique de pulsation Ω et le spectre de $E(t) \sin(\omega \pm \Omega)t$ qui est un spectre symétrique autour de la raie $\omega + \Omega$ (ou $\omega - \Omega$) ne peut correspondre à la description qui en a été faite (fig. 2) que s'il se confond avec cette raie c'est-à-dire si $E(t) = \text{constante}$.

3. Application aux antennes indépendantes de la fréquence

Rappelons brièvement quelques principes concernant les antennes dites « indépendantes de la fréquence ».

Il s'agit d'aériens dont l'impédance aussi bien que le diagramme de rayonnement sont conservatifs sur de très larges gammes de fréquence. Ces aériens ne souffrent de limitation aux fréquences basses qu'en raison des dimensions extérieures finies et aux fréquences élevées, en raison de la précision de réalisation.

Ces propriétés exceptionnelles dérivent du principe d'homothétie et de distributions de courants telles que les effets d'extrémité sont très atténués.

On en connaît deux classes principales :

1) les antennes dites à périodicité logarithmique, dont les caractéristiques électriques sont des fonctions périodiques du logarithme de la fréquence.

Leurs dimensions peuvent s'exprimer en coordonnées polaires sous la forme géométrique :

$$\theta = \tilde{f}(\text{Log } r)$$

où $\tilde{f}$ représente une fonction périodique de $\text{Log } r$.

Quelques exemples de ces antennes sont représentés sur la figure 3.

Si l'on appelle $\tau = \frac{r_{n+1}}{r_n} < 1$ le rapport dimen-

sionnel entre deux éléments successifs de la structure, ces antennes présentent la particularité d'être parfaitement superposables à leur réduction homothétique obtenue en multipliant leurs dimensions par τ , τ^2 , τ^3 , etc.

Si les effets d'extrémité sont négligeables, les caractéristiques électriques sont les mêmes pour les fréquences :

$$f_0, \tau^{-1} f_0, \tau^{-2} f_0 \dots, \text{etc.}$$

Si, de plus, τ est assez voisin de l'unité pour que les caractéristiques électriques n'aient pas varié dans l'intervalle de fréquence entre f_0 et $\tau^{-1} f_0$ ou entre $\tau^{-1} f_0$ et $\tau^{-2} f_0 \dots$, etc., l'antenne est réellement indépendante de la fréquence à condition d'être suffisamment précise et suffisamment grande.

2) les antennes en spirale logarithmique dont la géométrie, en coordonnées sphériques, est de la forme :

$$r = e^{a(\phi + \phi_0)} F(\theta) \tag{1}$$

Quelques exemples de ces antennes sont représentés sur la figure 4.

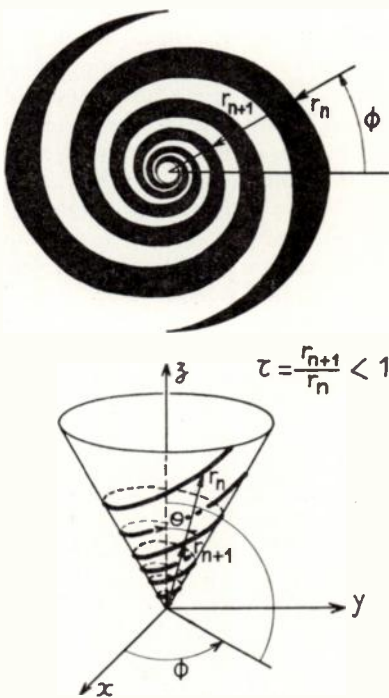


FIG. 4

Si l'on conserve la même définition pour τ à savoir :

$$\tau = \frac{r_{n+1}}{r_n} < 1$$

On peut voir que $\tau = e^{\pm 2\pi a}$ suivant le signe de a , lui-même dépendant du sens d'enroulement de la spirale.

Comme les premières, elles sont parfaitement superposables à leur réduction homothétique pour des fréquences $f_0, \tau^{-1} f_0, \tau^{-2} f_0$, etc. mais de plus elles restent « auto-homothétiques » dans l'intervalle entre ces fréquences discrètes moyennant une rotation angulaire ϕ telle que $\phi = \frac{1}{a} \text{Log } K$ pour les fréquences $K^{-1} f_0, K^{-2} f_0$, etc.

Si les effets d'extrémité sont négligeables, le rayonnement est absolument indépendant de la fréquence, moyennant une rotation angulaire ϕ . Si de plus ce rayonnement présente une symétrie de révolution, l'indépendance de la fréquence est complète.

En fait, on peut considérer que les deux classes connues d'antennes indépendantes de la fréquence

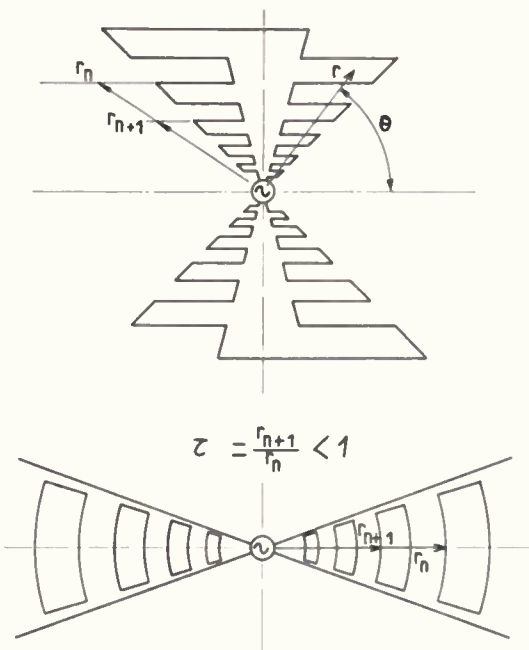


FIG. 3

sont à périodicité logarithmique (quelle que soit l'habitude que l'on ait prise de réserver cette appellation aux antennes du 1^{er} groupe) : elles sont constituées en effet par des structures géométriques qui se répètent de façon cyclique avec un pas logarithmique.

Dans les deux cas le rayonnement ne se recoupe de façon rigoureuse que pour des rapports de fréquence déterminés (puissances entières de τ).

Il serait sans doute juste de dire que les antennes indépendantes de la fréquence connues jusqu'ici (qui possèdent toutes la propriété de périodicité logarithmique), se différencient en ce que certaines d'entre elles ont la propriété supplémentaire d'être *toujours* superposables à leur réduction homothétique (quel qu'en soit le rapport) moyennant une rotation angulaire. Dans le but de faciliter l'exposé, nous nous permettrons un néologisme un peu barbare en appelant ces dernières des antennes « roto-homothétiques ».

Une caractéristique de base liée à la périodicité logarithmique est le phénomène dit de rotation de phase, qui peut s'exprimer de la façon suivante :

La loi de variation du déphasage γ entre le courant reçu par une sonde linéaire à grande distance et le courant alimentant une antenne de ce type alimentée à fréquence constante, en fonction de la variation de l'échelle K de construction de l'antenne est donnée par :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\text{Log } \tau} \text{Log } K \quad [3], [8]$$

C'est une fonction linéaire (fig. 5) du logarithme de l'échelle K de l'antenne et sa pente est telle que si l'on fait varier cette échelle d'une valeur K_0 à une valeur τK_0 la rotation de phase est de 2π .

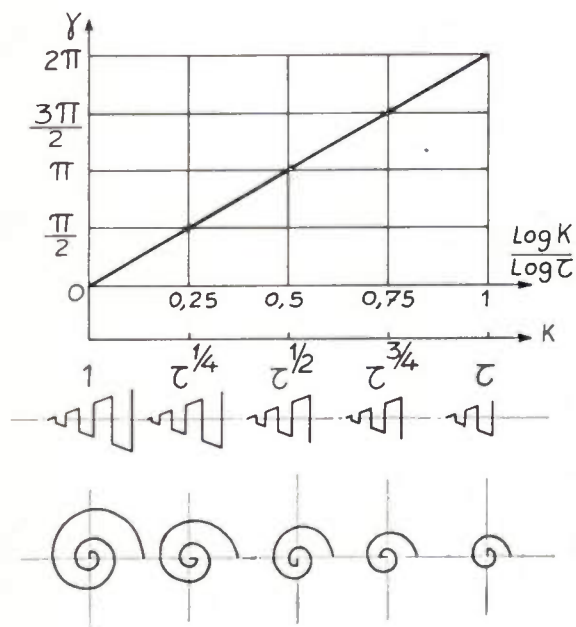


FIG. 5

Les antennes du second groupe possèdent ces caractéristiques au même titre que celles du 1^{er}. De plus leur rotation d'un angle ϕ correspond à un changement d'échelle (dilatation ou contraction) de rapport K tel que :

$$\phi = \frac{1}{a} \text{Log } K$$

Comme d'autre part le déphasage :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\text{Log } \tau} \text{Log } K = \pm \frac{2\pi}{2\pi a} \text{Log } K = \pm \frac{1}{a} \text{Log } K$$

On voit que $\gamma = \pm \phi$ pour les antennes « roto-homothétiques ».

Ces propriétés particulières sont précieuses pour l'alimentation de réseaux d'antennes indépendantes de la fréquence.

Elles offrent de plus un avantage important pour les aériens « roto-homothétiques » puisqu'elles permettent d'obtenir une variation de phase par simple rotation de l'aérien et que cette variation de phase est égale à l'angle de rotation de celui-ci, quelle que soit la fréquence. Cet avantage a pu être appliqué soit pour des réseaux à balayage angulaire rapide [4], soit pour des systèmes de poursuite du type « mono-pulse ».

Si l'on fait tourner un aérien « roto-homothétique » autour de son axe à une vitesse Ω on peut écrire que :

$$\gamma = \pm \phi = \pm \Omega t.$$

Le signal reçu par le dipôle fixe est donc de la forme :

$$\begin{aligned} E &= E(t) \sin(\omega t \pm \gamma) \\ &= E(t) \sin(\omega \pm \Omega)t. \end{aligned}$$

Suivant le critère établi plus haut, on voit que l'on a affaire à une polarisation circulaire.

Notons que l'on n'a fait aucune hypothèse sur le type de spirale logarithmique constituant l'antenne (plane, conique, etc...), pas plus que sur la valeur du pas logarithmique, ou sur le nombre de brins. Les seules hypothèses nécessaires sont :

- le caractère « roto-homothétique » ;
- l'absence d'effet d'extrémité.

Notons également que l'on n'a pas fait non plus d'hypothèse restrictive concernant la direction du rayonnement (le phénomène de rotation de phase étant indépendant de la direction considérée). Les antennes indépendantes de la fréquence du 2^e groupe (roto-homothétiques) sont donc à polarisation circulaire dans tout l'espace où elles rayonnent.

Il est aisé de voir à l'inverse que toutes les antennes

à polarisation circulaire possèdent, dans toutes les directions et à toutes les fréquences pour lesquelles leur polarisation est circulaire, les mêmes propriétés de rotation de phase que les aériens « roto-homothétiques ».

Dans le cas particulier d'une antenne en spirale inscrite dans un plan, la rotation correspond à une dilatation vue sur une face de l'aérien, et à une contraction, vue sur l'autre face. On a donc dans le demi-espace avant une augmentation de la fréquence apparente et dans le demi-espace arrière une diminution de cette fréquence, d'où des polarisations circulaires de sens inverse dans les deux hémisphères délimitées par le plan de l'antenne.

Dans ces conditions la continuité du champ rayonné suppose un rayonnement nul dans le prolongement du plan de l'antenne. On retrouve là un résultat connu : pour une antenne indépendante de la fréquence le champ rayonné est nul dans toutes les directions qui seraient occupées par l'antenne infinie [5].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RUMSEY V.H. — Frequency Independent Antennas. *Ire National Convention Record* 1957. Part 1 p. 114.
- [2] DU HAMEL R.H. et ISBELL D.E. — Broadband Logarithmically Periodic Antenna Structures *Ire National Convention Record* 1957. Part. 1 p. 119.
- [3] DU HAMEL & BERRY. — Logarithmically Periodic Antenna Arrays *Wescon Convention Record* 1958. Part 1 p. 161.
- [4] DONNELAN J.R. — A Spiral Doublet Scanning Array. *I.R.E. Transactions on Antennas & Propagation*, Mai 1961, p. 276.
- [5] RUMSEY V.H. — On the theory of Frequency Independent Antennas. *Symposium on Electromagnetic Theory and Antennas*. Copenhagen 1962 (Preprints) p. 39.
- [6] DU HAMEL R.H. — Logarithmically Periodic Antennas and Circuits. *Symposium on Electromagnetic Theory and Antennas*. Copenhagen 1962 (Preprints) p. 43.
- [7] DESCHAMPS G.A. & DU HAMEL R.H. — Frequency Independent Antennas. *Antenna Engineering Handbook* (Jasik) Mc Graw-Hill.
- [8] CARREL R.L. — Analysis and Design of the Log. Periodic Dipole Antenna. Rapport Technique N° 52. Université d'Illinois.

RÉALISATION D'UN ENREGISTREUR MÉCANIQUE D'IMPÉDANCE UHF EN BANDE X

PAR

J. TROTEL

Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston

Nous décrivons un enregistreur qui mesure le coefficient de réflexion en un point d'une ligne hyperfréquence.

Les valeurs du module et de la phase sont automatiquement reportées par un servomécanisme sur un diagramme polaire gradué en impédances (abaque de Smith).

1. Mesure d'une impédance

Si l'on considère une ligne sans pertes d'impédance caractéristique Z_0 , fermée sur une impédance Z , on a :

$$\frac{\frac{Z}{Z_0} - 1}{\frac{Z}{Z_0} + 1} = \Gamma e^{j\theta}$$

Γ étant le rapport des amplitudes de l'onde réfléchie et de l'onde incidente, et θ le déphasage de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente. La graduation dite de l'abaque de Smith, permet dans le plan de coordonnées polaires Γ , θ , de lire la valeur de $\frac{Z}{Z_0}$.

La mesure de l'impédance se ramène donc à celle de Γ et de θ .

2. Principe de la mesure

2.1. MESURE DU MODULE DU FACTEUR DE RÉFLEXION

On mesure l'amplitude de l'onde incidente et de l'onde réfléchie en en prélevant une partie (10 dB) par des coupleurs directs, comme l'indique la figure 1.

Le cristal A fournit une tension proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde incidente I^2 , le cristal B (inversé par rapport à A) fournit une tension négative proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde réfléchie R^2 .

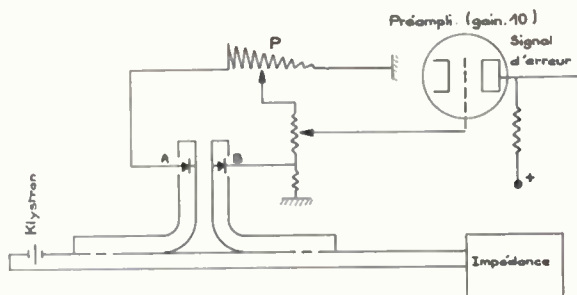


FIG. 1

On prélève une fraction : $\alpha^2 I^2$ du signal de A ; α étant l'angle de rotation d'un potentiomètre quadratique P et on l'ajoute au signal fourni par B : $-R^2$.

Ce signal ($\alpha^2 I^2 - R^2$) constitue le signal d'erreur d'un servomécanisme qui fait tourner le potentiomètre quadratique jusqu'à annuler le signal d'erreur. On a alors :

$$\alpha = \frac{R}{I}$$

Donc l'angle de rotation du potentiomètre quadratique est proportionnel au module du facteur de réflexion Γ .

La rotation du potentiomètre entraîne le déplacement d'un stylet suivant un rayon de l'enregistreur polaire.

2.2. MESURE DU DÉPHASAGE ENTRE L'ONDE INCIDENTE ET L'ONDE RÉFLÉCHIE

Le système utilisé pour comparer les phases est le « té magique » (fig. 2).

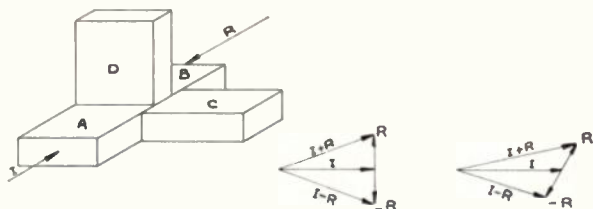


FIG. 2

On sait que si l'on injecte dans les branches *A* et *B* des ondes *I* et *R* on obtient :

dans la branche *C* une onde $I + R$,
et dans la branche *D* une onde $I - R$.

Le graphique de Fresnel montre que dans *C* et *D* on obtient des ondes d'amplitude égale lorsque le déphasage entre *I* et *R* est de $\frac{\pi}{2}$ et cela quelles que soient les amplitudes relatives de *I* et de *R*.

L'application de cette propriété à notre problème se fait suivant le schéma de la figure 3.

La différence des signaux fournis par les cristaux des branches *C* et *D* du « té magique » constitue le signal d'erreur d'un servomécanisme qui agit sur le déphaseur placé sur le trajet de l'onde incidente *I*

jusqu'à ce que le signal d'erreur soit nul, c'est-à-dire jusqu'à ce que les phases des signaux dans les branches

A et *B* du té diffèrent de $\frac{\pi}{2}$. Le déphasage se lit alors sur le déphaseur à une constante additive près. Cette constante doit être déterminée en remplaçant l'impédance par un court-circuit.

Pour que l'appareil puisse fonctionner à toutes les fréquences, il faut que les « longueurs électriques » *BDT* et *BCFCT* soient égales. La mesure de l'impédance se fait alors dans le plan *F*.

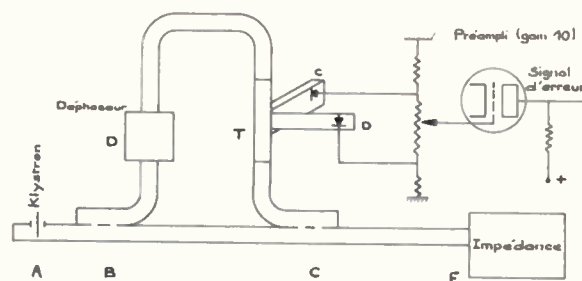


FIG. 3

3. Réalisation

3.1. ELECTRONIQUE ET SERVOMÉCANISME

La source hyperfréquence est un klystron modulé à 1 kHz, ce qui permet d'utiliser des amplificateurs alternatifs basse fréquence (fig. 4).

Les moteurs employés sont à courant continu, il est donc nécessaire d'utiliser un discriminateur.

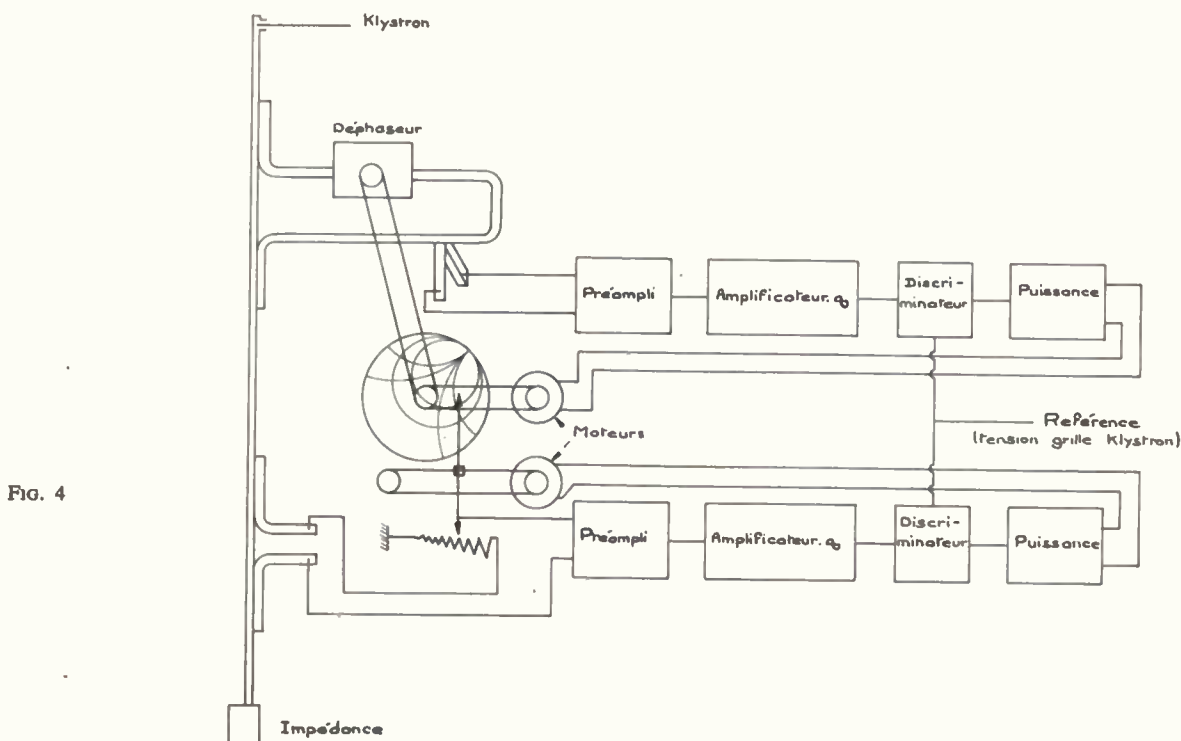


FIG. 4

3.1.1. Dispositifs pour obtenir les signaux d'erreur

Un potentiomètre d'équilibrage permet de tenir compte de la différence de sensibilité des cristaux (fig. 1 et 3).

A la sortie des préamplificateurs on obtient un signal d'erreur de 20 mV pour une variation du facteur de réflexion de 1 % et de 10 mV pour une variation de phase de 1°.

3.1.2. Amplificateurs

Les deux amplificateurs pour le déphasage et l'amplitude sont exactement identiques, ils n'ont en commun que le transformateur d'alimentation. Les tubes amplificateurs sont des pentodes EF 86. Le gain total est 10 000.

3.1.3. Discriminateurs

On veut obtenir un signal continu positif ou négatif suivant que le signal d'erreur est en phase ou en opposition de phase avec la tension grille du klystron, servant à moduler le signal hyperfréquence.

L'élément essentiel est une lampe à deux grilles de commande. La lampe est bloquée pendant une demi-période du signal de référence en appliquant celui-ci sur une des grilles.

Le signal d'erreur est appliqué sur l'autre grille.

Le fonctionnement de la lampe est expliqué par la fig. 5. La figure 6 donne le schéma de principe de l'ensemble du discriminateur.

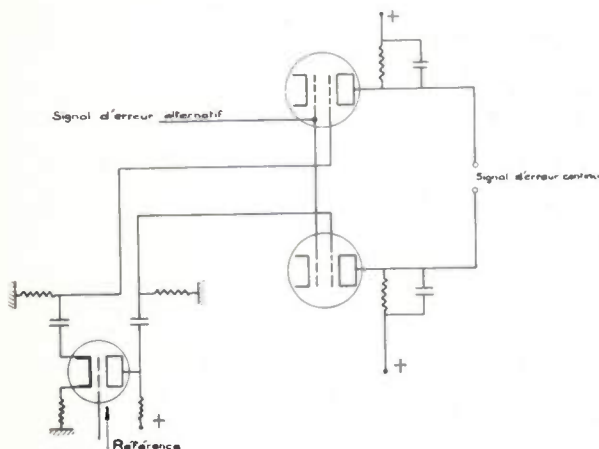
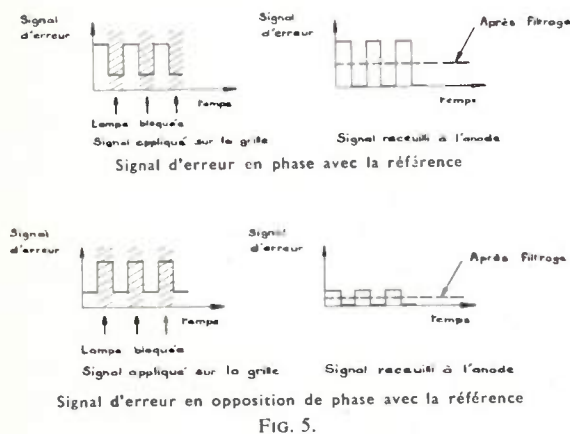


FIG. 6

3.1.4. Etage de puissance

Il est composé de deux 6L6 montés en cathode asservie.

3.1.5. Servomécanismes

Les moteurs employés sont des BRION LEROUX, Birotax II. Le signal de contre réaction dérivée du servomécanisme est fourni par des génératrices tachymétrique incorporées aux moteurs.

3.2. CIRCUIT HYPERFRÉQUENCE

Le déphaseur employé est un déphaseur à guide circulaire Hewlett-Packard. Le cadran gradué fait un tour pour un déphasage de 360° et la graduation est linéaire. Le cadran a été remplacé par un plateau portant l'abaque de Smith.

Les cristaux du réflectomètre sont découplés par des atténuateurs 5 dB.

Le « té magique » est adapté par des atténuateurs 6 dB dans chaque branche.

Le klystron est isolé par un atténuateur 6 dB.

4. Test de validité

La figure 7 donne une idée de l'exactitude du système pour la phase lorsqu'on fait varier le module. Ce diagramme a été tracé en utilisant comme impédance un atténuateur étalonné, suivi d'un court-circuit mobile. L'atténuateur permet de faire varier le module et le court-circuit mobile le déphasage.

L'exactitude de la mesure du module a été vérifiée par comparaison avec l'atténuateur étalonné. Les mesures ont été faites à 9 GHz.

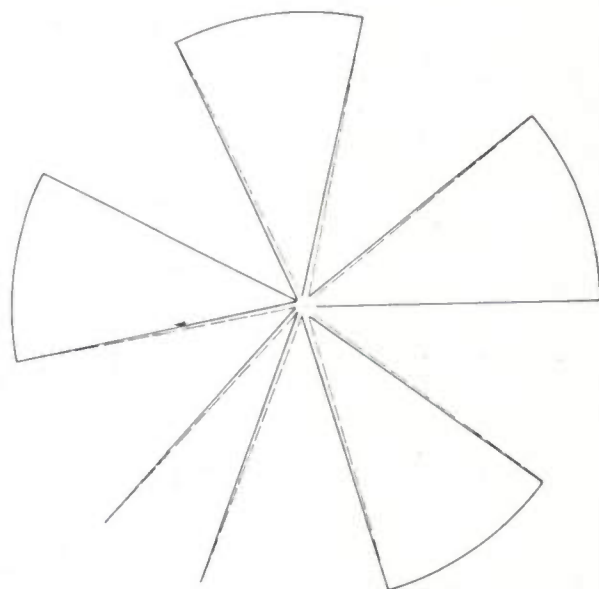


Diagramme. 1
— trace théorique
— trace pratique

FIG. 7

Module théorique (Atténuateur)	Module mesuré	Différence
0,794	0,800	— 0,06
0,636	0,635	0,01
0,500	0,500	0
0,382	0,400	— 0,018
0,316	0,310	0,006
0,251	0,250	0,001
0,199	0,195	0,004
0,159	0,145	0,014
0,100	0,070	0,030

Les performances de l'appareil sont donc très satisfaisantes par rapport aux appareils de mesure classiques.

L'appareil est directement utilisable, sans précautions particulières, sur une largeur de bande de 200 MHz environ, centrée à n'importe quelle fréquence de la bande X.

On peut l'utiliser sur toute la bande X (7 400 à 12 400 MHz) en acceptant une moins bonne précision, comparable tout de même à celle des méthodes classiques.

Pour l'utiliser avec une bonne précision sur toute la bande X il faut agir sur les potentiomètres d'équilibrage des cristaux. Les corrections à faire pouvant d'ailleurs être réduites en sélectionnant les cristaux.

Cet enregistreur a été réalisé au Laboratoire d'Electricité Appliquée de l'Ecole Supérieure de Physique et de Chimie en collaboration avec le Service de Recherches Générales de la Compagnie Française THOMSON HOUSTON qui a fourni le matériel hyperfréquence. L'idée, due à M. CAHEN de la C.F.T.H., m'a été proposée par M. DIEULESAINT de l'E.S.P.C.I. qui m'a guidé dans mon travail. Je les remercie tous deux.

L'AMORTISSEMENT EN RÉSONANCE FERRIMAGNÉTIQUE

PAR

R. VAUTIER

*Sous-Directeur du Laboratoire de Magnétisme
et de Physique du Solide du C.N.R.S. à Bellevue
(Seine-et-Oise)*

1. Importance du phénomène gyromagnétique

En rappelant ce qu'est le phénomène de résonance gyromagnétique, il paraît intéressant de montrer qu'il joue un rôle beaucoup plus important qu'on ne l'imagine généralement.

Quand on parle de résonance gyromagnétique, on pense la plupart du temps, soit à des expériences réalisées spécialement pour l'étude du phénomène lui-même, soit à des applications bien particulières dans le domaine des ondes centimétriques, telles que l'isolateur à résonance par exemple.

Or en fait, la résonance gyromagnétique, ou plus précisément, le phénomène de précession gyromagnétique, intervient dans presque toutes les utilisations des propriétés magnétiques.

Nous savons que le moment magnétique des substances qui en possèdent un est dû au moment cinétique de certains électrons.

Considérons d'abord un porteur élémentaire de moment magnétique. Ce moment magnétique $\vec{\mu}$ est lié au moment cinétique $\vec{\sigma}$ par la relation :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{\sigma}$$

où γ est un coefficient appelé rapport gyromagnétique.

Si un champ directeur $\vec{H}_z$ est appliqué au moment élémentaire (fig. 1), celui-ci est soumis à un couple :

$$\vec{C} = \vec{\mu} \wedge \vec{H}_z$$

et l'application du théorème du moment cinétique permet d'écrire :

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{C}$$

ou :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \wedge \vec{H}_z \quad (1)$$

Suivant la propriété bien connue du gyroscope, le moment cinétique, donc aussi le moment magnétique, tendent à prendre un mouvement de précession d'axe $\vec{Oz}$ et de fréquence angulaire propre :

$$\omega = \gamma H$$

Nous nous intéressons spécialement aux matériaux ferro et ferri-magnétiques, qui sont caractérisés par

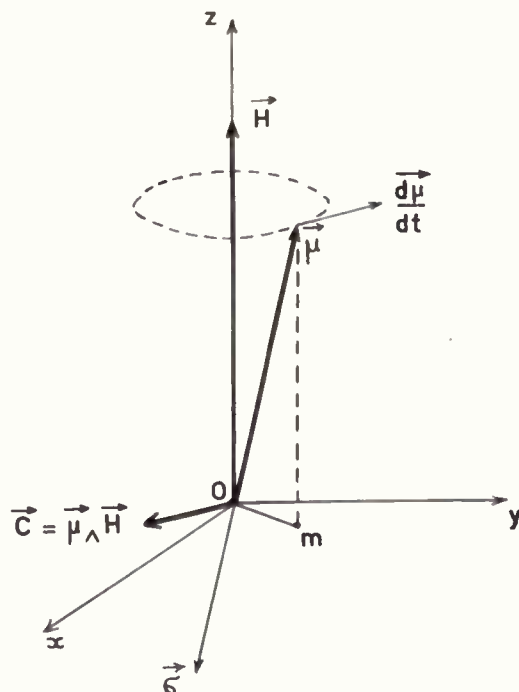


FIG. 1. — Principe de la précession gyromagnétique. $\vec{M}$ et $\vec{\sigma}$ étant de sens opposés, γ est négatif.

des actions mutuelles s'exerçant entre les moments élémentaires, ces actions mutuelles tendant à maintenir les moments élémentaires parallèles (ou antiparallèles). Pour ce qui nous intéresse, on peut admettre que les ferrimagnétiques, lorsqu'il s'agit de ferrites, se distinguent des ferromagnétiques uniquement par leur résistivité électrique élevée, ce qui entraîne une faible absorption des ondes électromagnétiques en dehors des régions de résonance. Les forces d'interaction, dues à l'énergie d'échange, peuvent être représentées avec une bonne approximation par le champ moléculaire de WEISS,

$\vec{H}_W$, proportionnel et colinéaire à l'aimantation au voisinage immédiat du point considéré. Si le parallélisme des moments élémentaires est maintenu, ce que nous supposons pour le moment, le champ moléculaire n'intervient pas dans l'équation (1) puisque $\vec{\mu} \wedge \vec{H}_W = 0$. On peut donc appliquer l'équation (1) à un certain volume de matériau en écrivant :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}$$

$\vec{M}$ étant l'aimantation du matériau, et $\vec{H}$ le champ magnétique dans le matériau.

Un tel mouvement de précession peut être entretenu si l'on applique simultanément avec $\vec{H}_z$ un champ périodique $\vec{h}$ ayant une composante dans le plan xoy perpendiculaire à $\vec{Oz}$. Lorsque la fréquence du champ d'entretien est égale à la fréquence naturelle du phénomène, celui-ci prend une amplitude relativement grande par suite de la résonance, et absorbe une forte énergie aux dépens du champ $\vec{h}$.

On pourrait donc croire que, puisque ce phénomène nécessite la présence simultanée d'un champ directeur H_z et d'un champ haute fréquence, il n'intervient que rarement, et en pratique uniquement dans les cas où ces conditions sont réunies volontairement par l'expérimentateur. Il n'en est rien, ainsi que NÉEL l'a mis en évidence [1]. Il faut d'abord remarquer que le phénomène est exactement le même si le couple directeur, au lieu d'être produit par un champ magnétique extérieur, est dû à une autre cause telle qu'un champ démagnétisant ou une anisotropie magnétocristalline ou magnétoélastique.

Il est connu maintenant que c'est un phénomène de précession gyromagnétique qui limite vers les hautes fréquences la zone d'utilisation d'un ferrite déterminé en provoquant une diminution importante de la perméabilité à une fréquence caractéristique du matériau. La figure 2 en montre un exemple pour un ferrite de nickel [2]. Le phénomène se produisant à 20 MHz est lié à l'existence des parois de Bloch, tandis que le phénomène se produisant à 1 700 MHz est dû à la résonance gyromagnétique des spins électroniques dans le champ d'anisotropie.

Par ailleurs, on sait que les variations d'aimantation se font principalement, soit par « rotation », soit par « déplacement de paroi ». Dans le cas de la rotation, on devra admettre que le mouvement réel du vecteur $\vec{M}$ n'est pas une rotation simple dans le plan $\vec{M}$, $\vec{H}$, mais un mouvement de précession très vite amorti, tel qu'il est représenté sur la figure 3.

Quant au mécanisme de déplacement de paroi, on peut mettre en évidence le rôle de la précession de la manière suivante :

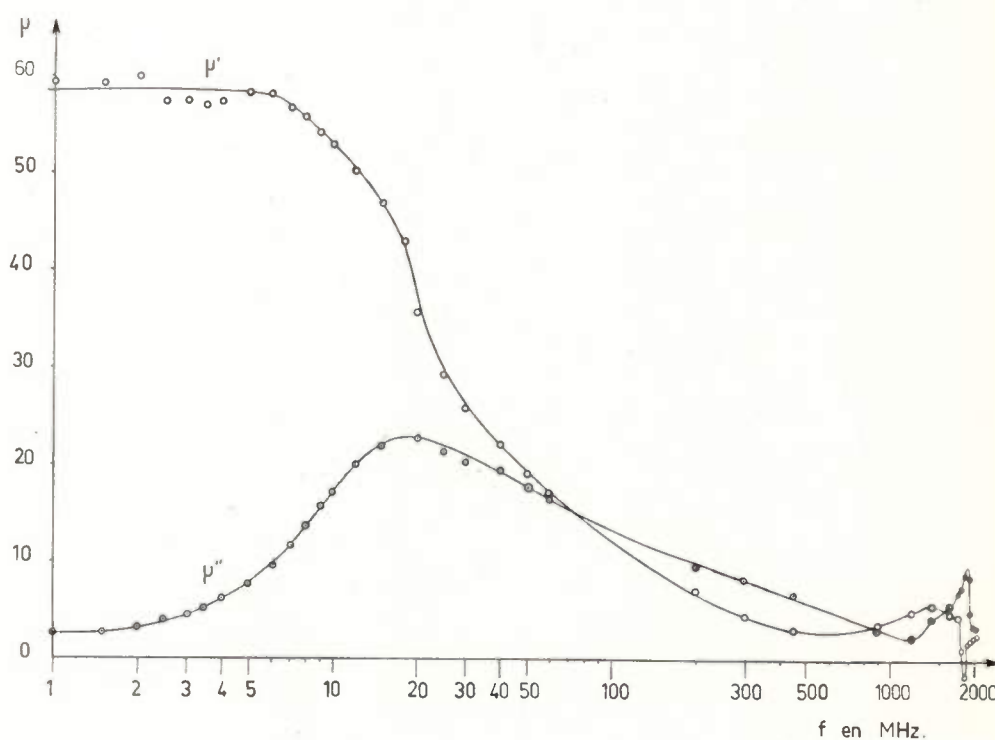


FIG. 2. — Variation en fonction de la fréquence des composantes réelles μ' et imaginaire μ'' d'un ferrite de nickel.

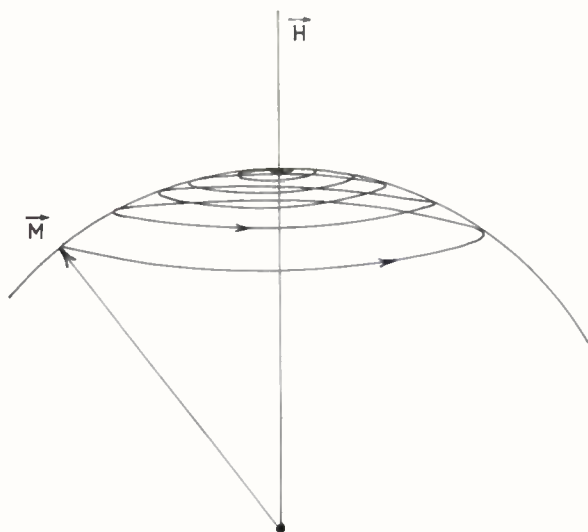


FIG. 3. — Mouvement réel de l'aimantation M lorsqu'elle s'aligne sur un champ H par le mécanisme de rotation.

Imaginons une paroi séparant deux domaines antiparallèles (fig. 4), l'ensemble étant soumis à un champ $\vec{H}$. Les vecteurs aimantation spontanée qui, dans les domaines, sont parallèles ou antiparallèles à $\vec{H}$, ne sont soumis à aucun couple. Par contre, ceux qui, dans l'épaisseur de la paroi, font un angle avec $\vec{H}$, sont soumis à un couple qui tend à les incliner vers la droite dans le cas de la figure. On peut remarquer que le mouvement de précession qui s'amorce ainsi

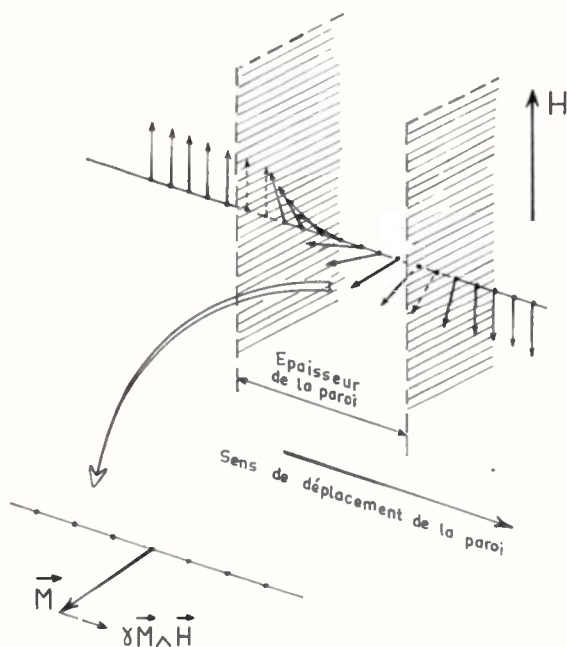


FIG. 4. — Changement de direction de l'aimantation dans l'épaisseur d'une paroi de BLOCH.

produit, du fait de l'inclinaison vers la droite des vecteurs $\vec{M}_s$, une composante de l'aimantation perpendiculaire au plan de la paroi et dirigée vers la droite, qui crée à son tour un champ démagnétisant perpendiculaire au plan de la paroi et dirigé vers la gauche. Sous l'action de ce champ, les vecteurs $\vec{M}_s$ dans l'épaisseur de la paroi tendent cette fois à tourner vers le haut, et ce mouvement d'ensemble est équivalent à un déplacement de la paroi vers la droite.

On voit donc finalement que ce phénomène de précession gyromagnétique joue un rôle important dans tous les mécanismes de variation d'aimantation, et on comprend que dans certains cas où les autres sources de pertes sont minimisées, ce soit l'amortissement de la précession qui conditionne la vitesse de rotation de l'aimantation ou la vitesse de déplacement des parois.

2. Historique des termes d'amortissement formels

En l'absence de toute base théorique, on a d'abord cherché à représenter l'amortissement de la précession d'une façon purement formelle (tableau I). L'hypothèse la plus simple est que le vecteur aimantation tend à revenir vers sa position d'équilibre, c'est-à-dire la direction du champ directeur, et est sollicité par une force proportionnelle à l'écart angulaire entre sa direction actuelle et la direction d'équilibre.

Dans la célèbre formule de LANDAU et LIFSHITZ (1935) [3] :

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{H} \wedge \vec{M} - \lambda \left[\frac{(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M^2} - \vec{H} \right]$$

ce résultat est obtenu en mettant en évidence la différence vectorielle entre le vecteur $\vec{H}$ et un vecteur de même direction que $\vec{M}$, mais de grandeur égale à H . C'est-à-dire qu'en appelant θ l'angle $(\vec{H}, \vec{M})$ la force de rappel est proportionnelle à θ (qui reste petit par hypothèse) et à H .

La même méthode a été utilisée par KITTEL en utilisant la notation $\chi_0 = \frac{M}{H}$ (on vérifie facilement que χ_0 est la susceptibilité calculée à partir de ces formules pour $\omega = 0$). Il a d'abord proposé en 1947 [4] la formule :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda (\vec{M} - \chi_0 \vec{H})$$

puis en 1948 [5] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \lambda \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda' \left(\frac{\vec{M}}{\chi_0} - \vec{H} \right)$$

qui semblait mieux vérifier certains résultats expérimentaux [6]. On reconnaît que dans ces deux cas, l'amortissement est proportionnel à l'écart angulaire

LANDAU - LIFSHITZ	1935	$\frac{1}{\mu_0} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{H} \wedge \vec{M} - \lambda_L \left[\frac{(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M^2} - \vec{H} \right]$
KITTEL	1947	$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda_K (\vec{M} - \chi_0 \vec{H})$
KITTEL	1948	$- \lambda' (\frac{\vec{M}}{\chi_0} - \vec{H})$
HOGAN	1952	$- \frac{\gamma \alpha}{M} [\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})]$
HOGAN	1953	$- \lambda_H \left[\frac{(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M} - \vec{H} \right]$
BLOEMBERGEN	1950	$- \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{\tau}$
BLOEMBERGEN	1956	$- \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{\tau} + \frac{ \vec{M} }{ \vec{H} } \frac{\vec{H}}{\tau}$
GILBERT	1955	$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma' \vec{M} \wedge \left[\vec{H} - \frac{\alpha'}{\gamma M} \frac{d\vec{M}}{dt} \right]$

TABEAU I. — Représentations formelles de la précession gyromagnétique.

θ entre $\vec{M}$ et $\vec{H}$, mais dans la première formule, il est supposé proportionnel à M , alors que dans la deuxième, il est posé proportionnel à H .

C'est au moyen du produit vectoriel $\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})$ que HOGAN en 1952 [7] a représenté un vecteur perpendiculaire à $\vec{M}$ et situé dans le plan MOH en posant :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \frac{\gamma \alpha}{|\vec{M}|} [\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})]$$

mais en 1953 [8], il est revenu à la représentation de LANDAU-LIFSHITZ sous la forme :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H}) - \lambda \left[\frac{(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M^2} - \vec{H} \right]$$

D'ailleurs, en fait, aussi bien dans la formule de LANDAU-LIFSHITZ que dans celle de HOGAN 1953, l'élimination habituelle des termes du 2^e ordre conduit en réalité à utiliser le terme d'amortissement :

$$- \lambda \left[\frac{(\vec{H}_z \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M^2} - \vec{H} \right]$$

Ces formules peuvent être justifiées à partir d'un point de vue plus général [9]. On peut, sans faire aucune

hypothèse a priori, considérer les composantes de $\frac{d\vec{M}}{dt}$ sur trois axes trirectangles. Ces trois axes sont commodément définis par les vecteurs

$$\vec{M}, \vec{M} \wedge \vec{H}, \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})$$

On peut donc écrire :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \alpha \vec{M} - \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})$$

Les trois fonctions α , γ , λ sont, a priori, des fonctions inconnues. La condition de conservation du moment $\vec{M}$, revenant à admettre que $\vec{M}$ subit seulement des rotations pures, conduit à poser $\alpha = 0$. L'hypothèse la plus simple concernant γ et λ consiste à les considérer comme constants. Il n'est pourtant pas exclu de supposer que ces coefficients, en particulier λ , puissent dépendre de certains paramètres, tels que H_z , ω , etc.

Une représentation en apparence complètement différente avait été formulée entre temps par BLOEMBERGEN [10] en utilisant le concept de temps de relaxation, et en étendant à la résonance ferromagnétique le formalisme de BLOCH pour la résonance paramagnétique.

Les équations originales de BLOCH [11] s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{dM_{x,y}}{dt} &= \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_z - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \end{aligned}$$

T_1 étant le temps de relaxation longitudinal ou temps de relaxation spin-réseau, T_2 le temps de relaxation transversal ou temps de relaxation spin-spin, et $\vec{M}_0$ la position d'équilibre de l'aimantation.

Cette représentation de l'amortissement par des temps de relaxation est intéressante si ces temps sont des constantes caractéristiques du matériau, mais on

peut à la rigueur admettre que ce sont des fonctions de la fréquence, du champ, etc.

On obtient ainsi pour les composantes du plan xoy qui nous intéressent seules pour le moment :

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2}$$

Remarquons en passant que les équations de BLOCH-BLOEMBERGEN sont quelquefois écrites sous la forme vectorielle :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H}) - \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{T_2} \quad (2)$$

et les utilisateurs de cette écriture condensée admettent qu'elle équivaut à l'hypothèse simplificatrice que les temps de relaxation T_1 et T_2 sont égaux, hypothèse simplificatrice qui serait justifiée en particulier dans le cas des corps présentant de fortes interactions d'échange, tels que les ferro et ferrimagnétiques.

En réalité, cette relation vectorielle paraît bien difficile à interpréter, dans le cadre d'une aimantation constante en grandeur. Cela n'est possible que si les composantes M_x et M_y étant des infiniments petits, la variation ΔM_z de M_z est un infiniment petit du second ordre et est négligée. Mais alors le temps de relaxation T_1 n'a plus d'intérêt. Si par contre, on s'intéresse à la variation ΔM_z de M_z , celle-ci est liée à M_x et M_y par :

$$\Delta M_z \cdot 2 M_s \simeq (M_x^2 + M_y^2)$$

Alors, ΔM_z étant un infiniment petit du second ordre par rapport à M_x et M_y , le temps de relaxation longitudinal T_1 est la moitié du temps de relaxation transversal T_2 .

$$T_1 = \frac{T_2}{2}$$

Ajoutons que ces équations de BLOEMBERGEN supposent qu'à chaque instant la position d'équilibre vers laquelle tend l'aimantation est celle du champ directeur H_z . Mais on peut faire observer que la position d'équilibre vers laquelle tend l'aimantation à un instant donné, est, non pas la direction du seul champ statique H_z , mais celle du champ total $\vec{H}$ à cet instant. Pour traduire cette hypothèse, on doit alors écrire [12] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{M} \wedge \vec{H}) - \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{T} + \left| \frac{M}{H} \right| \frac{\vec{H}}{T}$$

Il est facile de montrer que sous cette nouvelle forme, l'équation de BLOEMBERGEN est exactement équivalente à la première représentation de KITTEL [4] qui supposait l'amortissement proportionnel à θ et à M .

Une forme réellement plus originale a été obtenue par GILBERT [13] en étudiant le mouvement par la méthode des équations de LAGRANGE qui donne :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma' \vec{M} \wedge \left[\vec{H} - \frac{\alpha'}{\gamma M} \frac{d\vec{M}}{dt} \right]$$

On établit immédiatement que cette équation est une généralisation de celle de LANDAU et LIFSHITZ. On peut l'obtenir à partir de l'équation de L.L. en posant :

$$\gamma' = \gamma \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma^2 M^2} \right) \quad \alpha' = \frac{\lambda}{\gamma M} \frac{1}{1 + \frac{\lambda^2}{\gamma^2 M^2}}$$

Mais sous la forme de L.L., la valeur de α' est limitée à une valeur maximale de 0,5 alors qu'elle n'est pas limitée dans la représentation de GILBERT et permet ainsi de mieux rendre compte de certains résultats [14].

Finalement on remarque que toutes ces équations postulent la conservation de la grandeur du vecteur $\vec{M}$, et supposent un terme d'amortissement qui est proportionnel

- a) à l'écart angulaire entre $\vec{M}$ et $\vec{H}$
- b) soit à $\vec{M}$, soit à $\vec{H}$.

La parenté de ces différentes formules est mise nettement en évidence si l'on étudie le phénomène en projection sur le plan xoy (il est entendu qu'on néglige toujours les termes du second ordre afin d'obtenir des équations linéaires).

Les projections sur l'axe $\vec{Ox}$ donnent ainsi le tableau II.

On peut faire les remarques suivantes :

Si l'on exclut l'équation de BLOEMBERGEN 1950 et l'équation de GILBERT, les autres équations sont liées par les relations :

$$\mu_0 = -\gamma$$

$$\frac{\lambda_L \mu_0 H}{M} = \lambda_K = \frac{\lambda' H}{M} = \gamma \alpha H = \frac{\lambda_H H}{M} = \frac{1}{T}$$

La seule raison qui pourrait justifier un choix entre ces formules est donc simplement le fait de savoir si l'on obtient un meilleur accord avec l'expérience en supposant l'amortissement proportionnel à M ou proportionnel à H .

La question de proportionnalité à M semble a priori dépourvue de signification expérimentale car on ne voit pas comment l'on pourrait faire varier M en conservant le même coefficient d'amortissement. La question se réduit donc à savoir si l'amortissement est proportionnel à H ou indépendant de H . D'ailleurs si l'on opère à des fréquences différentes, une proportionnalité à H qui serait observée en mesurant l'amortissement par la largeur ΔH de la raie de réso-

LANDAU-LIFSHITZ	1935	$j\omega m_x = -\mu_0 (m_y H_z - M_z h_y) - \frac{\lambda_L \mu_0 H_z}{M} m_x + \lambda_L \mu_0 h_x$
KITTEL	1947	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \lambda_K m_x + \lambda_K \frac{M}{H} h_x$
KITTEL	1948	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \frac{\lambda' H}{M} m_x + \lambda' h_x$
HOGAN	1952	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \gamma \alpha H m_x + \gamma \alpha M h_x$
HOGAN	1953	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \frac{\lambda_H H}{M} m_x + \lambda_H h_x$
BLOEMBERGEN	1950	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \frac{1}{T} m_x$
BLOEMBERGEN	1956	$j\omega m_x = \gamma (\quad) - \frac{1}{T} m_x + \frac{M}{H} \frac{1}{T} h_x$
GILBERT	1955	$j\omega m_x = \frac{\gamma'}{1+\alpha^2} (\quad) - \frac{\gamma'^2 \alpha'}{\gamma(1-\alpha^2)} (Hm_x - Mh_x)$

TABLEAU II. — Projections sur l'axe $\vec{Ox}$ des représentations formelles de la précession gyromagnétique. Les premières équations sont obtenues immédiatement. En ce qui concerne l'équation de Gilbert, la forme ci-dessus est obtenue par une combinaison linéaire des projections sur les axes $\vec{Ox}$ et $\vec{Oy}$, et en remplaçant $\frac{\gamma'^2 \alpha'^2}{\gamma^2}$ par α^2 , ce qui est toujours possible.

nance, à chaque fréquence, pourrait aussi bien traduire une proportionnalité à la fréquence, puisqu'alors $\omega \simeq \gamma H$.

Il a déjà été signalé que l'expérience [6] semblait mieux vérifier la deuxième formule de KITTEL, soit un terme d'amortissement proportionnel à H .

Rappelons la forme d'amortissement introduite par FRENKEL [15] en résonance paramagnétique des solides, au moyen d'un terme imaginaire dans le dénominateur de l'expression de m_x . Ce terme s'interprète immédiatement par l'existence d'un temps moyen τ d'établissement de l'équilibre statistique entre les spins des particules et les vibrations du réseau, et est donc équivalent aux formulations précédentes.

3. Les théories modernes de l'amortissement

Bien des mécanismes de pertes peuvent exister dans les matériaux ferrimagnétiques soumis à un champ alternatif. Nous n'examinons pas ici ceux qui ne sont pas spécifiques du phénomène de résonance gyromagnétique, tels que les déplacements électroniques dus à des changements de valence ioniques, dont le rôle a été mis en évidence par GALT [16] et traité théoriquement par CLOGSTON [17]. Rappelons cependant un processus particulier décrit par AMENT et RADO [18], et dû au couplage du système de spins avec le champ électromagnétique par un effet pelliculaire, mais qui ne peut jouer que dans les ferromagnétiques métalliques. Nous excluons aussi de ces considérations la dissipation d'énergie provoquée par des effets de radiation. Enfin nous supposons l'échantillon de dimensions assez faibles pour que l'approximation d'un mouvement uniforme dans tout le volume du matériau soit valable, et qu'il ne puisse pas exister de modes électromagnétiques, plus communément appelés modes dimensionnels.

Il est sans doute utile de rappeler quelques ordres de grandeur pour fixer les idées. Les matériaux polycristallins couramment utilisés pour les applications

en ondes centimétriques présentent des largeurs de raie ΔH s'échelonnant entre 500 Oe et 90 Oe dans les gammes de fréquences comprises entre 3 000 MHz et 9 000 MHz. Une partie de cette largeur est due à l'anisotropie magnétocristalline dont les directions de facile aimantation sont orientées au hasard dans les différents cristallites. Mais en général, la contribution la plus importante est due à la porosité qui crée des variations importantes du champ interne.

Ces deux influences ont été étudiées théoriquement par SCHLÖMANN [19] dont les conclusions sont vérifiées par l'expérience de façon satisfaisante [20].

Le grenat d'yttrium, même à l'état polycristallin permet d'obtenir une raie beaucoup plus étroite. Les valeurs minimales actuellement obtenues semblent être de 15 œrstedes environ [21]. C'est qu'en effet le grenat d'yttrium présente un ensemble de caractéristiques tout à fait favorables. L'yttrium possède un seul état de valence, la valence 3, de sorte que l'on peut préparer le matériau en atmosphère oxydante pour réduire la teneur en ions fer bivalents, et opérer à haute température pour obtenir une densité élevée. Il s'ensuit que l'on peut préparer des échantillons présentant très peu de conductibilité. D'autre part, il existe une seule espèce d'ions magnétiques, l'ion Fe^{3+} , et cet ion étant dans un état S, possède une symétrie sphérique, donc très élevée. Enfin on peut utiliser des matières premières de pureté très grande et obtenir des échantillons où aucun désordre magnétique n'est détectable.

Ces caractères ont encouragé des études poussées sur les monocristaux de grenat d'yttrium et permis de mettre en évidence des largeurs de raie de résonance inférieures à 0,5 Oe à la température ordinaire [22, 36]. Le grenat d'yttrium est donc un matériau très précieux pour l'étude des mécanismes d'amortissement de la résonance magnétique.

Toutes les équations précédentes proposées pour représenter la précession gyromagnétique supposent

que l'aimantation $\vec{M}$ conserve toujours la même grandeur et qu'on peut donc la représenter par un vecteur de longueur constante subissant seulement des changements de direction. Cela implique que l'amortissement du mouvement de précession uniforme est dû uniquement à la transformation directe de l'énergie de ce mouvement en énergie de vibration du réseau. Dans un langage plus moderne, cela se traduit en disant qu'il y aurait transformation directe de magnons de vecteur d'onde $k = 0$ en phonons.

Mais cette transformation directe d'énergie de rotation en énergie de translation soulève des difficultés théoriques. En effet, les conditions à satisfaire a priori sont :

- la conservation de l'énergie ;
- la conservation du moment.

Or les lois de dispersion, c'est-à-dire les relations entre fréquence et longueur d'onde étant différentes pour les magnons et pour les phonons, cette conservation simultanée ne semble pas pouvoir être assurée.

Par ailleurs, ce couplage énergétique entre un changement de direction de l'aimantation spontanée et une variation des dimensions de la maille cristalline est un effet de magnétostriction. Un calcul basé sur les valeurs connues des coefficients de magnétostriction [23] conduit à un temps de relaxation de l'ordre de 10^{-1} seconde, soit une largeur de raie de résonance de l'ordre de 10^{-6} Oe. Il semble donc que l'importance de ce processus direct soit négligeable.

Ce fut le mérite de CLOGSTON, SUHL, WALKER et ANDERSON [24] de montrer que dans les matériaux réels, qui présentent nécessairement des défauts de structure, les modes non uniformes pouvaient jouer un rôle important dans la destruction du mode de précession uniforme, ces modes non uniformes se détruisant à leur tour en phonons.

Il est commode de distinguer parmi ces modes ceux que l'on peut assimiler à des ondes planes se propageant dans une direction déterminée, ce qui est légitime lorsque la longueur d'onde est suffisamment petite vis-à-vis des dimensions de l'échantillon. Un traitement suivant la théorie générale des *ondes de spin* est alors valable. Les autres modes dont la configuration est étroitement liée à la forme de l'échantillon et dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que les dimensions de l'échantillon, ont été étudiés par WALKER [25] sous le nom de *modes magnétostatiques*.

CE QU'EST UNE ONDE DE SPIN

En mécanique classique, l'onde de spin de vecteur d'onde $\vec{K}$ peut être représentée comme un état dans lequel tous les spins sont inclinés d'un petit angle constant sur l'axe $\vec{Oz}$ (Fig. 5) et précessent autour de cet axe. La phase varie dans l'espace avec une longueur d'onde $\lambda = 2\pi/K$. L'onde de spin proprement dite doit présenter une longueur d'onde suffisamment courte pour que, l'angle entre spins voisins étant assez important, les forces prépondérantes soient les forces d'échange qui s'exercent à courte distance.

Indépendamment de la nature des forces en jeu, on admet en général que l'approximation des ondes planes est valable si λ est inférieure au dixième des dimensions de l'échantillon.

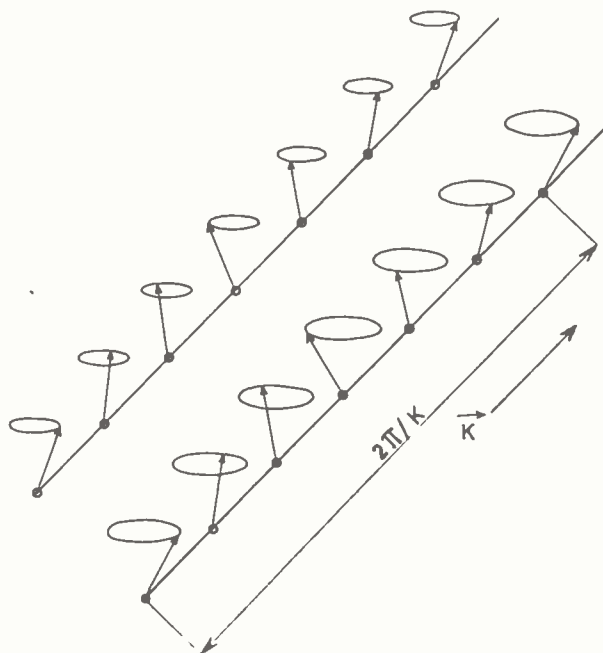


FIG. 5. — Représentation semi-classique d'une onde de spin, occupée par un magnon et par deux magnons (d'après CALLEN).

De plus, selon la mécanique quantique, l'amplitude des ondes de spin est quantifiée et peut s'exprimer en magnons. On dit que l'onde de spin est occupée par un magnon lorsqu'il y a inversion d'un spin par unité de volume. Si l'onde de spin est occupée par n magnons on peut donc écrire :

$$M = M_0 - n\gamma\hbar$$

γ étant le rapport gyromagnétique et M_0 l'aimantation à la saturation absolue.

Pour déterminer la façon dont l'énergie du mode uniforme peut exciter des ondes de spin, il est important de connaître la relation de dispersion de ces dernières. ANDERSON et SUHL [26] ont mis en évidence que même dans le cas où l'approximation des ondes planes est valable, les dimensions limitées de l'échantillon modifient cependant le spectre des ondes de spin. Pour un ellipsoïde de révolution, la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega_K = \gamma \times \sqrt{(H - N_z M + H_e a^2 K^2)(H - N_z M + H_e a^2 K^2 + 4\pi M \sin^2 \theta)}$$

a étant la constante du réseau, et θ l'angle entre le vecteur de propagation $\vec{K}$ et l'axe $\vec{Oz}$ de quantification. La figure 6 fournit quelques indications sur ce spectre pour un échantillon ellipsoïdal. Elle indique en particulier les courbes enveloppes du spectre qui correspondent à une propagation de l'onde, soit parallèle à $\vec{Oz}$ ($\theta = 0$), soit perpendiculaire à $\vec{Oz}$ ($\theta = \pi/2$).

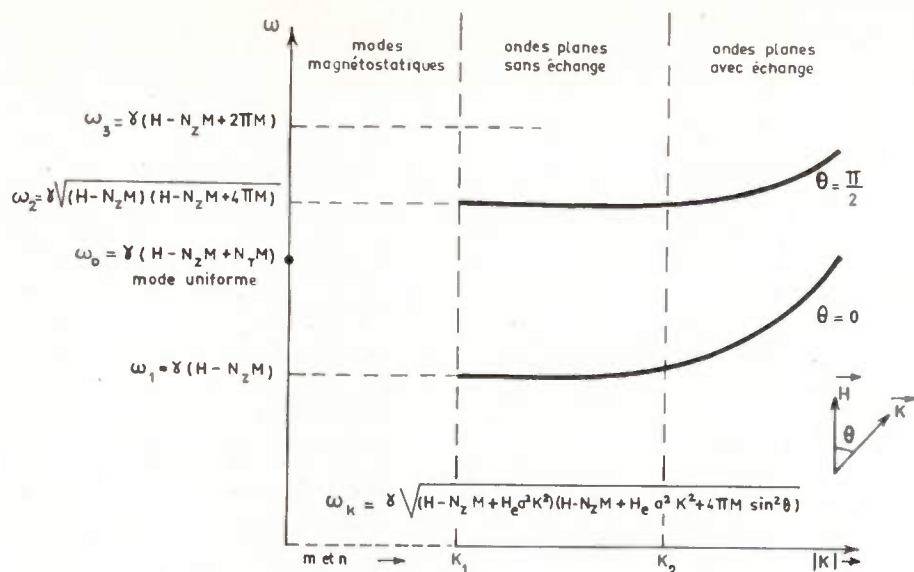


FIG. 6. — Spectre de dispersion des modes non uniformes. K_1 indique la limite au-dessous de laquelle l'approximation des ondes planes n'est plus une bonne représentation des modes d'oscillation. K_1 correspond à une longueur d'onde de l'ordre du dixième des dimensions de l'échantillon. K_2 marque approximativement la valeur de K au-dessus de laquelle les forces d'échange deviennent prépondérantes. Un tel spectre n'est valable que pour une valeur déterminée de N_z et N_T .

CE QU'EST UN MODE MAGNÉTOSTATIQUE

On désigne ainsi un mode d'oscillation naturel de l'ensemble des spins dont la phase varie à travers l'échantillon sur une distance du même ordre de grandeur que les dimensions de l'échantillon. Deux spins voisins ne forment alors qu'un angle très faible et les forces d'échange ne jouent qu'un rôle négligeable à côté des forces dipolaires. Le facteur déterminant pour la structure de ces modes est la nécessité de satisfaire aux conditions aux limites imposées par la forme du matériau.

Chaque mode est désigné par un jeu de trois indices. m, n, r , ayant une signification mathématique précise. La figure 7 indique à titre d'exemple la configuration de la composante transversale de l'aimantation pour le mode (3, 3, 0) dans une sphère.

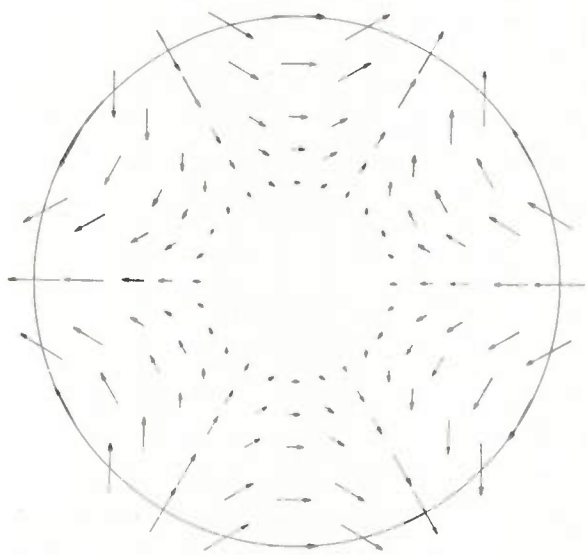


FIG. 7. — Distribution de la composante transversale de l'aimantation dans le plan équatorial d'un échantillon sphérique pour le mode (3, 3, 0).

Pour obtenir une image schématique du spectre complet de résonance d'un ellipsoïde, on peut situer ces modes sur la figure 6. Le résultat le plus important à remarquer est que tandis que la limite inférieure en fréquence du spectre des modes magnétostatiques est la même que celle du spectre des ondes de spin, soit ω_1 , la limite supérieure du spectre des modes magnétostatiques, indiquée par ω_3 , est au-dessus de la limite supérieure ω_2 du spectre des ondes de spin dans le domaine des petits vecteurs de propagation. Le calcul montre aussi que la plus grande densité de modes magnétostatiques se trouve juste en dessous de la limite supérieure des ondes de spin.

Le spectre ainsi représenté donne de précieux renseignements sur la dégénérescence des modes, les échanges énergétiques étant naturellement beaucoup plus faciles entre modes de même fréquence. Mais la possibilité de ces échanges est subordonnée à l'existence de défauts d'homogénéité qui jouent ainsi un rôle primordial. On doit tenir compte non seulement de l'importance quantitative de ces perturbations, mais aussi de leur nature, et en liaison avec cette nature, de leur distance moyenne, qui peut favoriser les modes présentant des valeurs de k correspondantes.

C'est ainsi que l'effet de la répartition au hasard des ions magnétiques à des longueurs d'onde interatomiques a été envisagé par CLOGSTON, SUHL, WALKER et ANDERSON [24]. Ces auteurs concluent à une influence marquée du coefficient de désaimantation transversal N_T sur ΔH . La largeur de raie, lorsque ces perturbations ioniques sont prépondérantes, devrait être minimale pour un disque mince aimanté normalement à son plan.

GESCHWIND et CLOGSTON ont ensuite étudié [27] l'influence des perturbations de période spatiale grande vis-à-vis des distances atomiques. Dans le cas où les inhomogénéités de M ou de H présentent une période petite par rapport à la taille de l'échantillon, ce qui est le cas pour une structure microcristalline

très fine, et qui correspondrait à des vecteurs de propagation compris dans la zone entre K_1 et K_2 , c'est encore pour un échantillon en forme de disque plat que la largeur de ligne serait minimale. Par contre, lorsqu'il s'agit d'inhomogénéités dont la distance moyenne est du même ordre de grandeur que les dimensions de l'échantillon ($K < K_1$), c'est pour une forme voisine de la forme sphérique que la largeur serait la plus faible.

SCHLÖMANN a examiné aussi les conséquences de la structure microcristalline des polycristaux en tenant compte de la répartition aléatoire des directions de facile aimantation, et de la porosité. Il a calculé [19] la largeur de la courbe de résonance en admettant qu'elle est juste égale à celle de la distribution des fluctuations du champ magnétique. Les formules qu'il a obtenues de cette façon sont classiques.

L'existence d'une anisotropie magnétocristalline caractérisée par une constante K doit se traduire par un élargissement :

$$\Delta H = \left| \frac{K}{M} \right|$$

Quant à la porosité, mesurée par le rapport $\frac{v}{V}$ du volume v des pores au volume V du matériau, elle fournit une contribution :

$$\Delta H = \frac{3}{2} 4 \pi M \frac{v}{V}$$

Sur des bases différentes, SPARKS, LOUDON et KITTEL [28] ont fait intervenir dans le calcul les interactions dipolaires entre grains, et ont montré que, par rapport aux valeurs précédentes, un fort rétrécissement dû aux corrélations entre spins devait se produire. Leurs résultats permettent d'interpréter également l'influence des défauts de surface, que l'expérience [29] a mis en évidence.

En ce qui concerne les forces intervenant dans ces mécanismes, nous avons déjà fait la distinction entre les forces d'échange et les forces dipolaires. Une analyse plus fine amène à considérer les interactions dipolaires, les interactions pseudo-dipolaires, les interactions d'anisotropie uniaxiale et d'anisotropie cubique.

Enfin, si l'on se limite aux mécanismes de relaxation les plus simples, on doit considérer ceux faisant intervenir deux magnons [30, 31], trois magnons, quatre magnons [32], un magnon et un phonon [30], deux magnons et un phonon, un magnon et deux phonons. On conçoit immédiatement le nombre des processus possibles en combinant la nature des interactions avec la nature du mécanisme. Un des buts des études poursuivies est de déterminer, suivant l'espèce de défaut d'homogénéité qui existe, quels sont les processus possibles.

Donnons un exemple, celui des imperfections de surface, dont on sait qu'elles jouent un rôle important dans la gamme des largeurs de raie de 1 à 50 œersteds. Les études de SPARKS, LOUDON et KITTEL [28]

ont montré que ces imperfections n'ont aucune influence directe sur les collisions à trois magnons et plus. Le processus dominant est un processus à 2 magnons dans lequel un magnon de vecteur $K = 0$ est détruit, et un magnon de vecteur $K \neq 0$ est créé. La composante M_z reste donc constante, tandis que l'aimanta-

tion $\vec{M}$ est réduite d'une unité. Le magnon ainsi créé est détruit à son tour au cours d'un processus à trois magnons : il se combine avec un magnon thermique pour produire un magnon d'énergie plus élevée. Les

trois magnons ayant des vecteurs $K \neq 0$, $\vec{M}$ reste constante. Par contre, puisque deux magnons sont détruits et un seul créé, M_z augmente d'une unité. Il en résulte un large spectre de modes non uniformes. Le temps de relaxation apparent résulte donc d'une moyenne que l'on ne peut calculer que, par exemple, en admettant que tous les modes dégénérés sont également peuplés, ce qui est légitime si déjà, la taille des défauts de surface présente une grande dispersion.

Notons ici une remarque de KASUYA et LE CRAW [33] qui soulignent que, pour la structure fine, on doit distinguer les ferrimagnétiques des ferromagnétiques. Pour les ferrimagnétiques présentant simultanément des branches acoustique et optique dans leur spectre, celui-ci est très différent du spectre d'un ferromagnétique. De plus, dans un modèle ferrimagnétique, l'opérateur de spin représente un spin orienté soit parallèlement au champ directeur, soit antiparallèlement, mais quand on considère chaque sous-réseau, ce spin résultant correspond à une amplitude beaucoup plus grande.

4. Vérification expérimentale des théories modernes

a) La démonstration la plus convaincante de la validité de ces théories est de montrer directement l'existence de modes non uniformes. Les modes magnétostatiques ont été observés expérimentalement par WHITE et SOLT [34] et par DILLON [35]. Une preuve très démonstrative du rôle joué par les modes non uniformes dans l'amortissement du mode uniforme a été fournie par l'étude de FLETCHER, SPENCER et LE CRAW [36]. Ces auteurs ont utilisé une méthode de modulation permettant de mettre en évidence de façon précise les variations de M_z . La figure 8 montre que dans le cas où le polissage de l'échantillon a été très soigné, la composante transversale M_T et la composante ΔM_z varient tout à fait parallèlement de telle façon qu'elles vérifient l'équation :

$$M_T^2 = 2M_s \cdot \Delta M_z$$

ce qui prouve que dans ce cas la composante ΔM_z est due uniquement à l'inclinaison de $\vec{M}_s$ sur l'axe $\vec{Oz}$. Par contre pour un polissage moins fin (fig. 9 et 10), on constate que la diminution de M_z est beaucoup plus importante que si elle était due seulement à l'inclinaison de $\vec{M}_s$ (supposée constante) sur $\vec{Oz}$. La plus grande part de ΔM_z ne peut s'expliquer que par l'existence de modes non uniformes qui diminuent

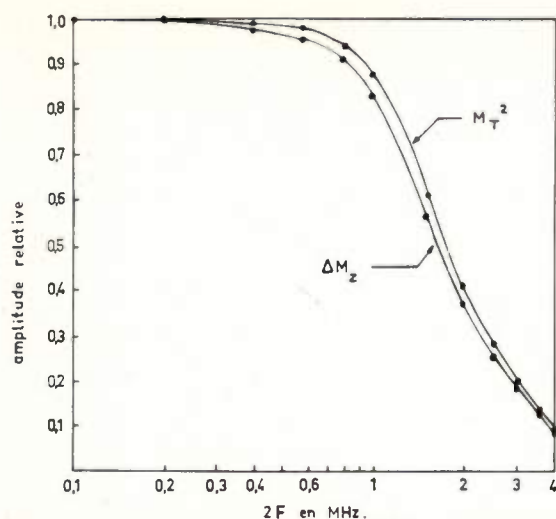


FIG. 8. — Composantes normalisées de ΔM_z et de M_T^2 à la fréquence $2F$ quand la puissance microonde est modulée à la fréquence F , pour une surface dont les défauts ont une taille moyenne de 0,3 micron.

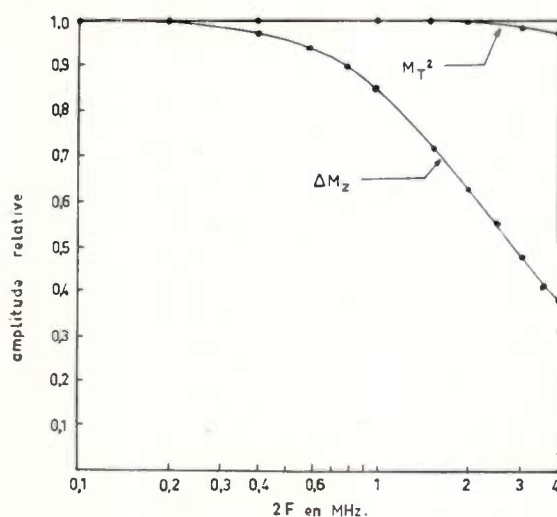


FIG. 9. — Composantes normalisées de ΔM_z et de M_T^2 à la fréquence $2F$ quand la puissance microonde est modulée à la fréquence F , pour une surface dont les défauts ont une taille moyenne de 10 microns.

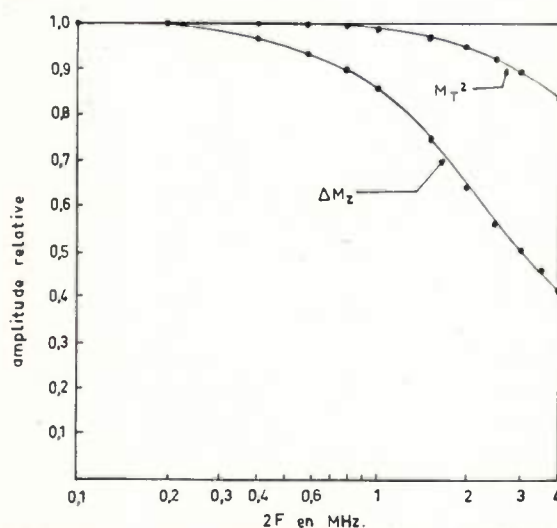


FIG. 10. — Composantes normalisées de ΔM_z et de M_T^2 à la fréquence $2F$ quand la puissance microonde est modulée à la fréquence F , pour une surface dont les défauts ont une taille moyenne de 3 microns.

simultanément M_z et M_s , d'autant plus fortement que les irrégularités de la surface sont plus importantes.

b) Une étude extrêmement intéressante a été faite par BUFFLER [37] pour démontrer l'importance fondamentale du spectre des ondes de spin dans ces phénomènes de relaxation. Elle est essentiellement basée sur le fait déjà signalé que la limite supérieure ω_3 des modes magnétostatiques est au-dessus de la limite supérieure ω_2 du spectre des ondes de spin (fig. 6). Suivant les circonstances, la fréquence ω_0 du mode uniforme, ou mode de KITTEL, qui peut être considéré comme un cas particulier des modes magnétostatiques, peut donc être, soit à l'extérieur du spectre des ondes de spin, soit comprise dans le domaine de fréquence des ondes de spin.

La condition pour que le mode uniforme soit à l'extérieur du spectre des ondes de spin s'obtient facilement en écrivant que $\omega_0 > \omega_2$. Pour un échantillon sphérique, on trouve :

$$H < \frac{2}{3} 4\pi M$$

Cette condition peut être satisfaite, soit en modifiant M par une variation de la température, soit en faisant varier la fréquence, ce qui entraîne la variation du champ H de résonance.

La température critique T_c (fig. 11) est définie par la condition $4\pi M = \frac{2}{3} H$. Lorsque $T < T_c$, $4\pi M > \frac{3}{2} H$ et le mode uniforme est en dehors du spectre des ondes de spin de faible K . La dispersion ne peut avoir lieu que par des ondes de K élevé et c'est la théorie des monocristaux qui doit s'appliquer. Quand T augmente et devient égale à T_c , la précession uniforme se déplace et entre dans le spectre des ondes de spin, dans une région où la dégénérescence est la plus forte, ce qui produit le pic observé. Quand T continue à augmenter, les ondes de faible K deviennent prédominantes, et c'est la théorie des polycristaux qui doit le mieux décrire les phénomènes. L'expérience donne un excellent accord pour les valeurs théorique et expérimentale de T_c . La différence des pentes entre la courbe expérimentale et les courbes théoriques de CLOGSTON pour les monocristaux et de SCHLÖMANN pour les polycristaux est expliquée facilement en faisant intervenir la porosité du matériau.

La variation de ΔH en fonction de la fréquence fournit également une excellente vérification de la théorie. Un maximum de ΔH très marqué correspond à l'entrée du mode uniforme dans le spectre des ondes de spin. La grande absorption aux plus basses fréquences est due à la structure en domaines, le champ correspondant à la résonance n'étant pas alors suffisant pour saturer le matériau.

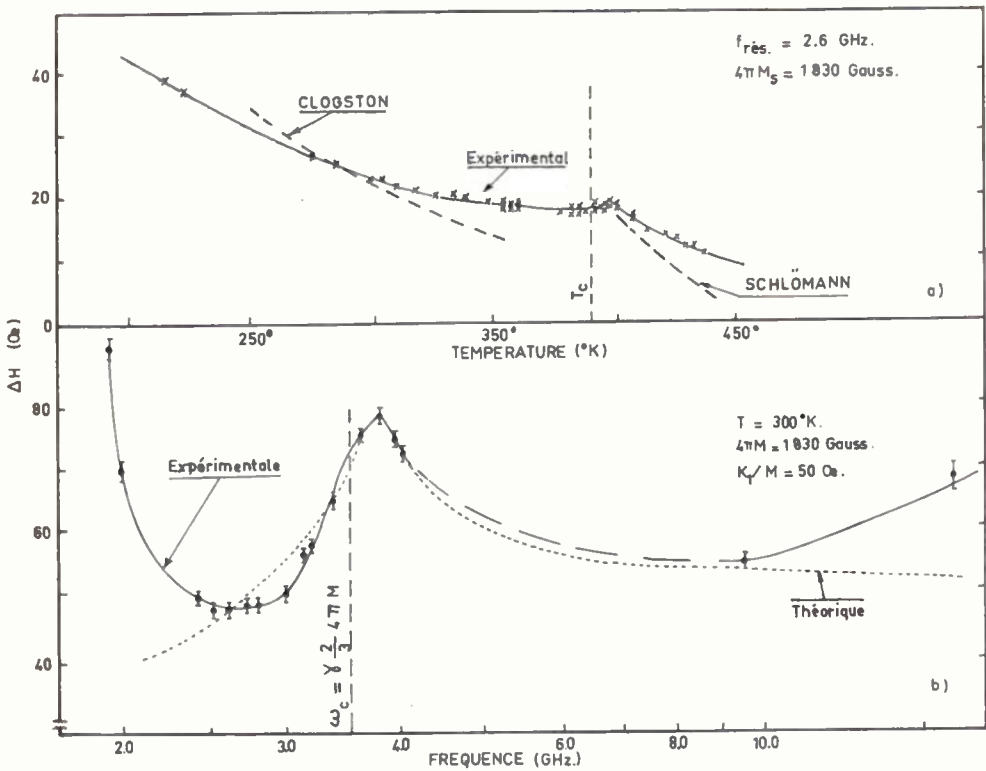


FIG. 11. — Largeur de la raie de résonance du grenat d'yttrium en fonction de la température et de la fréquence (d'après BUFFLER).

5. Mise en équation des théories modernes

Deux tentatives ont été faites pour établir une équation décrivant le phénomène de résonance magnétique en tenant compte des processus réels, celle de H.B. CALLEN [9] et celle de FLETCHER, LE CRAW et SPENCER [36]. Les idées de bases sont les mêmes dans les deux cas, mais le formalisme est assez différent.

a) La figure 12 représente clairement les processus envisagés par FLETCHER et ses collaborateurs. Le terme modes de spin est utilisé pour désigner à la fois les modes magnétostatiques et les ondes de spin. En régime permanent, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dW_o}{dt} = P - \frac{W_o}{T_{10}} - \sum_k \frac{W_k}{T_{2k}}$$
$$\frac{dW_k}{dt} = \frac{W_o}{T_{2k}} - \frac{W_k}{T_{1k}}$$

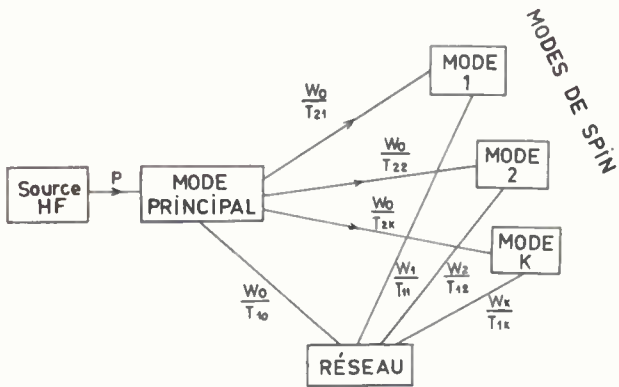


FIG. 12. — Diagramme schématique des transferts d'énergie entre la précession uniforme, les modes de spin et le réseau.

D'autre part, l'énergie totale, égale à :

$$W = W_o + \sum_k W_k$$

peut se mettre sous la forme :

$$W = H_z \Delta M_z + \frac{1}{2} N_z (M_z^2 - M_s^2) + \frac{1}{2} N_x M_x^2 + \frac{1}{2} N_y M_y^2$$

où l'on peut distinguer dans ΔM_z la partie

$$\Delta M_{z_k} = M_s - M$$

due aux modes non uniformes et la partie

$$\Delta M_{z_o} = M - M_z$$

due au mode uniforme.

Finalement ces auteurs aboutissent aux formules :

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{2} \left(\frac{1}{T_{10}} + \sum_k \frac{1}{T_{2k}} \right) \quad (3)$$

$$\frac{d(M_s - M_z)}{dt} = +\gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_z - \left(\frac{1}{T_{10}} - \frac{1}{T_{1k}} \right) \times \left(\frac{M_x^2 + M_y^2}{2M_s} \right) - \frac{M_s - M_z}{T_{1k}} \quad (4)$$

Signalons tout de suite les points faibles de cette représentation.

— Les auteurs ne considèrent que le cas d'un échantillon de révolution autour de $\vec{Oz}$ pour pouvoir admettre que le mouvement de précession uniforme est circulaire. En réalité les deux choses ne sont pas liées. Pour un ellipsoïde quelconque, la précession est circulaire au voisinage de la résonance. Par contre, même pour un ellipsoïde de révolution, la précession n'est plus circulaire lorsqu'on s'éloigne de la résonance, sauf si l'excitation est faite en polarisation circulaire.

— Les auteurs se restreignent volontairement au cas où les processus de relaxation, mode uniforme $\rightarrow$ modes de spin, conservent la composante M_z , ce qui n'est vrai que pour les conditions d'amortissement étudiées par CLOGSTON [24].

— Finalement, les équations du mouvement ne sont pas établies véritablement d'une manière rigoureuse. On propose une forme qui est compatible avec les conditions obtenues. C'est qu'en effet, la théorie ne fournit pas une loi pour les composantes m_x et m_y , mais seulement pour la quantité $m_x^2 + m_y^2$.

b) Sans aucune hypothèse préalable, CALLEN cherche les composantes de $\vec{M}$ sur trois axes orthogonaux dont les directions sont définies par

$$\vec{M}, \vec{M} \wedge \vec{H}, \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H}).$$

. Il pose donc :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \alpha \vec{M} - \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H}) \quad (5)$$

ce qui est inattaquable du point de vue logique, les quantités α , γ , λ , étant des fonctions scalaires inconnues de M , H , ω , etc. Il faut bien remarquer que γ en particulier ne s'identifie pas avec le rapport gyromagnétique que CALLEN désigne par γ_0 . Le problème est d'identifier ces trois fonctions inconnues.

Soient n_0 le nombre de magnons de vecteur d'onde $k = 0$, n_k le nombre de magnons de vecteur d'onde k , $n' = \sum_{k \neq 0} n_k$ le nombre total de magnons de vecteur

d'onde $k \neq 0$. Sans difficulté, on obtient :

$$M = M_0 - n' \gamma_0 \hbar$$

et par suite :

$$\alpha = -\frac{\gamma_0}{M} \frac{dn'}{dt}$$

A partir de considérations énergétiques, et avec les notations :

$$\hbar = \frac{H}{4\pi M_0} \quad \omega_M = 4\pi M_0 \gamma_0$$

CALLEN obtient :

$$n_0 = \frac{2\pi M_x^2(h - N_z + N_x) + 2\pi M_y^2(h - N_z + N_y)}{\hbar \omega_M (h - N_z + N_x)^{\frac{1}{2}} (h - N_z + N_y)^{\frac{1}{2}}} \quad (6)$$

Si l'on considère alors un système en équilibre en présence d'un champ magnétique directeur, et que l'on modifie brutalement la direction de ce champ, la direction finale étant celle de l'axe $\vec{Oz}$, on déduit :

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dt} + \frac{2\gamma_0 \hbar dn'}{M dt} = 8\pi M^2 \lambda \times \frac{M_x^2[h - N_z + N_x]^2 + M_y^2[h - N_z + N_y]^2}{M_x^2[h - N_z + N_x] + M_y^2[h - N_z + N_y]} \quad (7)$$

d'où la valeur de λ . On voit que l'expression ainsi obtenue dépend explicitement de m_x et de m_y . Cette dépendance est interprétée par CALLEN comme une sorte de modulation du coefficient d'amortissement λ à une fréquence double de celle du mouvement de précession lorsque celle-ci n'est pas circulaire. Pour conserver le caractère linéaire des équations du mouvement, CALLEN est donc obligé d'utiliser une valeur moyenne. Il faut d'ailleurs ne pas oublier que dans la

représentation de CALLEN, le terme $\lambda \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})$ ne s'identifie pas avec le terme d'amortissement, mais représente la projection du mouvement sur l'axe

$\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})$. Une conséquence qui constitue un autre point faible de cette méthode est l'impossibilité de calculer la valeur de γ que l'on sait seulement être voisine de γ_0 .

Les quantités $\frac{dn_0}{dt}$ et $\frac{dn'}{dt}$ peuvent elles-mêmes être exprimées en fonction des probabilités de transition pour chaque processus. Ceux-ci étant complexes, il est nécessaire de faire intervenir une moyenne des probabilités de transition entre les magnons de vecteur d'onde $k \neq 0$ et les phonons. Une telle moyenne s'introduit d'ailleurs aussi naturellement dans le calcul de FLETCHER. Elle concerne les inverses des temps de relaxation correspondant aux mêmes transitions.

L'observation générale que l'on peut faire sur les équations ainsi obtenues est qu'elles ont une forme similaire à celles des équations formelles rappelées au début de cet exposé, tout au moins en ce qui concerne les composantes m_x et m_y . Elles mettent toutefois en évidence que l'amortissement dépend de la forme de l'échantillon, de son état de surface, entre autres facteurs. Elles font aussi ressortir la difficulté de traiter le cas d'une précession uniforme non circulaire.

6. Comparaison avec l'expérience

Pour rester sur un plan général, nous ferons cette comparaison sous forme de conditions à satisfaire. C'est-à-dire que nous rappellerons quelques caractères simples des résultats expérimentaux, et nous indiquerons dans quelle mesure ces caractères doivent être retrouvés dans les formules proposées.

a) CONDITION DE PRACHE

Afin de mieux faire ressortir les anomalies des courbes de susceptibilité complexe en fonction de la

fréquence, PRACHE a proposé [38] de représenter dans le plan complexe la quantité :

$$q' + jq'' = \frac{\chi_{st}}{\chi' - j\chi''}$$

en utilisant la fréquence comme paramètre, χ_{st} étant la susceptibilité en basse fréquence. Cette représentation a l'avantage de mettre en évidence un phénomène caractéristique.

Si l'on calcule les valeurs de q' et q'' à partir des formules proposées, on trouve pour q' une expression obligatoirement inférieure à 1. Par exemple, la formule de LANDAU-LIFSHITZ donne :

$$q' = 1 - \frac{x^2}{(1 + \lambda^2)^2 + \lambda^2 x^2}$$

$$\text{en posant } x = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$\text{avec } \omega_0 = \sqrt{(H_z - N_z M_z + N_x M_z)(H_z - N_z M_z + N_y M_z)}$$

Or les courbes expérimentales de q' présentent fréquemment des valeurs supérieures à 1 (fig. 13). Il semble donc y avoir un désaccord total. Cependant cette comparaison doit être faite avec quelques réserves. Il n'est légitime de chercher à appliquer une formule que si les hypothèses qu'elle suppose sont remplies. Or les courbes de dispersion de susceptibilité

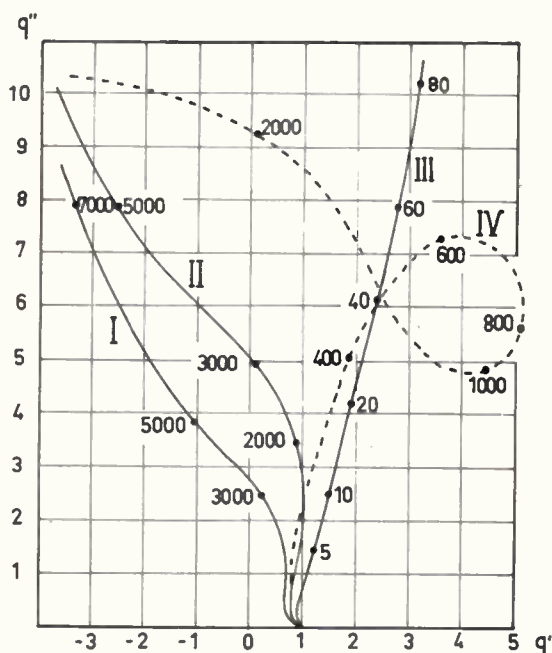


FIG. 13. — Valeurs expérimentales de l'inverse de la susceptibilité complexe des ferrites.

Courbe I — Ferrite de nickel $\chi_{st} = 4,8$

Courbe II — Ferrite de nickel $\chi_{st} = 13$

Courbe III — Ferrite de nickel-zinc $\chi_{st} = 925$

Courbe IV — Ferrite de magnésium $\chi_{st} = 18$

sont tracées sans champ continu. En l'absence de champ extérieur, on peut admettre que les différentes anisotropies présentes dans le matériau jouent un rôle directeur équivalent à celui d'un champ, mais on ne peut admettre que l'aimantation a une direction unique dans tout le volume du matériau, ce qui est supposé explicitement quand on applique les équations précédentes. De plus lorsqu'on est loin des conditions de la résonance gyromagnétique, le spectre de perméabilité peut être déformé par d'autres phénomènes se superposant à la résonance de spin.

Il est certain en particulier, qu'à champ nul ou faible, on doit tenir compte des actions mutuelles entre grains avec parois ou sans parois. Ces interactions sont susceptibles, ainsi que PRACHE l'a montré [39] d'expliquer les valeurs positives de q' observées expérimentalement.

b) CONDITION DE GILBERT

Elle concerne le temps de retournement de l'aimantation lorsqu'on applique un champ magnétique opposé à la direction primitive de l'aimantation. On conçoit facilement que ce temps de retournement soit infini lorsque l'amortissement est nul et lorsque l'amortissement est infini. Il doit donc logiquement exister une valeur de l'amortissement pour laquelle le temps de retournement de l'aimantation est minimal. L'équation représentant le mouvement doit traduire cette caractéristique. L'équation originale de LANDAU-LIFSHITZ ne remplissait pas cette condition, alors que l'équation modifiée de GILBERT y satisfait [40].

On doit cependant ne pas oublier que, s'il est souhaitable de trouver une équation représentant le

mouvement de $\vec{M}$ dans tous les cas, le but des formules proposées jusqu'à présent était plus modeste et se limitait à la représentation des mouvements d'amplitude suffisamment faible pour que les équations du mouvement puissent être linéarisées.

c) CONDITION DE BERTEAUD

Pour un amortissement très faible, la résonance apparente (maximum du rapport aimantation/champ HF non perturbé) a lieu pour la valeur H_z^a du champ directeur définie par la formule de KITTEL :

$$\omega = \gamma \sqrt{(H_z^a - N_z M_z + N_x M_z)(H_z^a - N_z M_z + N_y M_z)}$$

et la résonance intrinsèque (maximum du rapport aimantation/champ HF interne) doit se produire pour la valeur H_z^b du champ directeur définie par :

$$\omega = \gamma(H_z^b - N_z M_z)$$

Un amortissement notable ne devrait entraîner dans les deux cas qu'un léger déplacement du champ de résonance, de sorte que l'écart entre les valeurs expérimentales des champs de résonance apparente et intrinsèque devrait être sensiblement égal à la différence $H_z^b - H_z^a$.

En mesurant les composantes de la susceptibilité apparente, on peut calculer par des formules de transformation utilisant uniquement la définition des facteurs démagnétisants, les composantes de la susceptibilité intrinsèque. Les résultats expérimentaux dont on dispose actuellement [41, 42] montrent que l'accord entre l'expérience et la théorie n'est que rarement réalisé. Par exemple, pour les expériences de SPENCER, AULT, LE CRAW [41], l'aimantation M évaluée à partir des écarts expérimentaux précédents varie entre 1 700 Oe et 3 000 Oe. La résonance apparente de la sphère et la résonance intrinsèque du cylindre qui devraient avoir lieu pour le même champ se produisent respectivement à 3 320 Oe et 3 750 Oe.

Il faut toutefois souligner que dans le domaine des champs continus intéressant la résonance intrinsèque, les composantes de la susceptibilité apparente sont faibles, la mesure en est très délicate, et la précision finale sur la susceptibilité intrinsèque, après des calculs laborieux mettant en jeu des différences de termes voisins, est assez faible. Cependant, les incertitudes de mesure et de calcul ne sauraient expliquer les écarts observés. D'ailleurs BERTEAUD [43] a observé dans un cas particulier un accord satisfaisant entre la valeur théorique et la valeur expérimentale, ce qui montre que la méthode n'est pas en cause.

Signalons en passant que lorsque les premières mesures de susceptibilité intrinsèque furent faites, et dans l'état où était alors la théorie, il paraissait inexplicable d'obtenir des largeurs de raies différentes suivant la forme de l'échantillon. Cependant, ce résultat expérimental est tout à fait en accord avec les théories modernes de l'amortissement.

Mais le calcul de la susceptibilité intrinsèque est extrêmement long. L'étude des conditions de résonance intrinsèque a conduit BERTEAUD à faire la remarque suivante [43] :

On peut à partir des formules de transformation de la susceptibilité apparente en susceptibilité intrinsèque, formules qui ne mettent en jeu aucune hypothèse ni aucune représentation particulière, montrer que pour un échantillon sphérique, lorsque la résonance intrinsèque a lieu, la partie réelle de la susceptibilité apparente doit être voisine de 1,5 en polarisation rectiligne ou de 3 en polarisation circulaire (point P, figure 14). Or la résonance intrinsèque, dans la mesure où elle est réellement intrinsèque, c'est-à-dire indépendante de la forme de l'échantillon, devrait se produire pour un champ continu égal à :

$$H_z^b = \omega/\gamma + N_z M_z$$

La condition de BERTEAUD consiste donc à vérifier si pour cette valeur du champ continu, la courbe expérimentale de susceptibilité apparente passe au voisinage du point P. C'est en somme un procédé qui permet de localiser la résonance intrinsèque sans avoir besoin de calculer toute la courbe de susceptibilité intrinsèque.

Toutefois, la méthode de démonstration précédente comportant des approximations, nous avons cherché à préciser cette condition par une autre méthode [45].

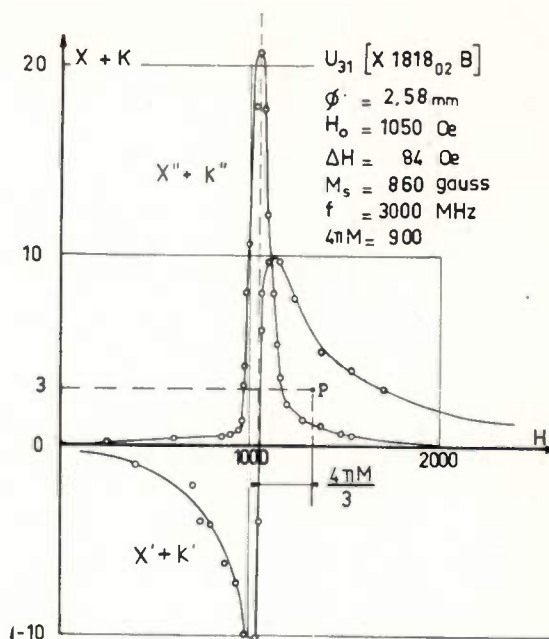


FIG. 14. — Susceptibilité du ferrite U_{31} en polarisation circulaire à 3 000 MHz (d'après DACHERT et SMOUCHKOVITCH). Le point P correspond à la valeur théorique de $X' + K'$ pour un amortissement nul.

Sur cette figure, $X' + K'$ représente la partie réelle de la susceptibilité apparente en polarisation circulaire.

On considère une représentation du mouvement de l'aimantation avec un terme d'amortissement quelconque. On constate facilement que, quelle que soit la nature de l'amortissement lorsque celui-ci tend vers zéro, et pour un champ continu égal au champ théorique H_z^b de résonance intrinsèque, la partie réelle de la susceptibilité apparente tend vers une valeur définie. Cette valeur limite a pour valeur exacte pour un échantillon sphérique :

$$3 \frac{\omega}{\gamma} + \frac{M}{3} \quad \text{en polarisation rectiligne}$$

et 3 en polarisation circulaire.

Si l'amortissement a une valeur notable, cela entraîne deux effets :

1° La courbe d'absorption, au lieu d'être infiniment étroite, présente une largeur ΔH finie.

2° Pour la valeur H_z^b du champ directeur, la susceptibilité apparente s'écarte de la valeur limite représentée par le point P.

Le terme d'amortissement doit donc expliquer simultanément ces deux effets, en grandeur, et aussi en signe pour le deuxième. Cette étude est facile à faire car elle ne nécessite que le tracé des courbes de susceptibilité apparente. On dispose ainsi d'un critère simple, valable dans tous les cas, et qui a l'avantage de concerner le voisinage immédiat de la résonance gyromagnétique.

c'est-à-dire qu'il y a peu de chances pour qu'un autre phénomène ait une influence notable.

Nous avons appliqué cette condition à une série de courbes expérimentales obtenues par DACHERT et SMOUCHKOVITCH [46]. On constate immédiatement que les valeurs expérimentales s'écartent beaucoup de la valeur théorique correspondant au point P , tantôt par défaut, tantôt par excès. Les écarts par défaut pourraient s'expliquer, au moins partiellement, dans le cadre des formules déjà citées. Mais ce n'est pas possible pour les écarts par excès, dont la figure 14 donne un exemple caractéristique. En effet, ces formules donnent toujours dans les cas pratiques une valeur inférieure à la valeur limite correspondant à un amortissement nul.

7. Modification de la formule de Bloembergen

Les données expérimentales ne sont donc pas en accord avec les formules proposées jusqu'à présent. Après examen de ces formules, qui sont compatibles avec l'idée de susceptibilité intrinsèque, et en cherchant la raison de cette particularité, nous avons été conduits à la réflexion suivante [47] [48] :

L'équation du phénomène mise sous la forme :

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{C} + \vec{A}$$

comprend deux termes où l'on fait intervenir le champ magnétique. Le premier $\vec{C}$ est un couple de la forme $\vec{M} \wedge \vec{H}$ ayant une existence réelle. H y représente effectivement le champ total agissant à l'instant considéré sur chaque moment élémentaire. Par contre, le deuxième terme traduit simplement la tendance de l'aimantation à retourner à sa position d'équilibre. Or la direction d'équilibre de l'aimantation à chaque instant n'est pas en général celle du champ actuel. Celui-ci comprend en effet le champ démagnétisant correspondant à la position actuelle de l'aimantation, alors que la direction d'équilibre de l'aimantation est celle du champ total en prenant comme champ démagnétisant celui qui correspond à la position d'équilibre de l'aimantation. Par exemple, il est bien évident que pour un échantillon sphérique isotrope soumis seulement à un champ continu, la direction d'équilibre de l'aimantation est celle de ce champ continu, alors que la formulation habituelle conduit à une direction d'équilibre variant continuellement avec la direction instantanée de l'aimantation.

En tenant compte de cette remarque, et puisqu'il est expérimentalement prouvé que l'amortissement du phénomène gyromagnétique fait intervenir l'existence de modes d'oscillation non uniformes [36], les équations du mouvement peuvent s'écrire, en utilisant un terme d'amortissement du type BLOCH-BLOEMBERGEN :

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = \alpha M_{x,y} - \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} + \frac{1}{T_2} \frac{M_z h_{x,y}}{(H_z - N_z M_z + N_{x,y} M_z)} \quad (8)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \alpha M_z - \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H})_z - \frac{M - M_z}{T_1} \quad (9)$$

Soient alors, suivant les notations de CALLEN [9] :
 n_0 le nombre de magnons de vecteur d'onde $k = 0$;
 n_k le nombre de magnons de vecteur d'onde k ;
 $n' = \sum_{k \neq 0} n_k$ le nombre total de magnons de vecteur d'onde $k \neq 0$;
 M_0 l'aimantation à saturation absolue ;
 M l'aimantation à l'échelle macroscopique.

On obtient immédiatement :

$$M = M_0 - n' \gamma h$$

et par suite :

$$\alpha = - \frac{\gamma h}{M} \frac{dn'}{dt}$$

Si l'on considère un système en équilibre en présence d'un champ magnétique directeur, et que l'on modifie brutalement la direction de ce champ, la direction finale étant celle de l'axe Oz , l'équation (8) s'écrit dans le nouvel état, en utilisant les notations de CALLEN :

$$h = \frac{H_z}{4\pi M_0} \quad \omega_M = 4\pi M_0 \gamma$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \alpha M_x - \omega_M M_y (h - N_z + N_y) - \frac{M_x}{T_2} \quad (10)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \alpha M_y + \omega_M M_x (h - N_z + N_x) - \frac{M_y}{T_2} \quad (11)$$

De (6), on déduit :

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{4\pi M_x \frac{dM_x}{dt} (h - N_z + N_x) + 4\pi M_y \frac{dM_y}{dt} (h - N_z + N_y)}{h \omega_M (h - N_z + N_x)^2 (h - N_z + N_y)^2} \quad (12)$$

La substitution de (10) et (11) dans (12) fournit alors l'expression très simple :

$$\frac{dn_0}{dt} = 2\alpha n_0 - \frac{2}{T_2} n_0$$

d'où finalement :

$$\frac{1}{T_2} = - \frac{\gamma h}{M} \frac{dn'}{dt} - \frac{1}{2n_0} \frac{dn_0}{dt} \quad (13)$$

Ainsi, l'utilisation de la notion de temps de relaxation permet d'obtenir pour $\frac{1}{T_2}$ une expression beaucoup plus simple que l'expression obtenue par CALLEN pour λ :

$$\frac{\left(\frac{1}{n_o} \frac{dn_o}{dt} + \frac{2\gamma h}{M} \frac{dn'}{dt}\right) [M_x^2(h - N_z + N_x) + M_y^2(h - N_z + N_y)]}{8\pi M^2 [M_x^2(h - N_z + N_x)^2 + M_y^2(h - N_z + N_y)^2]} \quad (14)$$

Cette expression de $\frac{1}{T_2}$ présente surtout l'avantage de ne pas dépendre explicitement des quantités M_x , M_y , N_x , N_y , ce qui conserve le caractère linéaire des équations. Il est bien entendu cependant que la valeur de $\frac{1}{T_2}$ elle-même peut dépendre de N_x et N_y par exemple, par l'intermédiaire de $\frac{dn'}{dt}$ et $\frac{dn_o}{dt}$ dont les expressions ont été données par CALLEN sous la forme :

$$\frac{dn_o}{dt} = -(\lambda_{o\sigma} + \lambda_{ok})n_o$$

$$\frac{dn'}{dt} = \lambda_{ok}n_o - \lambda_{k\sigma}(n' - n'_T)$$

$\lambda_{o\sigma}$, λ_{ok} , $\lambda_{k\sigma}$ sont respectivement les probabilités de destruction d'un magnon $k=0$ avec création d'un phonon, destruction d'un magnon $k=0$ avec création d'un magnon $k \neq 0$, et destruction d'un magnon $k \neq 0$ avec création d'un phonon. n'_T est le nombre de magnons $k \neq 0$ à l'équilibre à la température T .

En présence d'un champ HF, l'équation (8) du phénomène s'écrit dans le plan xoy :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \alpha M_x - \gamma M_y (H_z - N_z M_z + N_y M_z) \\ &+ \gamma M_z h_y - \frac{M_x}{T_2} + \frac{1}{T_2} \frac{M_z h_x}{(H_z - N_z M_z + N_x M_z)} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_y}{dt} &= \alpha M_y + \gamma M_x (H_z - N_z M_z + N_x M_z) \\ &- \gamma M_z h_x - \frac{M_y}{T_2} + \frac{1}{T_2} \frac{M_z h_y}{(H_z - N_z M_z + N_y M_z)} \end{aligned} \quad (16)$$

Ces formules sont à rapprocher des équations (3) et (4) obtenues par FLETCHER, LE CRAW et SPENCER. On remarque immédiatement que la différence essentielle est la présence du dernier terme dans les équations (15) et (16).

Les équations (3) et (4) ont été vérifiées expérimentalement d'une manière qui semble très concluante, mais en réalité, cette vérification expérimentale ne met pas en cause la validité des équations (15) et (16). En effet, elle est limitée à un intervalle de fréquence $\Delta\omega = \gamma\Delta H$, donc à la largeur à mi-hauteur du phénomène de résonance. Comme de plus, cette vérifi-

cation est faite sur des matériaux de ΔH inférieure à 4 Oe, la susceptibilité reste en valeur absolue supérieure dans tous les cas à ≈ 100 . Il est donc naturel que

dans cet intervalle, le terme $\frac{1}{T_2} \frac{M_z h_x}{(H_z - N_z M_z + N_x M_z)}$

reste négligeable devant le terme $\frac{M_x}{T_2}$. Mais, ainsi

que l'a fait remarquer BLOEMBERGEN [12], s'il est légitime de négliger h_x devant m_x au voisinage de la résonance, cela est discutable lorsqu'on s'éloigne des conditions de résonance.

Ainsi nous avons abouti à des formules qui ne sont plus compatibles avec la notion de susceptibilité intrinsèque, puisque ce n'est pas le même champ magnétique qui intervient dans le couple moteur et dans le terme d'amortissement. Cela explique que ces formules puissent satisfaire à la dernière condition mentionnée, et fournir pour la susceptibilité apparente, lorsqu'on tient compte de l'amortissement, des valeurs soit supérieures, soit inférieures à la valeur limite.

De toute façon, indépendamment du but recherché, la modification proposée paraît logique.

Conclusion

Bien que très schématique en ce qui concerne les connaissances les plus récemment acquises, cet exposé a pu montrer que de grands progrès avaient été faits en quelques années dans la compréhension des mécanismes d'amortissement de la résonance ferrimagnétique. Mais il résulte, aussi bien des travaux théoriques que des travaux expérimentaux, que les processus qui interviennent sont en général extrêmement nombreux et complexes. La représentation que l'on souhaite en donner par des équations linéaires se heurte, même pour de faibles niveaux d'excitation, à de grosses difficultés, particulièrement dans le cas où, en langage classique, on parle d'un mouvement non circulaire. Il est remarquable d'ailleurs de constater que même lorsque la description des phénomènes est faite sur les bases de la mécanique quantique, l'utilisation de la notion classique d'énergie paraît être le moyen le plus simple pour traiter le problème.

Etant donc donné, d'une part cette complexité, et d'autre part le fait que, suivant le domaine du spectre des modes non uniformes correspondant aux conditions de fonctionnement, on peut presque parler de discontinuités dans le comportement du matériau, il semble bien qu'on ne puisse prétendre obtenir une formulation rigoureuse qui, avec les mêmes coefficients, serait valable pour toutes les valeurs de champ magnétique et de fréquence, et toutes les conditions expérimentales. Mais on peut espérer que les progrès ultérieurs permettront d'aboutir à des représentations valables chacune dans un domaine et dans des conditions bien définies, et qui, si elles ne sont pas tout à fait rigoureuses, seront du moins suffisamment exactes pour être utilisables pratiquement avec une bonne approximation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] NÉEL L., *Ann. Inst. Polytech. Grenoble*, N° spécial Colloque C.N.R.S. Ondes hertziennes et Magnétisme (1953).
- [2] GLOBUS A., *C.R. Acad. Sci.* (1962), **255**, n° 10, 1709-11.
- [3] LANDAU L., LIFSHITZ E., *Phys. Zeits. d. Sowjetunion* (1935) **8**, 153-69.
- [4] KITTEL C., *Phys. Rev.* (1947), **71**, n° 4, 270-1.
- [5] KITTEL C., *Phys. Rev.* (1948), **73**, n° 2, 155-61.
- [6] YAGER W.A., BOZORTH R.M., *Phys. Rev.* (1947), **72**, n° 1, 80-1.
- [7] HOGAN C.L., *Bell S.T.J.* (1952), **31**, n° 1, 1-31.
- [8] HOGAN C.L., *Rev. Mod. Phys.* (1953), **25**, n° 1, 253-63.
- [9] CALLEN H.B., *J. Phys. Chem. Solids* (1958), **4**, n° 4, 256-70.
- [10] BLOEMBERGEN N., *Phys. Rev.* (1950), **78**, n° 5, 572-80.
- [11] BLOCH F., *Phys. Rev.* (1946), **70**, n° 7-8, 460-74.
- [12] BLOEMBERGEN N., *Proc. I.R.E.* (1956), **44**, n° 10, 1259-69.
- [13] GILBERT T.L., *Phys. Rev.* (1955), **100**, n° 4, 1243 A.
- [14] GILBERT T.L., KELLY J.M., *Proc. Conf. on Magnetism & Magnetic Materials*, Pittsburgh, (1955), 253-60.
- [15] FRENKEL J., *J. Phys. U.S.S.R.* (1945), **9**, n° 4, 299-304.
- [16] GALT J.K., *Phys. Rev.* (1950), **80**, n° 4, 744-8.
Phys. Rev. (1955), **99**, n° 4, 1203-10.
- [17] CLOGSTON A.M., *Bell S.T.J.* (1955), **34**, n° 4, 739-60.
- [18] AMENT W.S., RADO G.T., *Phys. Rev.* (1955), **97**, n° 6, 1558-66.
- [19] SCHLOMANN E., *Proc. Conf. on Magnetism & Magnetic Materials*, Boston, (1956), 600-9.
J. Phys. Chem. Solids (1958), **6**, n° 2/3, 242-56.
- [20] WADAS R., *J. Phys. Rad.* (1962), **23**, n° 8/9, 553-5.
- [21] VAN UITERT L.G., SWANEKAMP F.W., PREZIOSI S., *J. Amer. Ceram. Soc.* (1959), **42**, n° 10, 471-3.
- [22] SPENCER E.G., LE CRAW R.C., *Bull. Amer. Phys. Soc.* (27-1-60), **5**, n° 1, 58.
- [23] KITTEL C., ABRAHAMS E., *Rev. of Modern Phys.* (1953), **25**, n° 1, 233-8.
- [24] CLOGSTON A.M., SUHL H., WALKER L.R., ANDERSON P.W., *J. Phys. Chem. Solids*, (1956), **1**, n° 3, 129-36.
- [25] WALKER L.R., *Phys. Rev.* (1957), **105**, n° 2, 390-9.
- [26] ANDERSON P.W., SUHL H., *Phys. Rev.* (1955), **100**, n° 6, 1788-9.
- [27] GESCHWIND S., CLOGSTON A.M., *Phys. Rev.* (1957), **108**, n° 1, 49-53.
- [28] SPARKS M., LOUDON R., KITTEL C., *Phys. Rev.* (1961), **122**, n° 3, 791-803.
- [29] LE CRAW R.C., SPENCER E.G., PORTER C.S., *Phys. Rev.* (1958), **110**, n° 6, 1311-3.
- [30] SEIDEN P.E., *J. Phys. Chem. Solids* (1961), **17**, n° 3/4, 259-66.
Phys. Rev. (1961), **124**, n° 4, 1110-2.
- [31] SPARKS M., *Phys. Rev. Letters* (1962), **8**, n° 2, 54-5.
- [32] PINCUS P., SPARKS M., LE CRAW R.C., *Phys. Rev.* (1961), **124**, n° 4, 1015-8.
- [33] KASUYA T., LE CRAW R.C., *Phys. Rev. Letters* (1961), **6**, n° 5, 223-5.
- [34] WHITE R.L., SOLT I.H., *Phys. Rev.* (1956), **104**, n° 1, 56-62.
- [35] DILLON J.F. Jr., *Phys. Rev.* (1958), **112**, n° 1, 59-63.
J. Appl. Phys. (1960), **31**, n° 9, 1605-14.
- [36] FLETCHER R.C., LE CRAW R.C., SPENCER E.G., *Phys. Rev.* (1960), **117**, n° 4, 955-63.
- [37] BUFFLER C.R., *J. Appl. Phys.* (1959), **30**, n° 4, Suppl., 172S-5S.
- [38] PRACHE P.M., *Structures granulaires ferromagnétiques*, Dunod, (1957).
- [39] PRACHE P.M., *Bull. Sté Fse Electriciens*, (1959), **IX**, n° 102, 329-40.
- [40] KIKUCHI R., *J. Appl. Phys.* (1956), **27**, n° 11, 1352-7.
- [41] SPENCER E.G., AULT L.A., LE CRAW R.C., *Proc. I.R.E.* (1956), **44**, 1311-7.
- [42] VAUTIER R., BERTEAUD A.-J., *C.R. Acad. Sci.* (1960), **250**, 2527-9.
- [43] BERTEAUD A.-J., *J. Phys. Rad.* (1962), **23**, n° 8/9, 546-52.
- [44] BERTEAUD A.-J., *Thèse Ann. Télécom.* (Juil.-Août 61), **16**, n° 7/8, 163-88.
- [45] VAUTIER R., DORMANN J.-L., DUPLEX P., *J. Phys. Rad.* (à paraître).
- [46] DACHERT F., SCHMOUCHKOVITCH A., *J. Phys. Rad.* (1960), **21** Suppl., 57A-64A.
- [47] VAUTIER R., *C.R. Acad. Sci.* (1960), **250**, 3801-3.
- [48] VAUTIER R., *J. Phys. Soc. Japan* (Mars 62), **17**, Suppl. B-I, 416-9.

STRUCTURE ET ASPECT PHYSICO-CHIMIQUE DES FERRITES

PAR

M^{lle} J. COLLEU et J. MEXMAIN

Laboratoires Ferrites COPRIM (Evreux)

1. Introduction

L'avènement des ferrites dans l'électronique et dans l'électrotechnique date de la publication des travaux de SNOEK [1] et de son école. En 1946, alors que les alliages ferromagnétiques trouvent leur champ d'application dans le domaine des basses fréquences, les ferrites en raison de leur grande résistivité électrique, peuvent être utilisés aux fréquences élevées avec des pertes relativement faibles.

Les travaux du Professeur NEEL [2] après ceux de WEISS ont permis d'expliquer les propriétés magnétiques des ferrites : c'est la théorie du ferrimagnétisme qui a fait l'objet de nombreuses publications.

L'étude des ferrites présente un double aspect, physico-chimique d'une part, purement physique de l'autre. L'élaboration d'un ferrite utilise en partie les méthodes de la céramique traditionnelle ; par contre, la mesure des propriétés magnétiques met en œuvre des techniques électroniques.

Dans cet article, nous allons décrire le rôle du LABORATOIRE PHYSICO-CHIMIQUE dans l'étude, la mise au point et le contrôle des ferrites. Mais auparavant, nous allons revenir brièvement sur la classification de ces composés en fonction de leur structure.

2. Différentes classes de ferrites

Selon le point de vue, il est possible de classer les ferrites de diverses manières.

Pour l'utilisateur, la différenciation se fera par les propriétés magnétiques. Ainsi, nous avons les ferrites pour basses fréquences, pour moyennes fréquences, pour hautes fréquences, les ferrites à cycle d'hystérésis rectangulaire, les ferrites pour aimants permanents.

Pour le physico-chimiste, la classification se fera d'après la composition et la structure.

Les ferrites sont des composés d'oxydes métalliques dont l'oxyde de fer Fe_2O_3 est le principal constituant. La nature chimique des autres oxydes utilisés dépend de la structure que l'on désire obtenir ; il y a trois structures dans les ferrites :

- la structure spinelle
- la structure hexagonale
- la structure grenat.

Nous allons exposer ces différentes structures.

A) FERRITES A STRUCTURE SPINELLE

Les oxydes à structure spinelle sont des oxydes ferrimagnétiques, leur constituant principal est l'oxyde de fer Fe_2O_3 , les constituants secondaires pouvant être des oxydes de métaux de transition bivalents (MnO , NiO , ZnO , ...) ou trivalents (Al_2O_3 , Cr_2O_3 , ...).

Ces ferrites mixtes, de composition complexe satisfont à la formule générale ${}^{\text{I}}\text{M}' {}^{\text{II}}\text{M}_2 \text{O}_4$ et appartiennent au système cubique, M' et M'' pouvant représenter les cations bi, trivalents de nature différente mais dans les proportions telles qu'elles correspondent à la formule.

La maille cristalline élémentaire est constituée de 8 molécules, soit 32 atomes d'oxygène. Ces atomes forment un empilement cubique compact d'un facteur de remplissage 0,74. Cette maille est divisible en 8 cubes élémentaires. Dans un tel réseau, on observe deux sortes de sites : les sites octaédriques, qui occupent le centre d'un octaèdre d'oxygène, se distribuent au milieu des arêtes et au centre d'un cube élémentaire du réseau d'oxygène. Les sites tétraédriques, qui se confondent avec le centre d'un tétraèdre d'oxygène, occupent les centres des huit cubes en lesquels le cube élémentaire est lui-même divisible.

Sachant qu'il y a autant de sites octaédriques et deux fois plus de sites tétraédriques que d'atomes, on

obtient donc pour 32 atomes d'oxygène, 32 sites octaédriques et 64 sites tétraédriques. Dans la structure spinelle la moitié des sites octaédriques et seulement le huitième des sites tétraédriques sont occupés. Il est toutefois nécessaire de signaler la possibilité de deux types d'occupation des sites par les ions, si tous les ions bivalents occupent les sites tétraédriques et les ions trivalents les sites octaédriques, on a dans ce cas, une structure spinelle directe ; par contre, si les ions occupent indifféremment les sites, on obtient une structure spinelle inverse. Ce sont les ions eux-mêmes qui par leur configuration électronique et leur comportement dans le champ cristallin auront tendance à former des liaisons fortes plus particulièrement dans une forme de sites déterminée.

Pour simplifier la représentation de la maille cristalline de paramètre $2l$, nous l'avons divisée en huit cubes dits « élémentaires d'oxygène » de paramètre l (fig. 1).

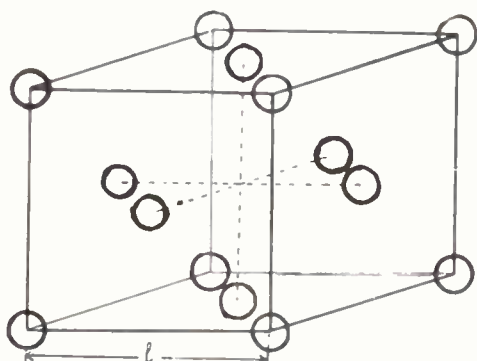


FIG. 1. — Réseau cubique faces centrées d'oxygène.

Pour la même raison, les ions d'oxygène seront omis sur les schémas ci-après. La figure 2 représente le motif spinelle et montre l'occupation des sites par les ions.

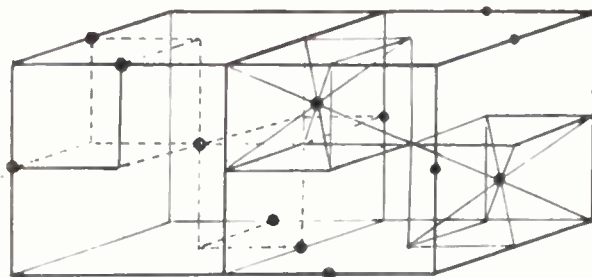


FIG. 2. — Motif de la structure spinelle.

Ce motif se répète suivant la figure 3. On peut remarquer que le motif est constitué de deux cubes élémentaires d'oxygène dont l'un (a) ne comporte aucun site tétraédrique occupé, ils se situent uniquement par paire dans les cubes (b) ils forment chacun respectivement un réseau cubique à faces centrées de paramètre $2l$ ce que montre la figure 3. Ces deux réseaux se déduisent l'un de l'autre par une translation de grandeur $\frac{l\sqrt{3}}{2}$ suivant la diagonale du cube élémentaire (b)

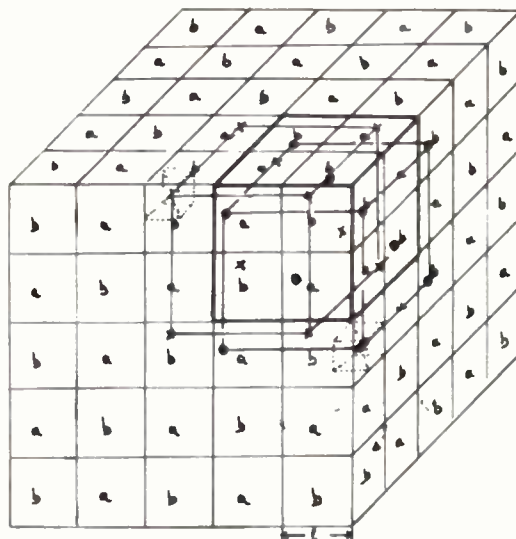


FIG. 3. — Symétrie de la structure spinelle.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré qu'une structure spinelle idéale sans tenir compte des déformations que subit nécessairement cette structure. En effet, considérons le réseau cubique à faces centrées d'oxygène, ce réseau étant compact, les différents ions, assimilés à des sphères, sont en contact, soit r le rayon de l'atome d'oxygène ($r = 1,32 \text{ \AA}$), l étant le paramètre du cube élémentaire

$$l = r\sqrt{2}$$

Calculons les rayons des lacunes disponibles.

Les sites octaédriques occupent le centre et le milieu des arêtes du cube. Sur l'arête

$$r_0 = l - r = r(\sqrt{2} - 1)$$

soit

$$r_0 = 0,546 \text{ \AA}$$

Les sites tétraédriques occupent les centres des huit cubes contenus dans le cube élémentaire

$$r_t = \frac{l\sqrt{3}}{2} - r = r\left(\frac{\sqrt{3}}{2} - 1\right)$$

soit

$$r_t = 0,297 \text{ \AA}$$

Les rayons des ions entrant dans la composition des ferrites, donnés par les tables de PAULING ou de GOLDSCHMIDT sont nettement supérieurs à ces valeurs. Ce sont les ions oxygène qui subissent de ce fait des déplacements au voisinage de ces sites, tout en gardant une symétrie cubique. Ce déplacement des ions oxygène se traduit par le paramètre u , ce que l'on peut déterminer en connaissant le rayon des ions ainsi que le paramètre $2l$ déterminé par une mesure de maille aux rayons X.

B) FERRITES A STRUCTURE HEXAGONALE

Cette deuxième classe de structure concerne une famille d'oxydes ferromagnétiques dont le type le plus connu est le ferrite de baryum $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ ou $\text{Ba Fe}_{12}\text{O}_{19}$.

La structure de $\text{Ba Fe}_{12}\text{O}_{19}$ est identique à celle de la magnétoplombite. La maille élémentaire contient deux molécules de $\text{Ba Fe}_{12}\text{O}_{19}$, elle est constituée de 10 couches d'oxygène contenant chacune 4 ions oxygène, l'un de ces derniers est remplacé par un ion baryum toutes les cinq couches. L'ion baryum est trop gros pour occuper un site entre les ions oxygène.

Les paramètres de la maille sont $a = 5,88 \text{ \AA}$ et $c = 23,2 \text{ \AA}$. Nous n'avons pas un empilement compact.

La maille peut être considérée comme un empilement de 4 motifs R , R' , S et S' . Les motifs R' et S' se déduisent de R et S par une rotation de 180° .

Les figures 4 et 5 représentent les motifs R et S , la figure 6 représente l'empilement des 4 motifs dans l'ordre $S R S' R'$.

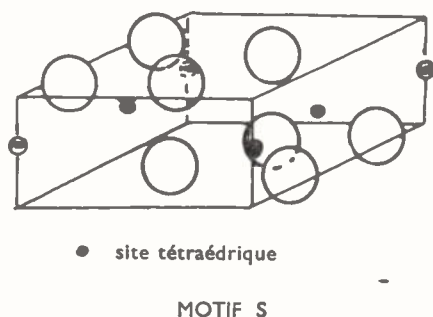


FIG. 4. — Motif S de la structure hexagonale.

Dans cette maille, nous retrouvons des sites tétraédriques et octaédriques, comme dans la structure spinelle mais nous avons en plus, des sites particuliers délimités par 5 ions oxygène formant une double pyramide à base triangulaire.

Les ions ferriques se trouvent dans ces trois types de sites, à raison de 4 sites tétraédriques, 4 sites octaédriques et 16 sites particuliers ; comme il y a 76 sites tétraédriques et 38 sites octaédriques disponibles, la structure hexagonale est loin d'être saturée. Les différents sites tétra et octaédriques sont déformés comme dans le cas de la structure spinelle.

Nous venons d'examiner la structure de $\text{Ba Fe}_{12}\text{O}_{19}$, mais l'ion baryum peut être remplacé par d'autres ions bivalents comme le strontium, le calcium, le plomb. Ces ions ont en effet, d'après GOLDSCHMIDT, des rayons voisins. Il est de même possible de remplacer les ions fer par d'autres ions trivalents (Al^{+++} par exemple) ou par un ensemble d'ions bivalents et tétravalents ; on peut ainsi avoir un composé chimique comme $\text{Ba Co}_3^{IV} \text{Ti}_3^{IV} \text{Fe}_{12} - 2 \delta \text{O}_{19}$.

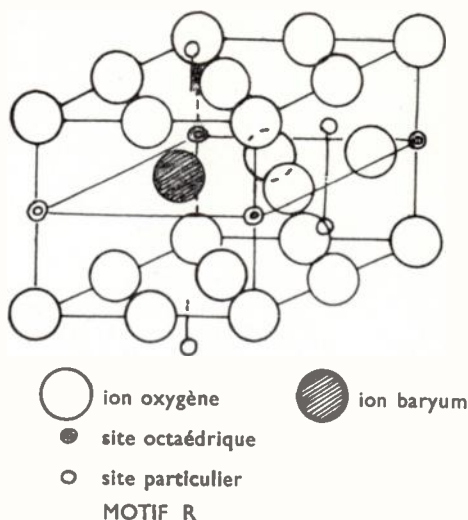


FIG. 5. — Motif R de la structure hexagonale.

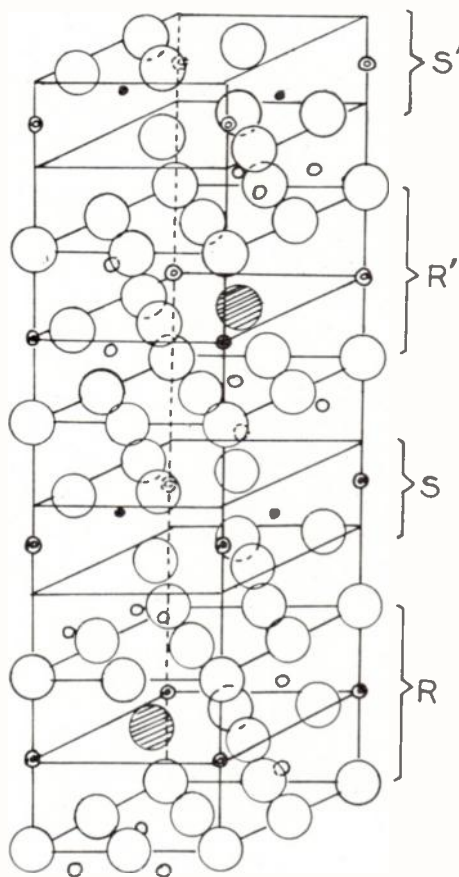


FIG. 6. — Maille élémentaire de la structure hexagonale.

C) FERRITES A STRUCTURE GRENAT

C'est la plus récente structure ferromagnétique, découverte en 1956 par BERTAUT et FORET, elle correspond à la formule $\text{M}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. L'ion fer est trivalent et M représente l'yttrium (Y^{3+}) ou un métal de valence trois dont le rayon ionique est très voisin de Y^{3+} .

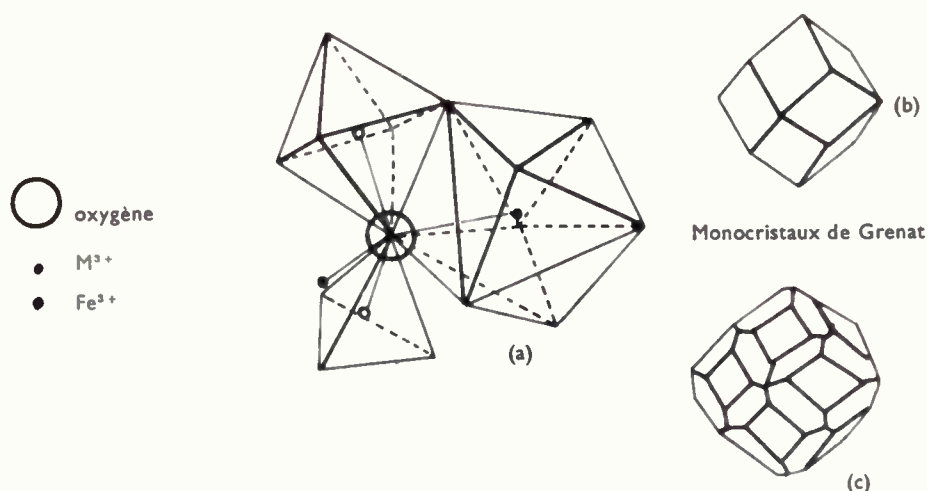


FIG. 7. — Structure grenat et monocristaux.

A notre connaissance, seules les terres rares et plus particulièrement la série des « terres yttriques » du prométhium, numéro atomique $z = 61$ au lutétium $z = 71$, satisfont à cette condition. Il est à remarquer que l'effet d'écran incomplet dû aux électrons $4f$, associé à l'augmentation de la charge du noyau en fonction du numéro atomique qui accroît également l'attraction sur les électrons externes, entraîne une contraction des orbitales électroniques donc une diminution du rayon ionique : c'est la contraction des lanthanides.

L'ordre de grandeur de ce phénomène est de 1 angström dans la série nous intéressant. Le rayon Y^{3+} ayant une valeur moyenne par rapport aux ions des terres yttriques, la variation de leurs rayons est de $\pm 0,05 \text{ \AA}$ par rapport à $r_{Y^{3+}}$. C'est ce phénomène qui permet d'avoir onze éléments susceptibles de remplacer Y^{3+} , le plus fréquent étant le gadolinium à partir duquel on a préparé le composé $Gd_3Fe_5O_{12}$.

Ces ferrites se classent dans l'holoédrie du système cubique tout comme les spinelles. Ils ont même structure que le grenat grossulaire ($Ca_3Al_2Si_3O_{12}$), c'est la plus complexe des trois structures exposées. La maille élémentaire contient 8 molécules soit 96 ions oxygène, 40 ions Fe^{3+} , 24 ions M^{3+} . Du fait de leur grosseur, les ions M^{3+} occupent le centre de lacunes particulières entourées de huit ions d'oxygène, la distance $M^{3+}-O^-$ pouvant avoir deux valeurs possibles 2,43 Å et 2,37 Å.

Vingt-quatre ions Fe^{3+} se trouvent dans des lacunes tétraédriques avec une distance $Fe^{3+}-O^{2-}$ de 1,88 Å et seize dans des lacunes octaédriques avec une distance $Fe^{3+}-O^{2-}$ de 2,00 Å. Chaque oxygène est commun à deux sites particuliers, un site tétraédrique et un octaédrique, donc lié à deux ions M^{3+} et deux ions Fe^{3+} . Le motif le plus simple de cette structure est représenté sur la figure 7a ; un seul ion oxygène a été représenté pour ne pas alourdir le schéma ; pour la même raison, le deuxième site particulier n'est représenté que par l'ion M^{3+} qui occupe son centre. On peut signaler que le magnétisme de ces composés est dû à ce que les ions Fe^{3+} n'apparaissent pas dans les lacunes particulières. Contrairement à la structure spinelle nous n'avons pas de réseau compact d'oxy-

gène et tous les sites tétraédriques et octaédriques de cette structure sont occupés.

On arrive à fabriquer des monocristaux de grenat dont la forme la plus simple est le dodécaèdre rhomboïdal (fig. 7b) mais on peut obtenir des faciès plus compliquées (fig. 7c) correspondant à des vitesses de croissance différentes des faces du cristal.

3. Détermination des caractéristiques cristallographiques

On dispose à cet effet d'un diffractomètre à rayons X (fig. 8). Cet appareil, dont le principe est basé sur

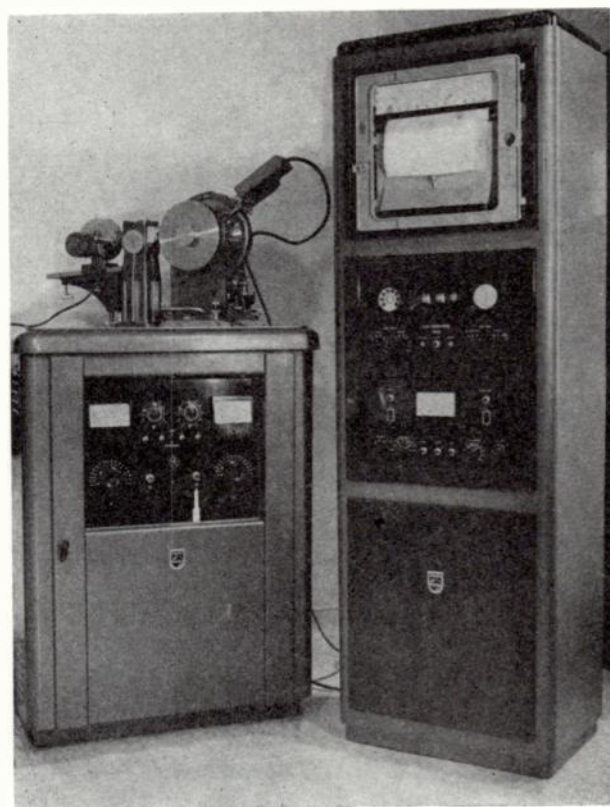


FIG. 8. — Diffractomètre.

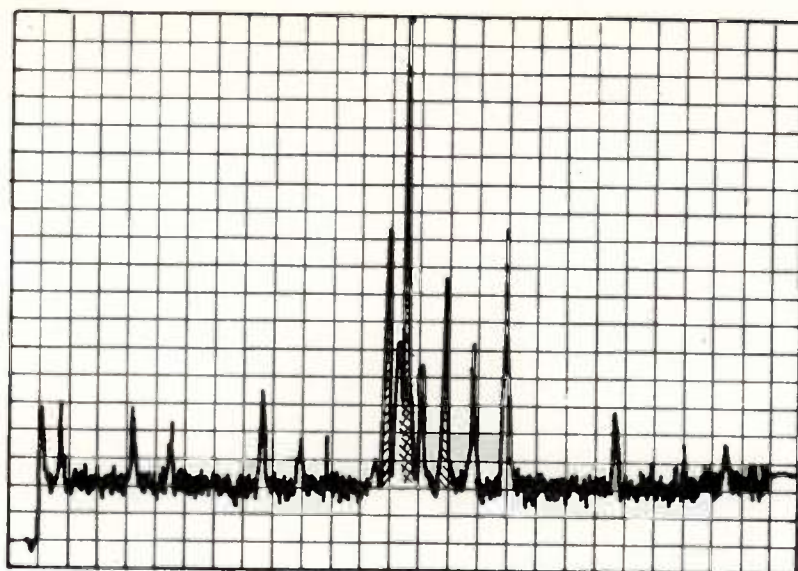


FIG. 9. — Diagramme R X d'identification des phases cristallines.

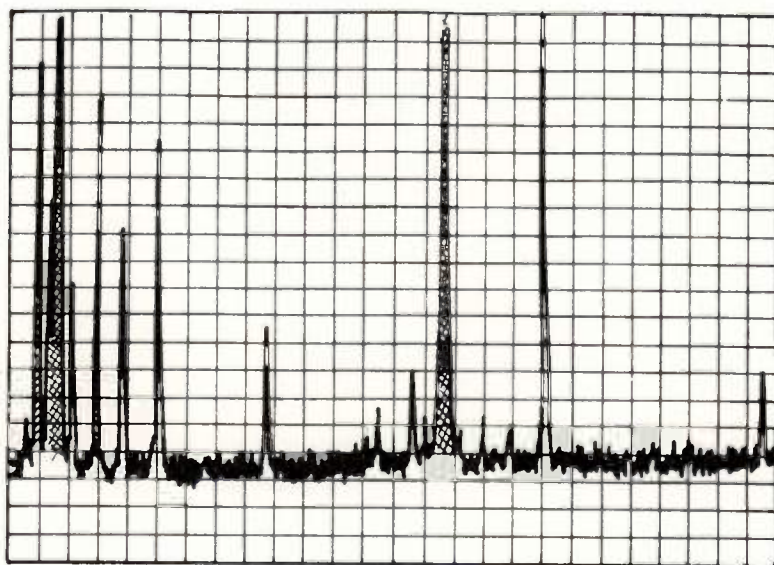


FIG. 10. — Variation de la structure décelée aux R X.



FIG. — 11. Diagramme Debye Scherrer.

la méthode des poudres permet d'obtenir deux sortes de résultats.¹ Par une méthode d'enregistrement rapide permettant une analyse semi-quantitative après étalonnage, on peut identifier les différentes phases cristallines en présence (fig. 9) dans un ferrite ou suivre l'évolution de la structure en fonction de différents

paramètres : la température, l'atmosphère (fig. 10). Par adaptation d'une chambre Debye et Scherrer, on peut déterminer les paramètres de la maille cristalline d'un ferrite donné (fig. 11) ou suivre la variation de ce paramètre en fonction par exemple de la variation de l'un des constituants.

4. Détermination des caractéristiques chimiques

Du point de vue chimique les ferrites présentent un double aspect; on différencie en effet les constituants principaux, des impuretés.

A — Pour l'analyse chimique des ferrites, le problème principal est la séparation des différents cations entrant dans leur composition de façon à obtenir une bonne précision. Il a été résolu par la mise au point d'une méthode simple, basée sur des échanges d'ions entre une solution et une résine organique. Le ferrite solubilisé par un acide est coulé sur cette résine qui est ici, une base forte type ammonium quaternaire $[-N-]^+OH^-$. Le mécanisme qui n'est qu'une réaction d'équilibre s'effectue en deux temps, tout d'abord fixation des cations grâce à l'attraction électrostatique exercée par les groupes fortement négatifs de la base puis élution des cations séparément par déplacements successifs de l'équilibre à l'aide de deux paramètres influençant ce dernier à savoir la concentration de la solution éluante et le volume nécessaire à cette élution. Les courbes d'élution des différents cations entrant dans la composition des ferrites, mises au point, permettent d'obtenir une très bonne séparation (exemple de séparation fig. 12). On pourrait aussi éluer à une concentration donnée et jouer uniquement sur le volume mais notre expérience en ce domaine montre un allongement inutile de l'analyse ainsi qu'une séparation plus ou moins bonne suivant les cations en présence.

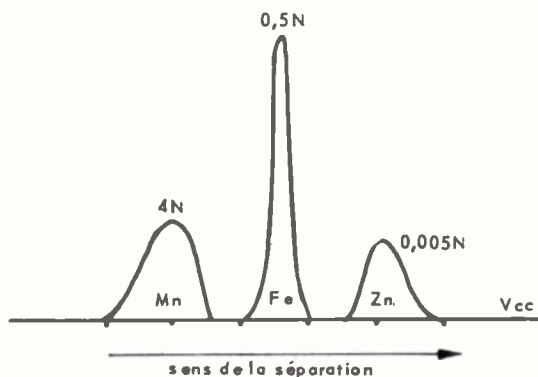


FIG. 12. — Exemple de séparation des constituants par résines échangeuses d'ions.

Les cations sont ensuite dosés séparément par une méthode classique de complexométrie. Cette séparation qui peut paraître longue est simple et donne la précision attendue pour l'analyse ($\leq 0,1$ mole/100).

Les ferrites nécessitent aussi des dosages d'oxygène sur produits finis par une méthode classique en atmosphère inerte.

B — L'obtention de ferrites de bonne qualité étant liée aux impuretés il est absolument indispensable de les détecter et de les doser aussi bien pour constater leur absence que leur présence, dans les matières premières et les produits finis. Nous disposons de quatre méthodes permettant des déterminations

qualitatives, semi quantitatives et quantitatives. A l'aide de l'appareil de fluorescence X, nous pouvons facilement et surtout rapidement faire une analyse qualitative des différents éléments sauf pour ceux dont le poids atomique est inférieur à celui de l'aluminium. Il est possible de les détecter quand même à condition de travailler sous vide de façon à éviter une trop grande absorption des rayons X. La substance à analyser est soumise à un rayonnement X d'énergie suffisante pour exciter le spectre X (plus simple que le spectre optique) caractéristique de l'élément étudié. L'exploration de ce spectre se faisant à l'aide d'un cristal auxiliaire. Les spectres X des différents éléments sont groupés dans des tables ce qui permet une détermination rapide des divers éléments en présence. La spectrophotométrie d'absorption est surtout utilisée pour doser les impuretés suivantes : Mn, Co, Fe, Ni. Après une mise au point soignée de la méthode et un bon étalonnage on peut obtenir des résultats quantitatifs. La spectrophotométrie de flamme, par contre, est surtout utilisée à la détermination semi quantitative des alcalins et alcalinoterreux. Un spectrographe d'émission nous permet de faire sur un corps nouveau une analyse quantitative sur toutes les impuretés contenues dans la matière.

Trois impuretés dont le dosage est essentiel sont encore dosées chimiquement par des méthodes classiques (SiO_2 — S — $SO_4^{=}$)

Voici quelques résultats des analyses d'impuretés :

oxyde de fer	0,015 % MnO	0,02 à 0,07 SiO_2
bioxyde de manganèse	0,4 à 1 % Fe_2O_3	1,1 à 2 % SiO_2
oxyde de nickel	0,7 à 0,08 % Co O	0,4 à 0,8 SiO_2
Ba CO_3	0,02 % S =	
Mn CO_3	0,05 SiO_2	0,04 $SO_4^{=}$

5. Détermination des caractéristiques physico chimiques

Nous venons d'examiner les différentes structures, leurs paramètres et les compositions des ferrites. La diversité des oxydes métalliques utilisés étant très grande l'origine et le comportement de ces matériaux détermineront les différents traitements dans l'élaboration des ferrites. La connaissance des propriétés des matières premières, est donc un facteur important, de conduite des opérations de fabrication. Les matières premières, outre les oxydes, peuvent être constituées par tous les composés métalliques donnant par décomposition thermique des oxydes, par exemple des nitrates, oxalates, carbonates...

Cette étude physico chimique des matières premières se compose de trois parties :

- A — étude dilatométrique
- B — une étude thermique
- C — une étude thermogravimétrique

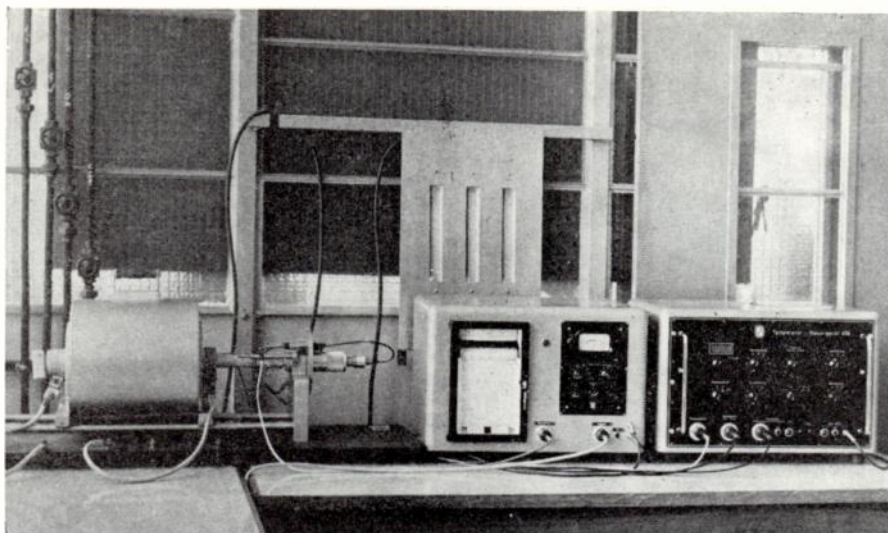


FIG. 13. — Dilatomètre.

A — ETUDE DILATOMÉTRIQUE

Le dilatomètre (fig. 13) qui a servi à cette étude est équipé d'un four dont l'élément chauffant en carbure de silicium permet d'atteindre facilement une température de 1 550 °C. L'élément principal de la tête électronique de l'appareil est un piston en alumine cristallisée muni à son extrémité d'un noyau plongeant dans une bobine, les variations de flux créées par le déplacement du support sont directement enregistrées en valeur absolue Δl . On peut enregistrer sur 120 mm un Δl de 10 μ à 10 000 μ . Il y a possibilité de travailler sous atmosphère contrôlée et sous vide. Le programmeur lui aussi électronique permet des cycles de température très variés. On dispose d'une gamme de montée en température de 0,1 — 0,2 — 2 — 5 — 10 — 20 — 100 °C/mm avec possibilité de paliers et de descentes programmées. La reproductibilité et la sensibilité de cet appareil est remarquable. Considérons les oxydes de même nature, définis par leur pureté chimique qui, quelle que soit leur provenance, est sensiblement la même, les oxydes utilisés dans les ferrites dans des conditions identiques donnent des résultats différents. On peut donc considérer l'intervention d'un nouveau facteur (ou plusieurs) d'ordre purement physique. C'est ce qui a été remarqué dans l'étude des courbes de retrait de différents oxydes.

La figure 14 montre les courbes relatives à trois oxydes de fer A, B, C de provenance différente mais de pureté identique. On voit nettement que ces trois oxydes sont différents, B et C se rapprochant le plus.

On peut considérer deux facteurs de différenciation, la température de début de retrait et la pente de la courbe par elle-même.

La dilatation très accentuée que l'on voit sur les courbes vers 1 300 °C est due à la transformation suivante :

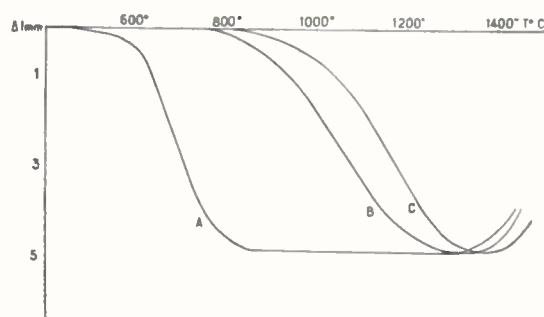
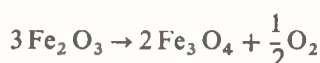


FIG. 14. — Courbes de retrait de Fe_2O_3 de provenances différentes.

Trois constatations confirment ce fait.

Le paramètre de la maille cristalline passe de 5,427 Å pour Fe_2O_3 qui est rhomboédrique à 8,394 Å pour Fe_3O_4 qui a la structure spinelle. Un analyseur d'oxygène (Kent) branché sur le dilatomètre a permis d'enregistrer ce départ d'oxygène. Une analyse thermique différentielle devait confirmer cette transformation.

Un autre exemple illustrant bien cette étude est celui de l'oxyde de nickel. L'échantillon de provenance β commence à prendre son retrait à très haute température et dans les conditions de frittage des ferrites a un retrait négligeable (fig. 15).

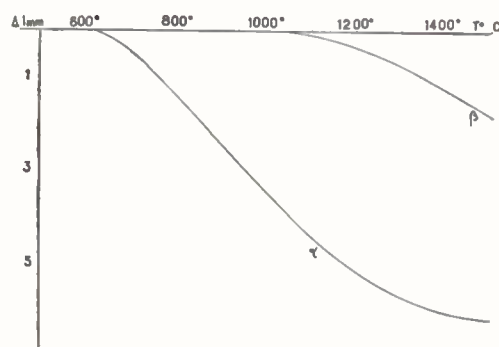


FIG. 15. — Courbes de retrait de NiO de provenances différentes.

On voit donc que suivant la provenance des matières premières on explique les différences de propriétés obtenues dans les ferrites.

B — ETUDE THERMIQUE

L'analyse thermique différentielle (figure 16) est équipée d'un four et d'un programmeur identiques à ceux du dilatomètre. L'enregistreur est photographique.

Nous disposons de deux têtes : la tête DDK, la moins sensible du fait de la position des couples à l'extérieur de la matière, la tête DTA ayant ses couples directement dans les produits.

On a pu étudier les décompositions de sels métal-

liques en oxydes tels que $\text{Ni}(\text{COO})_2$, MnCO_3 , ZnCO_3 , $\text{FeO}(\text{OH})$.

On peut déterminer les températures de décomposition, des transformations allotropiques ou des réactions. Un étalonnage préalable en température et en variation d'enthalpie à l'aide de quartz pur permet de faire des expériences semi quantitatives. Les figures 17, 18, 19 montrent les courbes relatives à la décomposition du MnCO_3 , ZnCO_3 , BaCO_3 . La figure 20 montre la transformation de Fe_2O_3 en Fe_3O_4 avec quartz incorporé au corps de référence ce qui, nous l'avons vu, confirme l'expérience dilatométrique.

Cette étude thermique des matières premières se fait en relation étroite avec l'étude thermogravimétrique exposée ci-dessous.

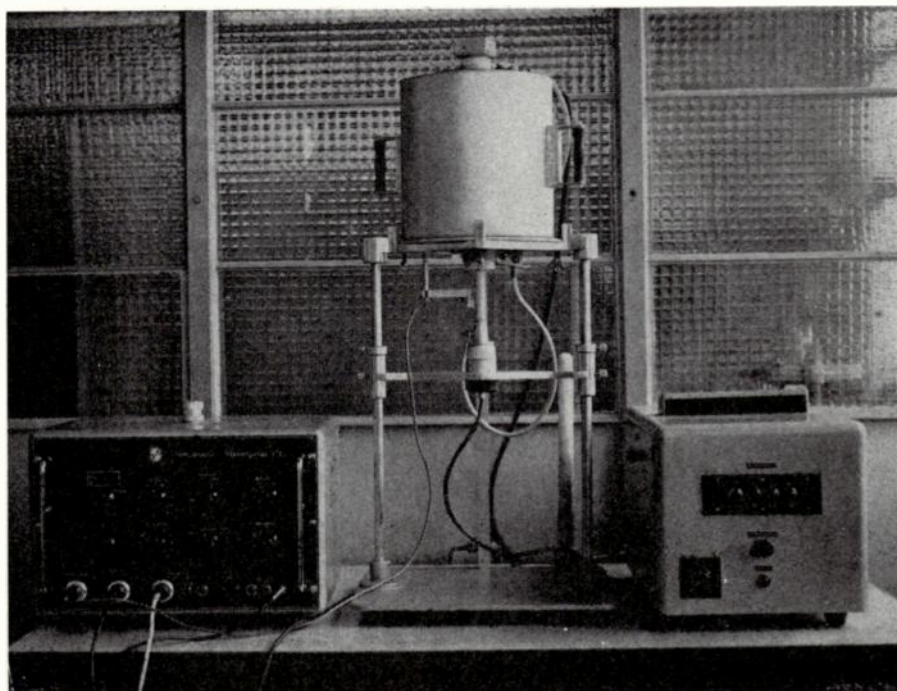


FIG. 16. — Analyse thermique différentielle.

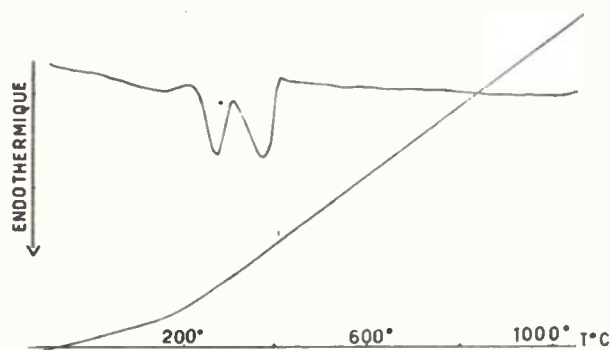


FIG. 17. — Décomposition de ZnCO_3 .

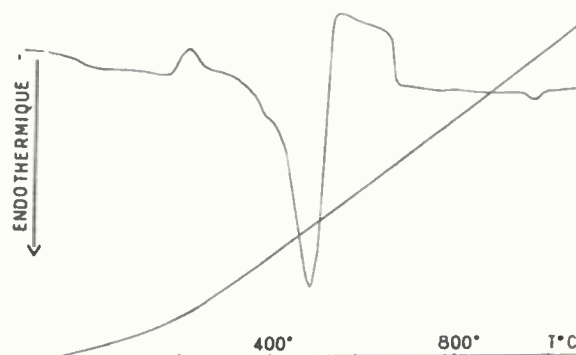
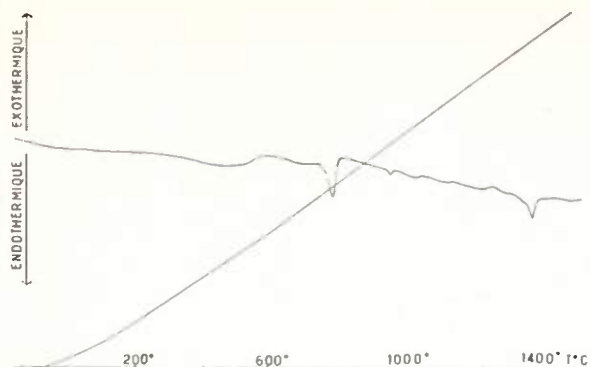
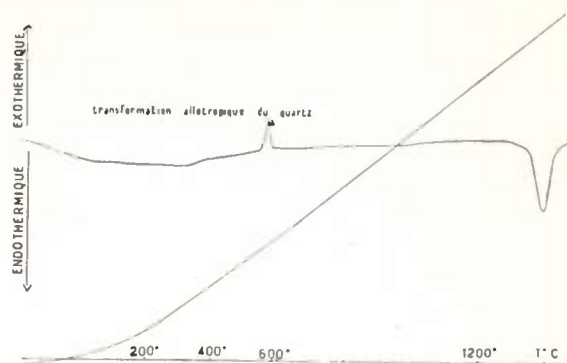


FIG. 18. — Décomposition MnCO_3 .

FIG. 19. — Décomposition Ba CO_3 .FIG. 20. — Transformation $\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4$.

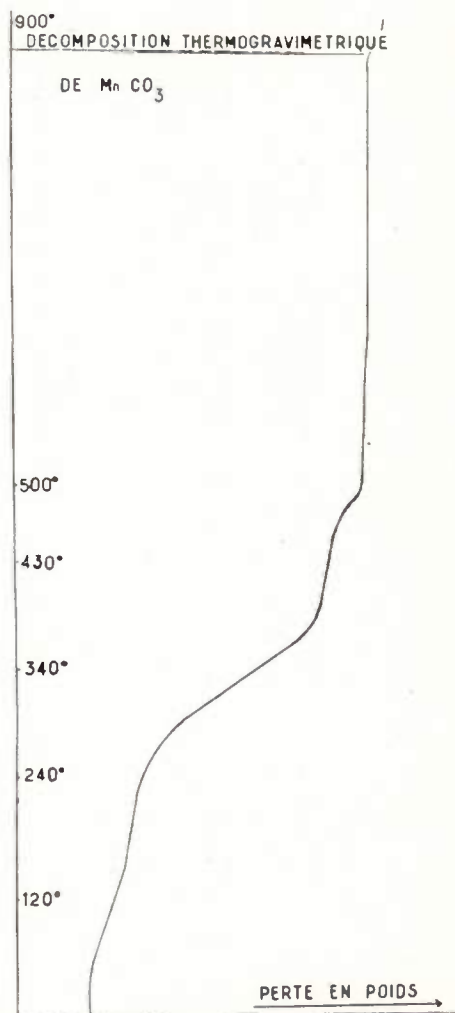
C — ETUDE THERMOGRAVIMÉTRIQUE

La thermobalance (figure 21), installée sur socle antivibratoire est accompagnée d'un enregistreur à deux voies. La voie variation de poids est à six sensibilités, le décalage de l'origine étant réglable indépendamment de la sensibilité, la voie température est aussi à six sensibilités : 1 — 2,5 — 5 — 10 — 25 — 50 mV. Le four de la thermobalance construit au laboratoire peut atteindre 1 450 °C avec une zone de chauffe homogène de 50 cm³; l'élément chauffant est en carbure de silicium. Un dispositif interne de chicane évite l'instabilité du fil de suspension due aux courants de convection. Il est possible de travailler en atmosphère contrôlée et sous vide.



FIG. 21. — Thermobalance.

Cet appareil nous permet de compléter l'étude thermique des composés par exemple (fig. 22) la décomposition de Mn CO_3 . Il nous est possible d'autre part de suivre les variations de poids que subissent les ferrites lors de leur frittage. Des études ont été faites aussi sur les décompositions des liants en fonction de l'atmosphère. Ces liants, composés organiques, ne jouent qu'un rôle technologique mais leur élimination pose un gros problème. Les qualités magnétiques et électriques des ferrites en dépendent.

FIG. 22. — Courbe de décomposition de Mn CO_3 .

6. L'élaboration des ferrites

La détermination des caractéristiques chimiques et physico-chimiques des matières premières et des ferrites eux-mêmes n'est pas suffisante pour mettre au point un nouveau matériau ; il est nécessaire de définir aussi la technologie à employer. C'est pour cette raison que le Laboratoire est équipé de moyens de mélange et de frittage. Ces deux opérations sont en effet les plus importantes.

a) LES MÉLANGES DES CONSTITUANTS

Plusieurs techniques peuvent être employées :

— Mélange mécanique

Il s'opère généralement dans des broyeurs à boulets en acier dur, afin d'introduire le minimum d'impuretés. L'homogénéisation peut se faire en milieu humide ou à sec et le temps nécessaire est très variable suivant les corps à mélanger : de 4 à 12 heures.

— Mélange chimique

Cette méthode consiste à précipiter simultanément les différents ions métalliques sous forme de sels qui donnent par décomposition chimique des oxydes. Exemple : précipitation d'hydroxyde et d'oxalate citée par G. ECONOMOS dans le Journal of American Ceramic Society de décembre 1959. Cette méthode donne un mélange plus intime que la première lorsque les conditions de précipitation sont bien déterminées : pH et concentration par exemple.

b) LE FRITTAGE

À l'origine, cette opération consistait à « cuire » sous pression par extension, on entend par frittage une « cuisson » de produits qui ont été préalablement mis en forme par matriçage. C'est ce dernier sens qui s'applique au ferrite. De toute façon, la température nécessaire à un bon frittage est très inférieure à la température de fusion du matériau utilisé.

Les fours utilisés pour les ferrites présentent les caractéristiques suivantes :

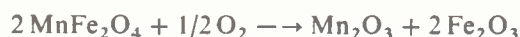
1) La température d'utilisation peut atteindre 1 500 °C avec une zone homogène en température ($\pm 3^\circ$) assez grande pour être certain que toute la partie de la pièce frittée soit à la même température. Une programmation souple permet des gradients de montée ou des descentes en température très variés.

2) Grande étanchéité de façon à pouvoir opérer sous atmosphère contrôlée et suivant des programmes déterminés à l'avance.

C'est pour ces raisons que nous utilisons des fours électriques, leurs éléments de chauffe pouvant être constitués d'un enroulement de platine ou d'une résistance en super kanthal ou carbure de silicium.

C'est pendant le frittage que se forme le ferrite et qu'il se densifie. La pression partielle d'oxygène est un facteur très important pour l'obtention d'un ferrite de bonne qualité et elle dépend beaucoup du matériau fabriqué.

Ainsi, un ferrite de baryum sera fritté dans l'air tandis qu'un ferrite manganèse-zinc exigera un refroidissement sous atmosphère neutre afin d'éviter la réaction de décomposition



En général, les ferrites ayant un excès de Fe_2O_3 doivent être refroidis en atmosphère neutre, pour qu'une partie de ce fer reste trivalent.

La figure 23 donne un exemple de frittage pour un ferrite manganèse-zinc. La densification en cours de frittage est très importante. Elle correspond à un retrait linéaire moyen de 22 %. D'autre part, au cours de cette densification, nous avons un grossissement des ferrites dont la valeur a une influence directe sur les qualités magnétiques du produit. Par exemple, la perméabilité du ferrite Ni-Zn répondant à la formule $\text{Zn}_{2,5} \text{Ni}_{2,5} \text{Fe}_2\text{O}_4$ est maximum pour des cristaux d'une grosseur moyenne de l'ordre de 6 μ .

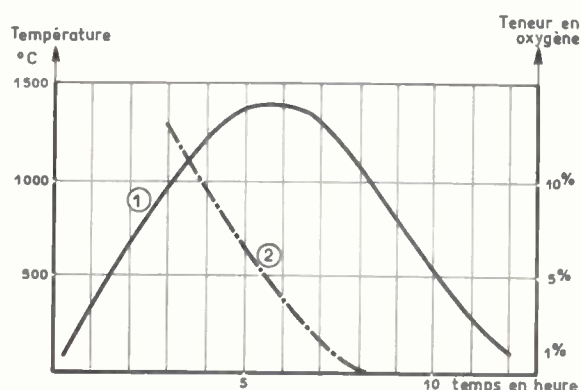


FIG. 23. — Courbe de frittage d'un ferrite Mn-Zn.

7. Mesures magnétiques sur les ferrites

Le développement ou l'amélioration d'un matériau magnétique ne serait pas terminé si les mesures magnétiques ne complétaient pas les mesures physico-chimiques, puisque l'on doit aboutir à des caractéristiques magnéto-électriques supérieures.

Ces mesures sont effectuées sur des tores de section carrée ou rectangulaire ; elles concernent la perméabilité, les différentes pertes (totales, résiduelles, par hystérésis), les cycles d'hystérésis, l'aimantation à saturation, la désaccommodation, le coefficient de température et le point de curie.

Nous ne nous étendrons pas sur ce sujet qui a fait l'objet de nombreuses publications et qui est hors du but que nous nous étions fixé.

Conclusion

Cet exposé nécessairement bref des techniques utilisées au Laboratoire de Recherches et d'Applications sur les ferrites, fait ressortir la multiplicité des moyens à mettre en œuvre dans l'étude de ces matériaux. Grâce à ces moyens, il nous est possible d'essayer de donner une explication aux différents phénomènes physico-chimiques que nous avons pu observer dans les ferrites et qui nous permettront d'améliorer les produits actuels ou de présenter de nouveaux matériaux.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SNOEK J.L. — « New development in ferromagnetic materials » *Elsevier Publishing* New-York Amsterdam 1947.
 - [2] NEEL — *Annales de Physique* 3, 137-138, 1948. « Propriétés magnétiques des ferrites : ferrimagnétisme et anti-ferromagnétisme ».
 - [3] Les Ferrites de Smit et Wijn.
 - [4] Oxide Magnetic Materials STANDLEY.
 - [5] Theory and Applications of Ferrites SOOHOO.
 - [6] GORTER E.W. — « Saturation, magnetization and crystals chemistry of ferrites magnetic oxides ». *Philips Research Report* 9, 295-320, 321-365, 403-443, 1954.
 - [7] GUILLAUD. — « Properties of Mn-Zn Ferrites and the Physical Processes governing them ». *Proc. IEE* 104 B, 165-173, 1957.
 - [8] GUILLAUD. — « Propriétés magnétiques des ferrites ». *Journal de Physique et de Radium*, 1951.
-

COMPORTEMENT DES CIRCUITS MAGNÉTIQUES EN FERRITE DOUX

PAR

M. PARENT

*Chef du Laboratoire Applications Ferrites
Société COPRIM (Evreux)*

1. Généralités sur les propriétés des ferrites

1.1. INTRODUCTION

Les ferrites sont des céramiques d'oxydes métalliques complexes obtenues par frittage à très haute température. Les principaux oxydes utilisés sont ceux des métaux divalents ou trivalents tels que Fe Ni Mn Zn Mg Cu Cd Co; ils sont généralement mélangés, pressés et frittés dans des conditions bien définies fonctions des caractéristiques du matériau à obtenir.

Les avantages principaux des ferrites doux, variables, avec leur composition, résident essentiellement dans leur haute perméabilité, leur forte résistivité et leurs pertes par hystérésis relativement réduites. Ils constituent donc par excellence l'élément de base nécessaire à la réalisation de circuits magnétiques devant fonctionner en haute fréquence. Il est d'ailleurs assez délicat de fixer de façon précise les limites de la plage de fréquence couverte par les différentes variétés de ferrites ; en effet, vers les basses fréquences on a souvent intérêt à adopter des circuits en alliages métalliques présentant de plus fortes perméabilités et de plus grandes inductions de saturation ; par contre, vers les hautes fréquences, les ferrites sont encore couramment utilisables à plusieurs centaines de mégahertz.

Les ferrites doux sont également très employés dans les techniques UHF, notamment pour la réalisation d'isolateurs et de circulateurs dans les guides d'ondes ; les phénomènes mis en jeu dans ces utilisations particulières sont fondamentalement différents des phénomènes ferromagnétiques classiques et nous ne les mentionnons que pour mémoire, l'étude des circuits à très haute fréquence sortant du cadre de cet article.

1.2. CARACTÉRISTIQUES ET PROPRIÉTÉS PRINCIPALES DES FERRITES DOUX

1.2.1. Perméabilités

— La perméabilité initiale μ_i est définie par le rapport B/H mesuré en courant alternatif basse fréquence sur un anneau toroidal préalablement désaimanté. Les valeurs de H doivent être suffisamment petites pour que l'on puisse assimiler la courbe de première aimantation à sa tangente à l'origine.

— La perméabilité d'amplitude doit être introduite dès que le champ H devient important ; cette nouvelle perméabilité μ_a est définie par le rapport B_{mx}/H_{mx} . Elle varie d'une façon assez complexe, fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ H ; elle présente toujours un maximum, supérieur à μ_i , pour des valeurs de H légèrement inférieures au champ de saturation ; au delà de ce point, μ_a décroît rapidement.

— La perméabilité différentielle ou réversible μ_r est la perméabilité mesurée sous une polarisation magnétique continue H_0 . Elle est fonction décroissante de H_0 et sa valeur maximale ($H_0 = 0$) est évidemment confondue avec la perméabilité initiale.

En pratique, pour la réalisation de self-inductances devant travailler à faible niveau d'induction, seule la perméabilité initiale μ_i sera prise en considération. Toutefois la perméabilité réversible μ_r est très intéressante quand on doit utiliser ces inductances dans un circuit comportant une composante continue.

En principe, le fabricant de ferrites ne fournit dans son catalogue, que les valeurs de μ_i . Pour les nuances de ferrites fabriquées par COPRIM, ces valeurs

sont comprises entre 6 500 (FXC 3E2) et 7 (FXC 4F). Les courbes de la figure 1 donnent, à titre d'exemple, les variations de μ_a et de μ_r pour le Ferroxcube 3H1 ($\mu_i = 2\,300$).

et les variations relatives de μ' sous l'action d'une variation de température (ou de tout autre cause agissant sur μ_i) sont μ_i/μ' fois plus faibles que les variations relatives de μ_i . On a donc :

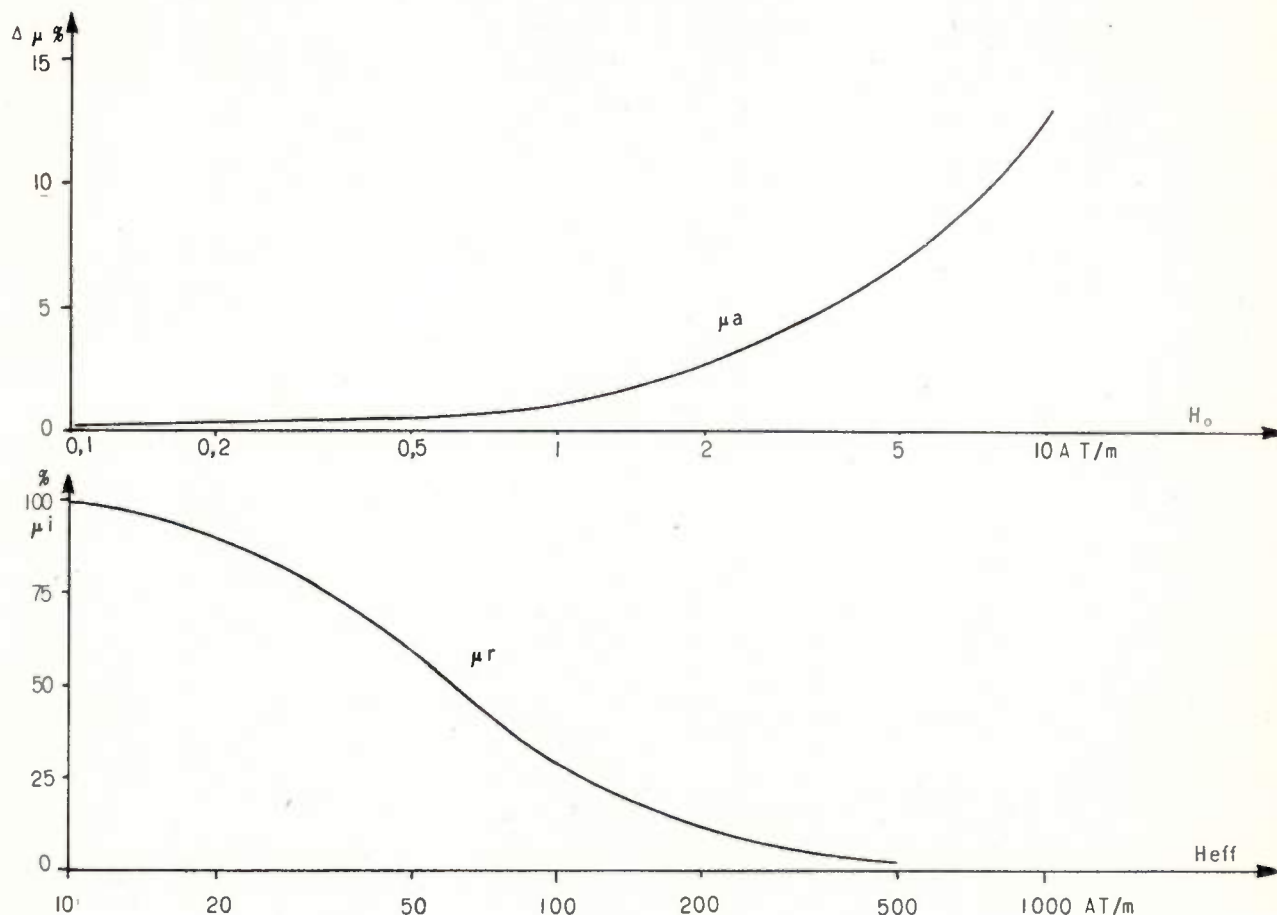


FIG. 1. — Variation de la perméabilité d'amplitude et de la perméabilité réversible pour le matériau 3 H 1

1.2.2. Coefficient de température. Point de Curie

La perméabilité μ_i est généralement une fonction croissante de la température jusqu'au point de Curie T_c ; au delà μ_i décroît rapidement. Cependant, dans de faibles plages de température ($0^\circ + 70^\circ\text{C}$), on peut obtenir pour certains matériaux des valeurs de μ_i sensiblement indépendantes de la température.

La façon qui semble la plus logique pour expliciter les variations de $\mu_i = f(T)$ en fonction de la température consiste à définir, dans une plage limitée, une expression de la forme

$$\frac{1}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{dT}$$

Or, si dans un circuit magnétique en matériau de perméabilité μ_i on pratique un entrefer, la perméabilité effective μ' est nécessairement inférieure à μ_i

$$\frac{d\mu'}{\mu'} = \frac{\mu'}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{\mu_i}$$

ou

$$\frac{d\mu'}{\mu' dT} = \mu' \frac{d\mu_i}{\mu_i^2 dT}$$

Il est donc beaucoup plus pratique d'adopter comme définition du coefficient de température du matériau

l'expression $\frac{d\mu_i}{\mu_i^2 dT}$ généralement donnée en $10^{-6}/^\circ\text{C}$.

Pour les matériaux à coefficient de température garantis, voisins de zéro, les valeurs maximales admissibles sont très faibles, $\pm 0,6 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ par exemple pour le FXC 3B7 dans la plage $+20^\circ + 70^\circ\text{C}$. Au contraire certains matériaux, comme le FXC 4F, présentent des coefficients de température très élevés ($+35 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$). Le point de Curie est normalement compris entre 120° et 600°C .

1.2.3. Résistivité

Ayant une structure s'écartant de la structure ionique, les ferrites présentent une haute résistivité et les courants de Foucault n'ont alors que peu d'importance. Il n'est donc pas nécessaire de fractionner ou de feuilletter les circuits magnétiques qui peuvent être pressés directement ou taillés dans la masse par usinage.

Les valeurs minimales des résistivités mesurées en courant continu sont comprises entre 0.2 et 1 000 Ω/m . Il est important de noter que pour les matériaux à résistivité relativement faible (FXC 3), la fréquence a une influence non négligeable ; en effet ce ferrite présente une grande constante diélectrique, associée à un facteur de perte élevé, ce qui se traduit en pratique par une diminution apparente de la résistivité lorsque la fréquence augmente (fig. 2).

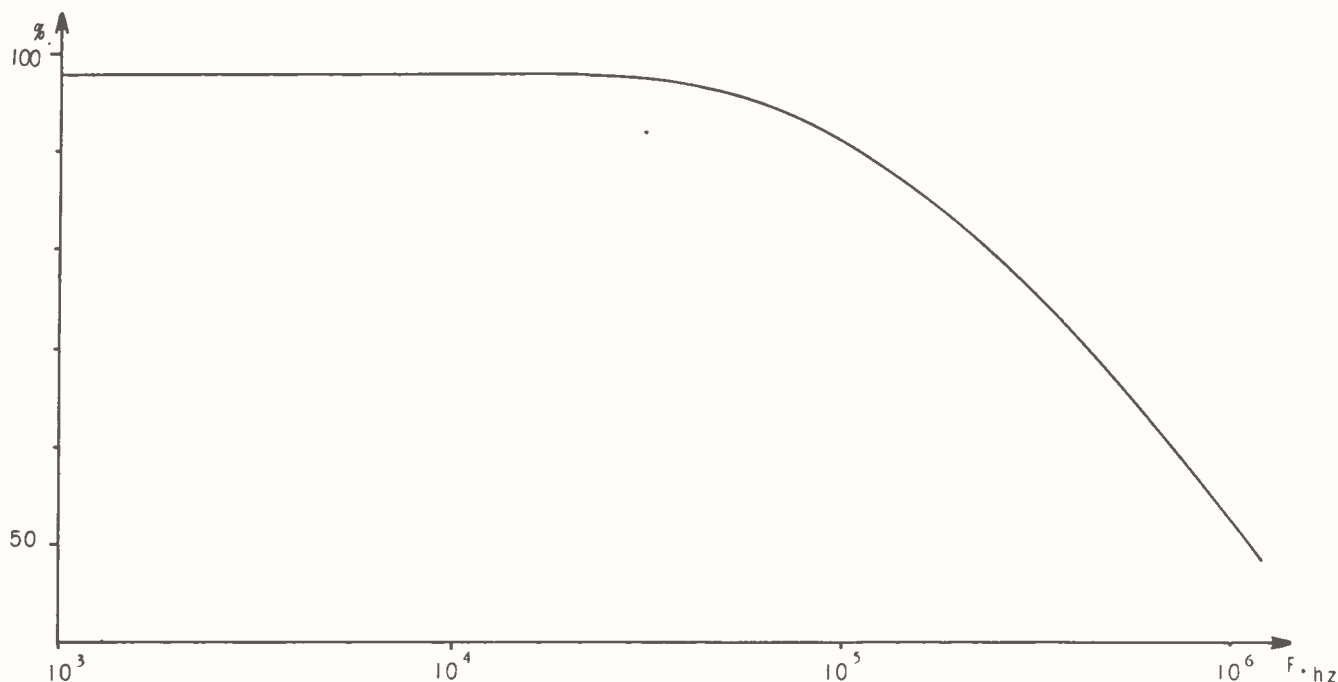


FIG. 2. — Variation de la résistivité du Ferroxcube 3 avec la fréquence.

1.2.4. Induction de saturation — Pertes par hystérésis

Contrairement aux matériaux ferromagnétiques métalliques, le ferrite présente une induction de saturation peu élevée, généralement inférieure à 0,4 Wb/m². En outre une élévation de température de 80 °C au-dessus de l'ambiante peut se traduire par une diminution de l'induction de saturation dans des proportions atteignant parfois 50 %. Nous n'insisterons pas sur ces phénomènes qui ne présentent pas de grands inconvénients dans la plupart des applications pratiques, sauf quand se pose le problème des transformateurs de puissance soumis à de hautes inductions et travaillant donc à température élevée.

Les pertes par hystérésis, proportionnelles à l'aire du cycle, sont très variables d'une nuance de ferrite

à l'autre, mais elles restent généralement faibles. Les cycles d'hystérésis d'aire maximale, c'est-à-dire correspondant à une large saturation du matériau, ont comme caractéristiques principales :

- Une induction de saturation B_{sat} de 0,15 à 0,4 Wb/m²
- Une induction rémanente B_r de 0,1 à 0,2 Wb/m²
- Un champ de saturation H_{sat} de 160 à 16 000 AT/m
- Un champ coercitif H_c de 10 à 1 600 AT/m.

Pour exprimer les pertes par hystérésis du matériau, on utilise deux méthodes différentes, suivant le niveau d'induction auquel on se place.

a) Pour les faibles inductions (jusqu'à $5 \cdot 10^{-3}$ Wb/m², on admet que le matériau suit approximativement la loi de Rayleigh :

$$B = (\mu_i + 2 \nu \hat{H})H + \nu(\hat{H}^2 - H^2)$$

où $\hat{H}$ est la valeur crête du champ magnétisant et ν une constante propre au matériau caractérisant ses pertes par hystérésis.

En calculant, par intégration, la surface du cycle, on peut ainsi obtenir, compte tenu de la fréquence f à laquelle on travaille et du volume V de ferrite utilisé, une expression des pertes à faible niveau d'induction. On traduit l'existence de ces pertes en plaçant en série avec le bobinage de mesure une résistance R_h telle que

$$R_h I_{\text{eff}}^2 = f V \int_{\text{cycle}} H \cdot dB \cdot 10^{-7}$$

Pour des raisons pratiques on donne rarement la valeur de la constante de Rayleigh ; on préfère lui substituer une autre grandeur caractéristique obtenue directement par des mesures simples, le facteur d'hystérésis q_2 .

Physiquement, il représente « l'augmentation des pertes avec l'induction » et sa mesure est effectuée à 800 Hz :

$$\Delta R_h = q_2 \Delta I_{\text{eff}} L^{3/2}$$

Si la fréquence est différente de 800 Hz, on a bien évidemment :

$$\Delta R_h = \frac{q_2 f}{800} \Delta I_{\text{eff}} L^{3/2}$$

Mais la valeur de q_2 dépend, pour un matériau donné, du volume effectif et de la perméabilité effective μ' de l'échantillon. Aussi, a-t-on choisi arbitrairement une valeur particulière du q_2 , le $q_{2(24-100)}$ mesuré sur un circuit magnétique de section constante, présentant un volume de 24 cm³ et une perméabilité effective de 100. Dans ces conditions, le facteur q_2 peut être calculé pour un cas quelconque :

$$q_2 = q_{2(24-100)} \left(\frac{\mu'}{100} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{24}{V}} 10^{-3}$$

et donc

$$\Delta R_h = q_{2(24-100)} \left(\frac{\mu'}{100} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{24}{V}} \frac{f}{800} L^{3/2} \Delta I_{\text{eff}} 10^{-3}$$

Nota : Le $q_{2(24-100)}$ est généralement donné en $\Omega/H^{3/2}/\text{mA}$ et il convient alors d'exprimer I_{eff} en mA.

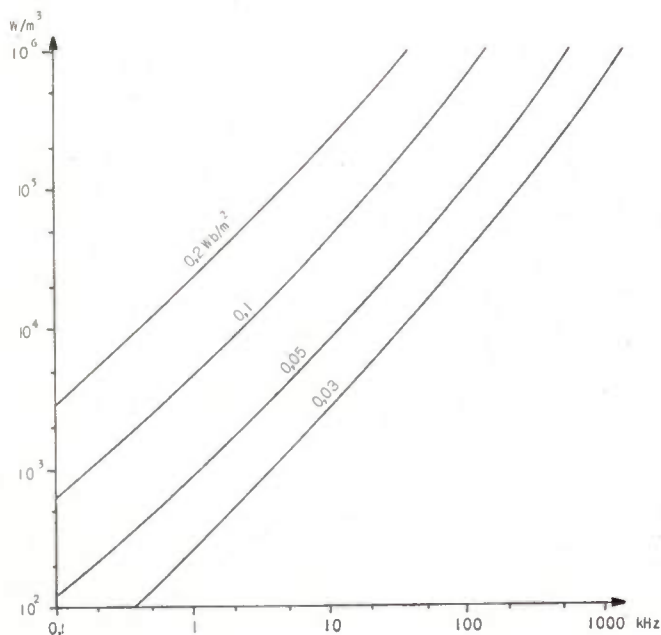


FIG. 3. — Pertes par hystérésis du Ferroxcube 3 B aux fortes inductions.

b) Pour les fortes inductions, la loi de Rayleigh n'est absolument plus valable et seuls des résultats expérimentaux peuvent rendre compte des phénomènes réels. Les pertes par hystérésis sont alors fournies par des graphiques gradués en watts/m³ en fonction de la fréquence, à différents niveaux d'induction (fig. 3). On admet en général comme puissance maximale environ 10⁵ W/m³ pour rester dans des domaines utilisables sans échauffement prohibitif.

1.2.5. Pertes résiduelles

Si on effectue une mesure de pertes sur une bobine à noyau toroidal en ferrite, on obtient un facteur de pertes $\text{tg } \delta$ qui est à la fois fonction de la fréquence et de l'induction. Lorsque l'induction tend vers zéro, on constate que les pertes ne s'annulent pas mais gardent une valeur bien définie qu'on appelle pertes résiduelles dont l'origine est assez mal connue.

Pour caractériser un matériau, on rapporte ses pertes résiduelles à la perméabilité unité en donnant la valeur de l'expression

$$\frac{\text{tg } \delta}{\mu_i}$$

Comme il n'est évidemment pas possible de faire des mesures à champ nul on procède par extrapolation en partant de mesures de pertes à champs faibles décroissants.

L'expression $\text{tg } \delta/\mu_i$ est toujours une fonction croissante de la fréquence et c'est presque uniquement l'augmentation rapide de ces pertes qui limite la fréquence maximale pratique d'utilisation d'un type de ferrite, du moins tant que l'on s'efforce d'obtenir des coefficients de surtension élevés.

De plus un accroissement de la température augmente les pertes résiduelles surtout pour les matériaux à forte perméabilité initiale.

Les pertes du matériau se traduisent par l'apparition d'une résistance R' en série avec les bobinages de mesure et l'impédance totale est alors, en négligeant les pertes dues au bobinage lui-même :

$$Z = R' + jL\omega \quad \text{avec} \quad \text{tg } \delta = \frac{R'}{L\omega}$$

On peut rendre compte de ce phénomène en adoptant, à la place de la perméabilité classique μ_i une perméabilité complexe de la forme

$$\mu = \mu_a - j\mu_b$$

Les courbes de la figure 4 donnent une vue d'ensemble des pertes résiduelles des principales nuances de ferroxcube.

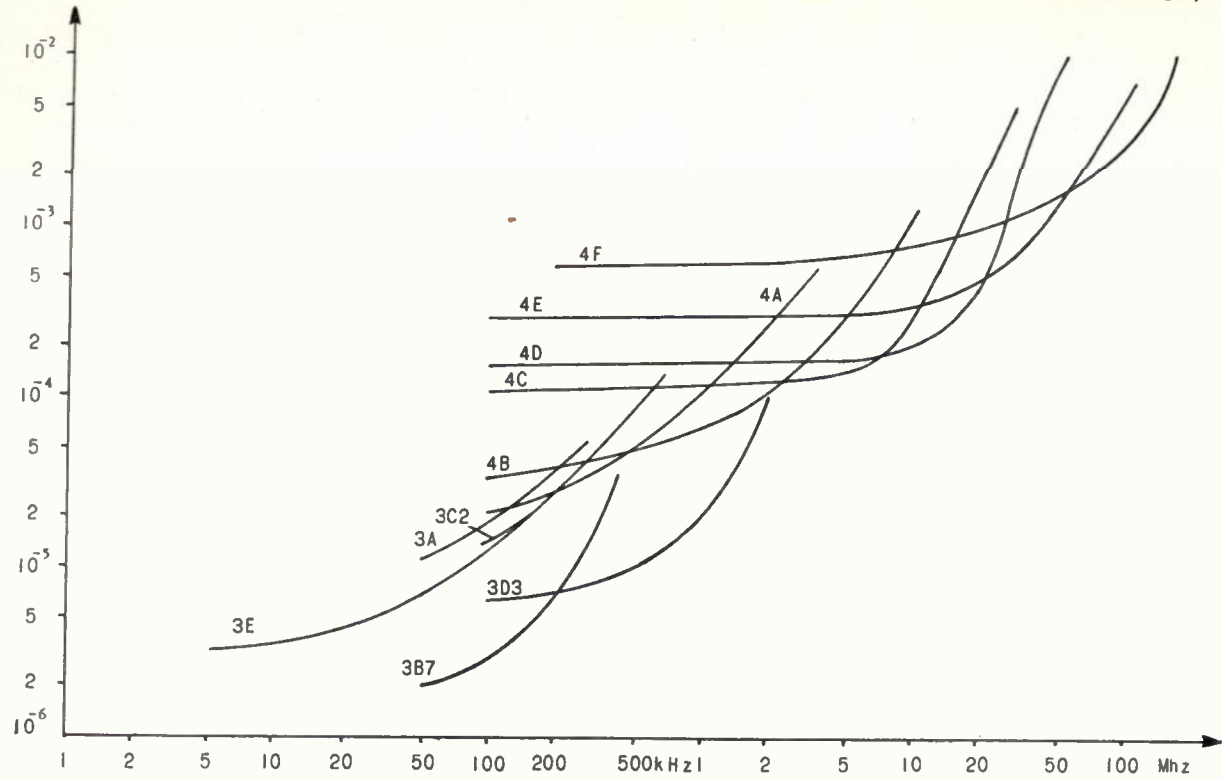


FIG. 4. — Pertes résiduelles de différentes variétés de Ferroxcube 3 et 4

FXC	μ à 20°C ± 20 %	Bsat à 800 AT/m Wb/m ²	H coercitif AT/m	T° curie °C	$\Delta \mu$ 20°C à $\mu^2 \Delta T$ 50°C + 10 ⁻⁶	q_2 (24-100) $\Omega/H^{3/2}/mA$	ρ à 20°C Ω/m	Pertes résiduelles maximales $tg \delta/\mu \cdot 10^{-6}$				
								4	100	250	500	1000 kHz
3A	1400 ± 15 %	0,35	16	140	4,5	> 12	0,2	7	18	27		
3B2	900	0,40	24	150	2		0,8					
3B3	900	0,40	24	150	2		1,2					
3B4	900	0,40	24	150	4		0,2					
3B6	900			140	2		0,2					
3B7	2300	0,34		170	$\pm 0,6 (\frac{20}{70}^\circ C)$	1,8	0,8	1	5			
3C1	900 ± 25 %	0,35	32	150		3	0,6	à 85°C	9	15	14	30
3C2	1100	0,35	32	150	4,5		0,8					
3C4	2350 sous 0,1 Wb/m ²	0,35		150	4,5		0,6					
3D3	750			150	2 ($\frac{+20}{70}^\circ C$)		1,5					
3E1	2700	0,35		125	4		0,3					
3H1	2300	0,35		170	$\pm 0,6 (\frac{+20}{70}^\circ C)$ $\pm 1,8 (\frac{70}{70}^\circ C)$	1,8	1	1	5		90	
4A	600		32	125	6		10 ³	Voir les courbes de la figure 4				
4B	250		112	250	8		10 ³					
4C	125		320	350	12		10 ³					
4D	50		560	400	15		10 ³					
4E	15		1100	500	15		10 ³					
4F	7	0,21 sous 160000 AT/m		600	35		10 ³					
							10 ³					

FIG. 5. — Tableau des caractéristiques des principales nuances de Ferroxcube 3 et 4.

1.2.6. Magnétostriction

Le phénomène de magnétostriction n'intéresse normalement pas l'utilisateur de ferrites, sauf dans quelques cas particuliers. Toutefois, si on envisage de réaliser des réglages de circuits magnétiques par action d'un champ continu de polarisation, les phénomènes de magnétostriction peuvent introduire des inconvénients assez gênants.

En effet la contraction du matériau sous l'action d'un champ magnétique est d'autant plus marquée qu'on est proche de la saturation. Si par suite d'un réglage magnétique on se trouve placé dans de telles conditions, le circuit peut entrer en résonance mécanique et présenter de ce fait de fortes absorptions d'énergie à des fréquences harmoniques de sa fréquence fondamentale d'oscillation mécanique. Ces absorptions sont analogues à celles que l'on obtiendrait en couplant, de façon lâche, le circuit de mesure à un circuit oscillant extérieur présentant un très grand coefficient de surtension, de l'ordre de plusieurs milliers.

Le tableau de la figure 5 donne les caractéristiques principales des ferroxcube 3 et 4.

2. Principales caractéristiques des circuits magnétiques en ferrite doux

2.1. RAPPEL DE QUELQUES DÉFINITIONS

2.1.1. Réductance. Volume effectif. Tore équivalent

Un circuit magnétique fermé, sans entrefer, est parfaitement défini si l'on connaît :

- le matériau qui le constitue
- sa réductance mécanique
- son volume magnétique effectif.

La réductance est définie par la somme $\sum \frac{l_i}{s_i}$ étendue à l'ensemble, l_i étant la longueur de la portion de circuit de section constante s_i normale aux lignes de force.

Le volume magnétique effectif est défini par le rapport :

$$V = \frac{\left(\sum \frac{l_i}{s_i}\right)^3}{\left(\sum \frac{l_i}{s_i^2}\right)^2}$$

Il peut être inférieur au volume géométrique réel, mais il est le seul valable pour le calcul des pertes par hystérésis.

On peut également définir un tore équivalent au circuit magnétique, présentant donc la même réductance et le même volume effectif ; si s et l sont la section et la longueur moyenne de ce tore, nous

devons avoir :

$$V = sl \quad \text{et} \quad \frac{l}{s} = \sum \frac{l_i}{s_i}$$

La notion de tore équivalent est extrêmement pratique lorsque l'on désire effectuer des calculs sur un circuit magnétique de forme compliquée, tel qu'un pot.

2.1.2. Entrefer. Perméabilité effective

Si dans un circuit magnétique, que nous assimilons à son tore équivalent on pratique un entrefer de longueur ε , petite devant la longueur moyenne l du tore, la réductance magnétique devient :

$$\frac{1}{\mu} \frac{l}{s} + \frac{\varepsilon}{s} \quad \text{ou} \quad \frac{l}{s} \left(\frac{1}{\mu} + \frac{\varepsilon}{l} \right)$$

et tout se passe comme si l'on avait un nouveau circuit sans entrefer, de mêmes caractéristiques mécaniques, mais constitué d'un matériau de perméabilité μ' inférieur à μ telle que

$$\mu' = \mu \frac{1}{1 + \mu \frac{\varepsilon}{l}}$$

(voir figure 6)

μ' est appelée la perméabilité effective du circuit. Pour introduire cette perméabilité, nous avons volontairement négligé l'épanouissement du champ au voisinage de l'entrefer ; pour en tenir compte, il suffirait d'affecter le rapport ε/l d'un coefficient de dispersion k inférieur à l'unité, ce qui tendrait à augmenter la valeur de μ' .

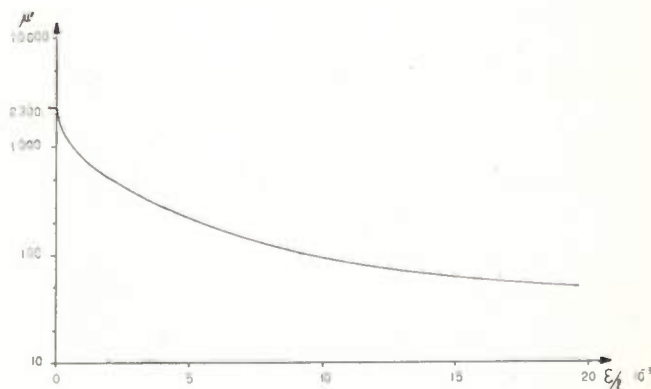


FIG. 6. — Variation de la perméabilité effective avec le rapport ε/l pour le 3 H 1.

2.2. RÉALISATION DE SELF-INDUCTIONS — INDUCTANCE SPÉCIFIQUE

Si sur un circuit magnétique de perméabilité effective μ' , on bobine n spires de fil, la self-induction obtenue a théoriquement pour valeur

$$L = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{n^2 \mu'}{\sum \frac{l}{s}}$$

Cette expression n'est valable que si l'on admet un couplage parfait entre spires, ce qui suppose que tout le flux magnétique est entièrement canalisé par le matériau ; l'approximation est bonne pour les ferrites à haute perméabilité, du moins tant que l'entrefer est petit devant les dimensions du circuit. S'il en est autrement, il s'avère indispensable de corriger la valeur de L par un facteur déterminé expérimentalement.

Pour l'utilisateur, la formule ci-dessus présente l'inconvénient de nécessiter la connaissance de la perméabilité effective μ' et de la réluctance mécanique $\sum \frac{l}{s}$; l'une sans l'autre n'a aucune signification pratique. Très souvent le fabricant de circuits magnétiques donne directement le rapport :

$$\frac{4\pi\mu'}{\sum \frac{l}{s}} 10^2$$

appelé inductance spécifique et généralement désigné par le symbole A_L .

Dans ces conditions

$$L = A_L n^2 10^{-9}$$

où L est en henry et A_L en nanohenry par spire

On peut également écrire $A_L = c \mu'$

où

$$c = \frac{400 \pi}{\sum \frac{l}{s}}$$

est une caractéristique dimensionnelle du circuit magnétique considéré ; c est homogène à une longueur.

Enfin, il existe une troisième façon de définir un circuit magnétique ; elle consiste à donner le nombre de spires α nécessaire à la réalisation d'une self-induction de 1 mH.

On a alors

$$L = \left(\frac{n}{\alpha}\right)^2 10^{-3} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{10^3}{\sqrt{L}}$$

2.3. ETALONNAGE DES CIRCUITS MAGNÉTIQUES

La plupart des circuits magnétiques de formes compliquées ne peuvent être, pour des raisons technologiques, réalisés en une seule pièce. On fabrique donc séparément les différents éléments qu'il suffit ensuite d'assembler, soit par collage, soit par simple pression mécanique. Il est bien évident que dans ces conditions l'étalonnage d'un circuit magnétique, c'est-à-dire la valeur finale de sa perméabilité effective ou de son inductance spécifique, est fonction de différents paramètres plus ou moins importants, principalement dus :

- à la dispersion sur la perméabilité μ du matériau
- aux tolérances mécaniques des pièces pressées ou usinées
- au mode d'assemblage de ces pièces

2.3.1. Tolérance sur la perméabilité du matériau

Tous les ferrites classiques sont soumis à des tolérances de fabrication autorisant des dispersions de la perméabilité de $\pm 20 \%$. Or nous avons vu que la perméabilité effective d'un circuit est donnée par

$$\mu' = \mu \frac{1}{1 + \mu \frac{e}{l}}$$

donc

$$\frac{d\mu'}{d\mu} = \frac{1}{\left(1 + \mu \frac{e}{l}\right)}$$

soit

$$\frac{d\mu'}{d\mu} = \left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2$$

ou

$$\frac{d\mu'}{\mu'} = \frac{\mu'}{\mu} \frac{d\mu}{\mu}$$

On retrouve donc sur la pièce finale une dispersion de la perméabilité effective qui est proportionnelle à la dispersion de la perméabilité du matériau, mais atténuée dans le rapport μ'/μ . Ainsi un circuit magnétique réalisé en matériau de perméabilité 2 000, mais comportant un entrefer abaissant la valeur de la perméabilité effective à 100 aura une tolérance de $\pm 1 \%$ seulement.

2.3.2. Tolérance mécanique des pièces

Ces tolérances, dues au mode de fabrication des pièces et principalement au frittage qui provoque des retraits importants, n'ont généralement pas de grande influence sur les circuits comportant un entrefer. Par contre il faut absolument tenir compte pour les circuits de faible volume ou les circuits sans entrefers.

2.3.3. Perturbations apportées par l'assemblage

Les pièces constitutives sont montées par collage ou par mise en pression (ressort, serrage mécanique, etc.) ; cette façon de procéder introduit inévitablement

un ou plusieurs entrefers additionnels dont les dimensions dépendent principalement du soin apporté à la rectification des surfaces de contact, de la propreté de ces surfaces, de la pression d'assemblage et du centrage des différentes pièces l'une par rapport à l'autre.

Le plus souvent les entrefers résiduels parasites sont sans importance, leur dimension étant toujours faible devant celle de l'entrefer principal volontairement introduit dans le circuit. Toutefois, dans les circuits sans entrefer la présence de ces surfaces de contact peut considérablement affecter la valeur de la perméabilité effective.

Pour une rectification classique à la meule diamantée, effectuée sans précautions spéciales, on peut évaluer la longueur d'un entrefer résiduel à quelques microns. Ainsi dans un circuit de 5 cm de longueur moyenne et de perméabilité matériau de 2 000, un entrefer de deux fois 5 microns donne un rapport ϵ/μ de 0,714 soit une perméabilité effective de 1 430 seulement.

2.4. SYSTEME DE RÉGLAGE

Compte tenu de tous les facteurs qui peuvent intervenir dans l'étalonnage d'un circuit magnétique, un réglage final s'avère indispensable dans la plupart des cas. Les systèmes de réglage de self-induction réalisés sur circuit magnétique se ramènent simplement à un réglage de réluctance si l'on écarte a priori toute modification du bobinage. On peut les classer en deux catégories :

- action sur la perméabilité du matériau
- action sur les dimensions mécaniques du circuit.

2.4.1. Réglage par modification de la perméabilité du matériau

La seule façon de faire varier la perméabilité de tout ou partie du matériau consiste à la soumettre à une induction magnétique continue, créée soit par un ensemble d'aimants permanents, soit par un jeu de bobines parcourues par un courant continu. Le champ de réglage peut être parallèle ou orthogonal aux lignes de force du champ alternatif.

Ce procédé s'avère extrêmement commode, donnant de très larges variations de self-induction ; malheureusement, il présente le grave inconvénient d'affecter considérablement le comportement du ferrite avec la température et de plus la stabilité obtenue est assez douteuse. En pratique on n'utilise cette méthode que pour « moduler » une inductance (wobulateurs ou amplificateurs paramétriques).

2.4.2. Réglage par modification des dimensions mécaniques

Tous ces systèmes de réglage agissent sur le point le plus sensible du circuit, c'est-à-dire son entrefer. Pour modifier les caractéristiques de cet entrefer, on

peut en changer les dimensions ou le shunter magnétiquement par une pièce rapportée.

Les variations de la longueur de l'entrefer sont obtenues par déplacement d'une partie mobile du circuit, ou par introduction d'une pièce auxiliaire d'épaisseur variable telle qu'un ruban magnétique en forme de biseau.

Les variations de section d'entrefer peuvent être obtenues par glissement relatif de deux surfaces en regard ; il est également possible de combiner les deux méthodes.

On préfère très souvent utiliser une pièce auxiliaire pour shunter un entrefer de dimensions géométriques bien déterminées. Cette pièce a généralement la forme d'une vis qui pénètre axialement dans l'entrefer grâce à un logement cylindrique spécialement prévu à cet effet. Elle procure une grande douceur de réglage et assure une bonne régularité ainsi qu'une reproductibilité convenable.

3. Comportement en fonction de la fréquence des bobines sur circuits magnétiques en ferrite

Tout bobinage peut être schématiquement représenté par une self-induction L en série avec une résistance R_L correspondant aux pertes totales ; de plus la bobine est shuntée par une capacité parasite répartie, elle-même affectée d'une résistance série r (fig. 7).

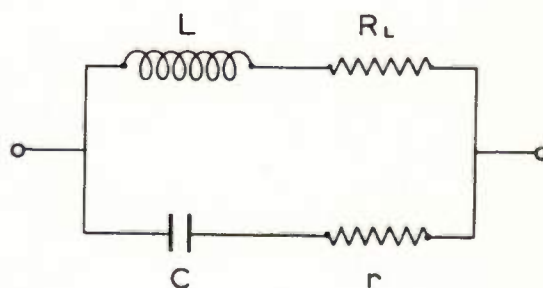


FIG. 7. — Schéma d'un bobinage en haute fréquence.

Les pertes peuvent être divisées en deux catégories :

- pertes dues au bobinage lui-même
- pertes dues à la présence du ferrite.

3.1. PERTES DUES AU BOBINAGE

Il existe trois causes principales de pertes dans un bobinage quelconque :

- la résistance ohmique du conducteur, mesurée en courant continu
- l'apparition de courants de Foucault induits dans la masse du conducteur quand la fréquence augmente
- l'existence de la capacité répartie C .

3.1.1. Résistance du conducteur

On a généralement tout intérêt à utiliser au mieux le volume de ferrite disponible, donc à réaliser un remplissage maximal des volumes laissés libres pour les conducteurs. Bien entendu l'existence des isolants et la section circulaire des conducteurs ne permettent pas d'obtenir des « coefficients de remplissage » voisins de l'unité ; ils sont habituellement compris entre 0,3 et 0,9.

Si on appelle S la section disponible pour placer les conducteurs, σ la section du fil, f_{cu} le coefficient de remplissage, λ la longueur d'une spire moyenne, n le nombre de spires et ρ la résistivité du matériau conducteur, on a, d'une manière approchée :

$$f_{cu} = \frac{n\sigma}{S} < 1$$

et la résistance R_0 du bobinage en courant continu est donnée par

$$R_0 = \rho \frac{n^2 \lambda}{S f_{cu}}$$

En rapportant cette résistance à la self-induction unité, il vient

$$\frac{R_0}{L} = \rho \frac{\lambda}{S} \frac{10^{-9}}{S A_l f_{cu}} \Omega/H$$

avec $L = A_l n^2 10^{-9}$.

$\frac{\lambda}{S}$ est une caractéristique dimensionnelle constante propre au circuit magnétique ou plus exactement à la carcasse de bobinage qui lui est associée. Le conducteur étant généralement en cuivre, on prend pour $\rho : 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega/m$.

Le terme R_0/L représente les seules pertes qui soient parfaitement indépendantes de la fréquence, du moins tant qu'on peut négliger l'effet pelliculaire. Les coefficients de surtension des bobinages vers les basses fréquences seront donc uniquement limités par cette expression.

3.1.2. Courants de Foucault dans le bobinage

Le fil soumis à une induction haute fréquence est le siège de courants de Foucault produisant des pertes par effet Joule donc équivalentes à une résistance R_{cu} placée en série avec la self. On démontre que cette résistance est

- proportionnelle au volume total de cuivre V_{cu}
- proportionnelle à la section du conducteur
- proportionnelle au carré de l'induction dans le cuivre B_{cu}
- proportionnelle au carré de la fréquence f
- inversement proportionnelle au carré du courant I
- inversement proportionnelle à la résistivité du cuivre ρ_{cu}

soit

$$R_{cu} = k_1 \frac{V_{cu} d^2 B_{cu}^2 f^2}{\rho_{cu} I^2}$$

où d est le diamètre du fil ou d'un brin du fil si l'on emploie du fil divisé.

Or $B_{cu} = k_2 n I$ et $V_{cu} = f_{cu} V_{carcasse}$

donc
$$R_{cu} = k_3 \frac{f_{cu} V_{carcasse} d^2 f^2 n^2}{\rho_{cu}}$$

ou

$$\frac{R_{cu}}{L} = k_3 \frac{f_{cu} V_{carcasse} d^2 f^2}{A_l} 10^9$$

En groupant les termes constants $\frac{k_3 V_{carcasse}}{\rho_{cu}}$ on peut écrire

$$\frac{R_{cu}}{L} = K \frac{f_{cu} d^2 f^2}{A_l}$$

où K est un coefficient théoriquement constant pour un circuit donné.

Malheureusement cette expression n'est pas applicable sans précautions car en pratique K dépend de la fréquence, des fuites du circuit magnétique qui tendent à augmenter B_{cu} , et de la forme du bobinage. L'ordre de grandeur de K ne peut être obtenu que par des comparaisons expérimentales entre des bobines de caractéristiques identiques mais réalisées avec des fils de diamètres différents.

3.1.3. Pertes dues à la capacité répartie

La capacité répartie modifie la réactance L et les pertes R_L du bobinage, même si cette capacité est parfaite ($r = 0$). Ceci se traduit par une résistance R_c placée en série avec la bobine. En admettant que le coefficient de surtension est très grand devant l'unité et que l'on travaille loin de la fréquence de résonance, on peut démontrer facilement que

$$R_c = 2 R_L L C \omega^3$$

ou

$$R_c = \frac{2}{Q} L^2 C \omega^3$$

avec

$$Q = \frac{L \omega}{R_L}$$

Si en outre la capacité répartie a un facteur de pertes non nul $\text{tg} \delta_c = r C \omega$, l'expression devient :

$$R_c = \left(\frac{2}{Q} + \text{tg} \delta_c \right) L^2 C \omega^3$$

ou

$$\frac{R_c}{L} = 247 \left(\frac{2}{Q} + \operatorname{tg} \delta_c \right) L C f^3$$

L'intérêt de cette formule est de montrer que les pertes par capacité répartie croissent comme le cube de la fréquence. La présence du terme $\operatorname{tg} \delta_c$ rend les calculs assez délicats ; en effet les pertes de la capacité répartie dépendent de la fréquence et varient avec la nature de l'isolant du fil, la qualité d'un imprégnant éventuel et les pertes diélectriques du matériau magnétique. Pour les fréquences de l'ordre de quelques centaines de kilohertz et un bon isolement à base de soie, on peut espérer obtenir

$$5 \cdot 10^{-3} < \operatorname{tg} \delta_c < 15 \cdot 10^{-3}$$

3.2. PERTES DUES AU MATÉRIAU MAGNÉTIQUE

Les pertes introduites par le matériau sont dues principalement :

- à l'hystérésis ;
- aux courants de Foucault induits dans le ferrite ;
- aux pertes résiduelles du ferrite.

3.2.1. Pertes par hystérésis

Nous avons vu (2.2.4.) que R_H pouvait être mis sous la forme :

$$R_H = \frac{q_2 f}{800} I_{\text{eff}} L^{3/2} 10^3$$

ou

$$\frac{R_H}{L} = q_2 \sqrt{L} \frac{f}{800} I_{\text{eff}} 10^3$$

soit encore en remarquant que $I_{\text{eff}} = \frac{V_{\text{eff}}}{L\omega}$

$$\frac{R_H}{L} = \frac{q_2 10^3}{800 \times 2\pi \times \sqrt{L}} V_{\text{eff}}$$

En remplaçant L par

$$\frac{4\pi 10^{-7} n^2 \mu'}{\sum \frac{l}{s}}$$

et q_2 par

$$q_{2(24-100)} \left(\frac{\mu'}{100} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{24}{V}} 10^{-3}$$

il vient :

$$\frac{R_H}{L} = 0,87 \times 10^{-3} \times q_{2(24-100)} \frac{V_{\text{eff}}}{ns} \mu'$$

où s est la section du tore équivalent au circuit.

Nous rappelons que toutes les unités sont exprimées dans le système MKSA sauf le $q_{2(24-100)}$ qui est en $\Omega/H^{3/2}/\text{mA}$.

Il est important de noter que toutes les expressions faisant intervenir le $q_{2(24-100)}$ ne donneront que des résultats approchés, généralement légèrement supérieures aux valeurs de pertes mesurées expérimentalement. Signalons également que pour la plupart des applications classiques aux fréquences radioélectriques, les pertes par hystérésis, dans un circuit bien conçu, ne représentent au maximum que 5 à 10 % des pertes totales.

3.2.2. Pertes par courants de Foucault dans le ferrite

Il est extrêmement facile de calculer la répartition et la valeur des courants induits dans un échantillon de forme très simple comme un bâtonnet long, un disque plat de grand diamètre ou un tore de section carrée ou circulaire. Par contre le calcul nécessite de très grosses approximations dès qu'il s'agit d'un circuit de forme compliquée et résultats obtenus sont la plupart du temps décevants.

Nous nous bornerons simplement à indiquer que la résistance R_F introduite dans le bobinage par les courants de Foucault induits dans le ferrite est :

— proportionnelle au carré de la perméabilité effective μ' ;

— proportionnelle au carré de la fréquence f ;

— inversement proportionnelle à la résistivité ρ du matériau ;

soit :

$$R_F = k \frac{j^2 \mu'^2}{\rho}$$

ou encore

$$\frac{R_F}{L} = \theta \frac{A_l^2}{\rho}$$

où θ est un coefficient de forme constant pour un type de circuit donné. On peut en obtenir une valeur approchée par voies expérimentales. De plus il ne faut pas oublier que ρ est lui-même une fonction assez complexe de la fréquence.

3.2.3. Pertes résiduelles

Les pertes résiduelles du matériau (1.2.5.) généralement exprimées sous la forme $\operatorname{tg} \delta/\mu$ sont toujours mesurées sur un circuit toroïdal sans entrefer. Si l'on effectue des mesures d'angle de pertes δ' sur un circuit de forme quelconque comportant un entrefer, donc présentant une perméabilité effective μ' , on constate que l'égalité :

$$\frac{\operatorname{tg} \delta'}{\mu'} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\mu}$$

reste valable tant que la fréquence n'est pas trop élevée pour le matériau considéré.

En appelant R' la résistance introduite dans le bobinage par les pertes résiduelles, on a donc :

$$\frac{R'}{L\omega} = \mu' \frac{\text{tg } \delta}{\mu}$$

soit

$$\frac{R'}{L} = 2\pi\mu'f \frac{\text{tg } \delta}{\mu}$$

ce que l'on peut encore écrire en utilisant la relation $A_l = c\mu'$ (2.3.1.) :

$$\frac{R'}{L} = \frac{2\pi}{c} A_l f \frac{\text{tg } \delta}{\mu}$$

Ces expressions ne sont valables que si l'on prend bien le terme correspondant uniquement aux pertes résiduelles à l'exclusion de toutes autres pertes matériau (hystérésis et courants de Foucault).

3.3. CALCUL APPROCHÉ DES PERTES TOTALES OU DU COEFFICIENT DE SURTENSION

Pour obtenir les pertes totales d'une bobine réalisée sur circuit magnétique, il suffit de calculer l'expression :

$$\sum \left(\frac{R}{L} \right) \quad \text{ou} \quad \text{tg } \delta_{\text{TOT}} = \frac{1}{2\pi f} \sum \frac{R}{L}$$

avec

$$\sum \frac{R}{L} = \frac{R_0 + R_{\text{cu}} + R_c + R_h + R_F + R'}{L}$$

Cela implique évidemment la connaissance des différents facteurs propres au circuit considéré et au type de bobinage utilisé, c'est-à-dire K (3.1.2.), θ (3.2.2.) et $\text{tg } \delta_c$ (3.1.3.). Il est également indispensable de posséder la courbe de variation des pertes résiduelles $\text{tg } \delta/\mu$ en fonction de la fréquence ainsi que la valeur du $q_{2(24-100)}$. Notons enfin que le calcul de R_c nécessite une estimation a priori du coefficient de surtension cherché.

3.4. PRINCIPAUX FACTEURS LIMITANT LE COEFFICIENT DE SURTENSION

En calculant les pertes totales par la méthode qui vient d'être exposée, on constate, dans la mesure où le matériau est correctement utilisé et le bobinage bien établi, que :

1°) Aux fréquences basses, les pertes dues au bobinage (R_0 et R_{cu}) contribuent pour la plus grande part à limiter le coefficient de surtension. Le matériau n'intervient éventuellement que par l'introduction de pertes par hystérésis.

2°) Aux fréquences élevées, les pertes dues au matériau (R' et R_F) deviennent prépondérantes ; il y a

toutefois lieu de tenir compte des pertes par capacité répartie qui croissent comme le cube de la fréquence.

On conçoit donc facilement que si l'on trace en axes cartésiens $Q - f$, la courbe donnant la variation du coefficient de surtension d'une bobine, de self-induction, de résistance R_0 , réalisée sur un circuit magnétique de pertes résiduelles $\text{tg } \delta/\mu$ on aura comme limite maximale (fig. 8) :

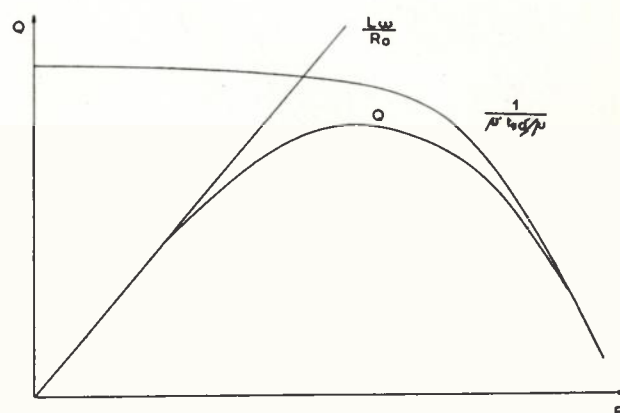


FIG. 8. — Limitation théorique des courbes de coefficient de surtension.

Vers les basses fréquences une droite d'équation.

$$Q = \frac{L}{R_0} 2\pi f$$

Vers les hautes fréquences une courbe d'équation

$$Q = \frac{1}{\mu' \frac{\text{tg } \delta}{\mu}}$$

avec

$$\frac{\text{tg } \delta}{\mu} = \phi(f)$$

4. Exemple de réalisation pratique. Les pots F.P.

Les pots F.P. sont des circuits magnétiques réalisés sous forme de deux demi coquilles creuses assemblées par simple pression mécanique. Le bobinage effectué dans des carcasses spéciales est ainsi totalement enfermé par le matériau magnétique et les flux de fuite se trouvent réduits à de très faibles valeurs. L'étalonnage en inductance spécifique, ou en perméabilité effective est obtenu par rectification d'une partie du noyau central lequel comporte en outre un logement cylindrique destiné à une éventuelle vis de réglage.

Nous insisterons peu sur la composition et les caractéristiques générales de ces pots ; à ce sujet on consultera avec profit les normes C.C.T.U. 06-02 et C.C.T.U. 06-04.

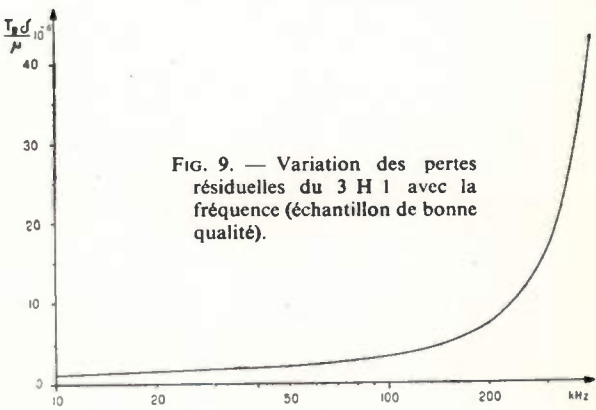
Les caractéristiques des quatre dimensions de pots F.P. les plus classiques : le 14/8, le 18/11, le 22/13 et le 26/16 sont résumées ci-dessous :

	14/8	18/11	22/13	26/16	
Réductance	789	597	497	400	m ⁻¹
Tore	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$2,58 \cdot 10^{-2}$	$3,15 \cdot 10^{-2}$	$3,76 \cdot 10^{-2}$	m
équi-	$0,251 \cdot 10^{-4}$	$0,433 \cdot 10^{-4}$	$0,634 \cdot 10^{-4}$	$0,939 \cdot 10^{-4}$	m ²
valent	$0,495 \cdot 10^{-6}$	$1,12 \cdot 10^{-6}$	$2,00 \cdot 10^{-6}$	$3,53 \cdot 10^{-6}$	m ³
c	1,59	2,1	2,53	3,14	
Surface de bobinage	S	$9,46 \cdot 10^{-6}$	$18,6 \cdot 10^{-6}$	$27,9 \cdot 10^{-6}$	$38,9 \cdot 10^{-6}$ m ²
Capacité en partie moyenne	C	7 à 11	9 à 13	12 à 16	15 à 25 pF

Nous proposons simplement de montrer comment on peut calculer les pertes sur ce type de circuit magnétique et nous donnerons ensuite quelques comparaisons avec des résultats expérimentaux.

4.1. LE POT F.P. EN 3H1

Nos exemples porteront sur des pots en 3 H1, matériau à forte perméabilité dont on trouvera les principales caractéristiques dans le tableau de la figure 5. Les pertes résiduelles relevées sur un échantillon sont représentées en fonction de la fréquence par la courbe de la figure 9 et nous considérerons ces valeurs moyennes comme suffisantes pour le calcul de R'. De plus nous ne tiendrons pas compte de la variation de la résistivité du ferrite avec la fréquence.



4.2. EXPRESSION DES DIFFÉRENTES PERTES

A partir de ces caractéristiques dimensionnelles et des propriétés du matériau 3 H1, on peut établir de façon approchée les expressions donnant les différentes pertes dans les pots F.P. ; on obtient ainsi :

	14/8	18/11	22/13	26/16	
R_0/L	$\frac{55\,000}{A_l f \delta_u}$	35 000	28 000	24 500	Ω/H
R_{cu}/L	$\frac{1\,500 f_{uu} d^2 f^2}{A_l}$	1 800	2 400	3 200	Ω/H
R_c/L	$24 + \left(\frac{L}{Q} + \text{tg } \delta_c\right) L_c f^3$				Ω/H
R_h/L	$39 A_l \frac{V_{\text{eff}}}{M}$	17	10	5,3	Ω/H
R_F/L	$8 A_l f^2 10^{-12}$	13	16	20	Ω/H
R'/L	$3,9 A_l f \frac{\text{tg } \delta}{\mu}$	3	2,5	2	Ω/H

* Les coefficients K et θ dont dépendent ces équations ont été soit déterminés expérimentalement (à 60 kHz) soit estimés par calcul.

4.3. EXEMPLE NUMÉRIQUE

Appliquons les formules ci-dessus à un pot F.P. 18/11, $A_l = 100$ nH/spire équipé d'une bobine en

On constate immédiatement que les pertes par hystérésis sont négligeables et que les pertes par courants de Foucault dans le ferrite sont très petites devant les pertes par courants de Foucault dans le bobinage.

Calculons les coefficients de surtensions à différentes fréquences :

Fréquence kHz.....	10	50	100	150	200	300	400
$\text{tg } \delta/\mu$ en 10^{-6} (fig. 9)	1	2	3	4,8	7	16,5	42
R_0/L Ω/H	1 290	1 290	1 290	1 290	1 290	1 290	1 290
R_{cu}/L	1	31	122	275	490	1 100	1 950
R_c/L	—	2	14	46	110	370	880
R_h/L	8	8	8	8	8	8	8
R_F/L	—	3	13	29	52	117	208
R'/L	3	30	90	216	420	1 480	5 130
$\Sigma R/L$	1 302	1 364	1 537	1 864	2 370	4 365	9 456
$Q = L\omega/R$	48	230	408	505	532	431	266
Q expérimental	45	240	440	520	500	395	295

fil divisé de $40 \times 0,05$, 2 couches soie, 64 spires.

On a

$$L = 0,41 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

$$f_{cu} = 0,271$$

$$C = 9 \text{ pF}$$

et

$$R_0/L = 1 290 \Omega/H$$

$$R_{cu}/L = 122 \cdot 10^{-10} f^2 \Omega/H$$

$$R_F/L = 13 \cdot 10^{-10} f^2 \Omega/H$$

En escomptant un coefficient de surtension moyen de 400 et en prenant pour $\text{tg } \delta_c$ $10 \cdot 10^{-3}$, il vient :

$$R_c/L = 137 \cdot 10^{-16} f^3 \Omega/H$$

Les vérifications expérimentales devant être faites sur un pont dont la tension de mesure est de 0,3 V_{eff} , nous avons pour les pertes par hystérésis :

$$R_h/L = 8 \Omega/H$$

Enfin les pertes résiduelles sont données par :

$$\frac{R'}{L} = 300 f \text{tg } \frac{\delta}{\mu} \Omega/H$$

Les écarts entre les résultats escomptés et les mesures sont inférieurs à 10 % ; toutefois, dans certains cas et notamment aux fréquences élevées, nous avons constaté que les écarts peuvent atteindre ± 20 % ; néanmoins ces formules permettent toujours de déterminer l'ordre de grandeur des coefficients de surtension.

4.4. RÈGLES GÉNÉRALES POUR L'EMPLOI DES POTS EN HAUTE FRÉQUENCE

Ces expressions approchées permettent de formuler quelques règles d'emploi des pots F.P., règles qui sont d'ailleurs valables pour d'autres types de circuits magnétiques.

a) Aux fréquences basses, c'est-à-dire aux fréquences pour lesquelles les pertes résiduelles du matériau gardent une valeur sensiblement constante (100 kHz par exemple pour le 3 H1), on doit surtout chercher à diminuer les pertes dues au bobinage, principalement R_0 et R_{cu} , R_c étant généralement négligeable.

Pour atteindre ce but, il faut choisir un pot de grand volume, présentant une forte induction spécifique ce qui a pour effet de diminuer le rapport R_0/L . Mais alors, le diamètre du fil devient important et les pertes par courants de Foucault R_{cu} peuvent prendre des valeurs prohibitives, à moins que l'on utilise du fil divisé, solution presque indispensable, même pour des fréquences inférieures à 50 kHz. En principe des brins de 5 ou 7/100 mm suffisent amplement ; des brins plus fins, 3 ou 4/100 mm, n'apportent que peu d'améliorations tout en augmentant considérablement le prix de revient des bobinages.

b) Aux fréquences élevées, correspondant à la zone d'augmentation rapide des pertes résiduelles du matériau (de 300 à 500 kHz par exemple pour le 3 Hl) il faut avant tout réduire l'influence de R' en adoptant un pot petit et une inductance spécifique faible. Il y a également lieu de prendre les plus grandes précautions pour la réalisation du bobinage et de veiller notamment à réduire le plus possible la capacité répartie en utilisant des carcasses à gorges multiples et en ne cherchant pas à obtenir systématiquement un remplissage maximal.

Compte tenu de tous ces impératifs, il se peut qu'on ne parvienne pas à réaliser la valeur de self-induction voulue ; il est évidemment hors de question de choisir un pot plus gros ou une inductance spécifique plus élevée et il faut adopter un autre matériau présentant, à la fréquence considérée, des pertes résiduelles plus faibles.

c) Aux fréquences intermédiaires, le coefficient de surtension d'un bobinage quelconque passe par un maximum lorsque la fréquence varie. Pour obtenir un maximum maximorum à une fréquence déterminée, il suffit de regarder expérimentalement comment se comporte le bobinage choisi au voisinage de cette fréquence. Si le coefficient de surtension est une fonction croissante, on peut chercher à réduire les pertes du bobinage en adoptant une inductance spécifique plus élevée et un nombre de spires plus petit, en fil à plus grand nombre de brins. Si au contraire le coefficient de surtension est une fonction décroissante, il faut alors chercher à réduire les pertes matériau en diminuant la valeur de l'inductance spécifique et en augmentant le nombre de spires.

5. Influence des champs magnétiques continus superposés aux champs alternatifs. Méthode de Hanna

Si l'on désire utiliser un circuit magnétique pour réaliser des bobines de self-induction ou des transformateurs parcourus par des courants continus superposés aux courants alternatifs, on se heurte rapidement à des difficultés dues à la variation de la perméabilité réversible du matériau magnétique (1.2.1.).

Ce phénomène est particulièrement sensible dans le cas des ferrites à haute perméabilité initiale, pour lesquels un champ continu de quelques dizaines d'ampères-tours par mètre suffit à introduire des perturbations importantes.

La seule méthode possible pour s'affranchir de ces actions perturbatrices consiste à pratiquer dans le circuit magnétique un entrefer judicieusement choisi. La dimension de cet entrefer peut évidemment être déterminée empiriquement mais on risque alors de ne pas utiliser le matériau dans les meilleures conditions.

5.1. PRINCIPE DE LA MÉTHODE DE HANNA

La méthode expérimentale que nous allons décrire a été imaginée et mise au point par HANNA en 1927 ; elle est absolument générale et peut être utilisée pour

n'importe quel type de circuit magnétique.

Soit L une bobine de self-induction de N spires réalisée sur un circuit magnétique et soit I le courant continu parcourant l'enroulement. On peut considérer que cette bobine a emmagasiné, la quantité d'énergie :

$$W = \frac{1}{2} LI^2$$

Or, si la valeur de L dépend elle-même de l'induction continue, donc de la force magnétomotrice NI ainsi que de l'entrefer ε pratiqué dans le circuit magnétique, il existe en général plusieurs valeurs du produit NI qui permettent d'obtenir l'énergie W . Si I est imposé, on a alors le choix entre plusieurs nombres de spires et on a toujours intérêt à adopter le plus faible, pour des raisons de prix, de poids, de rendement, d'encombrement, etc.

Il ne faut malheureusement pas espérer obtenir sous forme mathématique rigoureuse l'expression :

$$L = f(N, I, \varepsilon)$$

car les variations de la perméabilité effective en fonction de NI et de l'entrefer ε ne suivent pas une loi simple.

La méthode de HANNA est donc une méthode graphique ; elle consiste à tracer expérimentalement, pour un type de circuit donné, des familles de courbes $LI^2 = \phi(NI)$ avec ε comme paramètre et à en déduire une courbe enveloppe permettant de déterminer, à partir de L et de I , les valeurs optimales de N et ε .

5.2. TRACÉ DES COURBES DE HANNA

Les courbes $LI^2 = \phi(NI)$ tracées point par point présentent toutes, trois régions caractéristiques bien différenciées :

a) Une région où LI^2 croît avec NI . Le champ continu est trop faible pour provoquer une diminution sensible de la perméabilité du matériau et L peut être considérée comme indépendante de la polarisation magnétique.

b) Une région où LI^2 décroît avec NI . Le champ continu est suffisamment élevé pour que la diminution de perméabilité entraîne une diminution de la self-induction plus importante que l'augmentation de I^2 .

c) Une région où LI^2 croît à nouveau avec NI . Le matériau approche de la saturation et la valeur de L tend alors vers une constante qui est la self-induction de la bobine seule, sans matériau magnétique.

Si l'on augmente la longueur de l'entrefer, la courbe se déforme et on obtient une famille analogue à celle que nous avons représentée sur la figure 10 (Noyaux en croix $\times 22$ en 3 Hl) ; en effet une augmentation de l'entrefer ε tend à retarder l'apparition de la région (b).

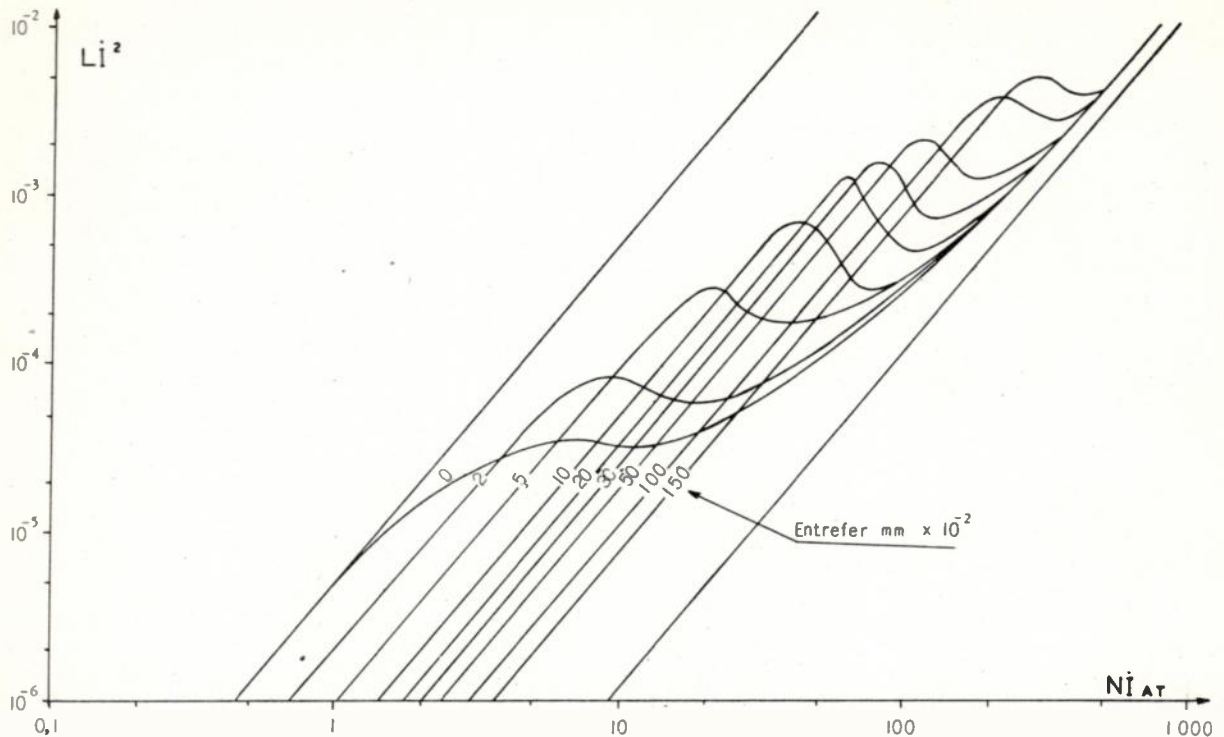


FIG. 10. — Courbes de Hanna. Réseau $LI^2 = \varphi(NI, \varepsilon)$ relevé sur un noyau en croix X 22 en 3 H l.

Les régions (a) et (c), où L est sensiblement indépendante du champ continu peuvent être assimilées à des paraboles d'équation $L = k N^2$ ou $LI = k(NI)^2$ que l'on peut représenter par des droites de pente 2 en échelle slogarithmiques. Pour la région (a) :

$$L = \frac{4\pi\mu' 10^{-7}}{\sum \frac{l}{s}} N^2$$

soit $k = A_1 10^{-9}$, μ' étant imposé par la valeur ε de l'entrefer.

Pour la région (c), k représente, à une constante près, l'inductance spécifique de la carcasse de bobinage considérée seule ; cette valeur de k ne dépend donc pas de l'entrefer.

5.3. FORME PRATIQUE DES COURBES DE HANNA

Comme on a toujours intérêt à travailler avec le nombre d'ampère-tours le plus faible possible, seules les régions (a) des courbes doivent être utilisées. Il est alors plus simple de ne tracer que les parties croissantes de ces courbes, c'est-à-dire de ne conserver que l'enveloppe du réseau et de la graduer directement en dimension d'entrefer (fig. 11).

Les valeurs de L et de I étant imposées dans la majorité des problèmes pratiques, cette courbe graduée permet, à partir de LI^2 , de déterminer exactement le nombre de spires et la dimension de l'entrefer.

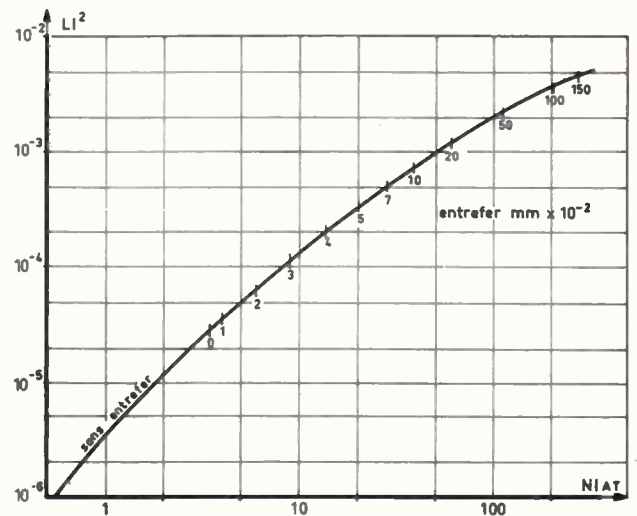


FIG. 11. — Courbe de Hanna. Forme pratique (X 22 en 3 H l).

Notons cependant que deux facteurs peuvent limiter l'emploi de cette courbe :

— pour les faibles valeurs de NI , donc de ε , il est extrêmement important de tenir compte des entrefers résiduels ;

— pour les fortes valeurs de NI , l'échauffement des conducteurs peut conduire à une élévation de la température du circuit magnétique trop importante,

surtout si celui-ci est du type « fermé » (pots F.P. par exemple). Il convient alors d'adopter un circuit magnétique de plus grand volume.

5.4. GÉNÉRALISATION DES COURBES DE HANNA

L'inconvénient majeur de la méthode que nous venons de décrire est de nécessiter, pour chaque type de circuit magnétique, un relevé expérimental de tout ou partie du réseau $LI^2 = \phi(NI, \varepsilon)$.

Il est possible d'obtenir, toujours par voie expérimentale, une courbe graduée universelle, valable pour tous les circuits magnétiques réalisés dans un même matériau. Il suffit pour cela de remplacer l'énergie LI^2 et la force magnétomotrice NI par l'énergie volumique LI^2/V et le champ NI/l ; V et l sont respectivement le volume effectif et la longueur moyenne du tore équivalent au circuit considéré. La courbe obtenue doit être graduée en entrefer relatif ε/l .

Conclusion

Tout ce que nous avons exposé au cours de ces quelques pages résulte principalement de mesures expérimentales ; de plus rappelons que le ferrite est un matériau soumis à de larges dispersions sur la plupart de ses caractéristiques. Dans ces conditions, il s'avère prudent de ne pas accorder aux méthodes de calcul indiquées plus de valeur qu'elles n'en ont en réalité. Cependant, ces quelques outils mathématiques, alliés à une bonne connaissance expérimentale

des circuits magnétiques en ferrite doux, permettent d'éviter les erreurs systématiques et les tâtonnements aussi longs qu'infructueux.

BIBLIOGRAPHIE

- PHILIPS ICOMA. — *Ferroxcube*.
 PHILIPS ICOMA. — *Matronics*, n° 4, octobre 1959. Calculating coils in Ferroxcube pot cores.
 PHILIPS ICOMA. — *Matronics*, n° 6, mai 1954. The use of Ferroxcube pot cores as variable inductors.
 SMIT J. et WILN H.P. — Les Ferrites. Bibliothèque Technique Philips, 1961.
 LÉO THOUREL. — Emploi des ferrites en hyperfréquences. Collection des *Annales de Radioélectricité*. Sté de Documentation Electronique 1962.
 COFELEC. — Journée d'information des ferrites, 4 juin 1959.
 MEYER R. et SIBILLE R. — Essais de présentation des caractéristiques principales d'un pot en ferrite. *L'Onde Electrique*, tome XLII, p. 638 à 648, 1962.
 HANNA. — *C.R. Trans. A.I.E.E.*, 36 p. 155, 1927.
 C.C.T.U. — Normes C.C.T.U. 06-02 (Spécifications dimensionnelles pour pots en ferrite).
 C.C.T.U. 06-04 (Spécifications magnétiques et électriques pour pots en ferrites).
 GUILLAUD C. et VAUTIER R. — Le Ferromagnétisme et ses applications. *Techniques de l'ingénieur. Tome Electronique*, n° 1 E 240.

(¹) Les unités employées sont, sauf indication contraire, celles du système MKSA.

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN DÉTECTEUR DE MÉLODIE POUR ANALYSE DE LA PAROLE

PAR

R. CARRÉ, R. LANCIA, J. PAILLÉ
Ecole d'Ingénieurs Electroniciens de Grenoble

R. GSELL
Institut de Phonétique de Grenoble

Introduction

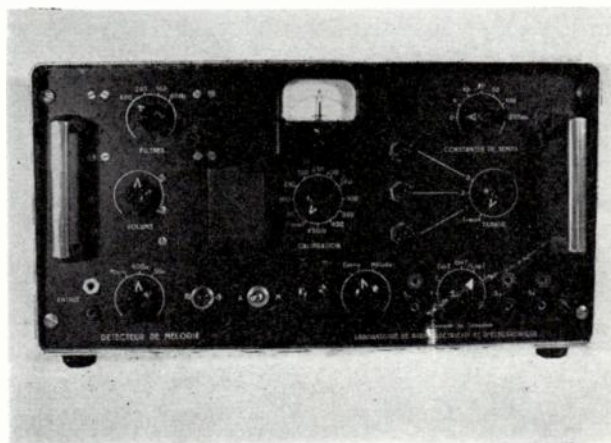
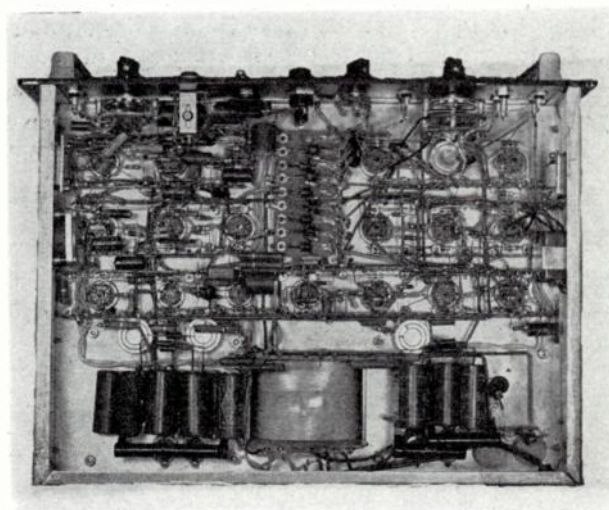
La parole étant, physiquement, un phénomène vibratoire complexe, on peut, en première analyse, dans un très court intervalle de temps, considérer ce phénomène comme étant constitué par la somme de composantes sinusoïdales d'amplitudes diverses mais dont les fréquences seraient toutes multiples exacts de celle d'une composante fondamentale appelée mélodie.

Ce fondamental, dont la fréquence apparaît donc comme étant le plus grand commun diviseur des fréquences des diverses composantes, peut fort bien, transitoirement, ne pas être physiquement présent. Dans ce cas, cependant, la mélodie est détectée par nos organes de perception auditive (ce phénomène peut trouver son explication dans le fait que nos organes sensoriels ne sont pas linéaires).

La fréquence de la mélodie, variable au cours de la prononciation d'un mot ou d'une phrase, est une caractéristique de la parole que le phonéticien désire connaître. (Elle évolue, suivant les personnes, entre 80 et 400 hertz environ ; voici quelques moyennes : voix d'homme : 120 Hz, voix de femme : 220 Hz, voix d'enfant : 300 Hz).

L'appareil réalisé a pour objet d'élaborer (à partir d'un signal électrique image de la parole, signal délivré par un microphone) un signal électrique image de la fréquence de la mélodie. Il est équipé de circuits fonctionnels particuliers (non présents sur les différentes réalisations connues) qui en facilitent l'exploitation. Le montage est à tubes : une version transistorisée de l'appareil sera réalisée ultérieurement.

La présentation adoptée est compacte, industrielle, comme le montrent les photographies ci-contre.



Description de l'appareil réalisé

Le composant fondamental de l'appareil est un circuit convertisseur temps-amplitude. Ce circuit, exploité pour la première fois par GRUTZMACHER et LOTTERMOSER [1], consiste essentiellement en une base de temps linéaire commandée par des impulsions se répétant à la fréquence de la mélodie. Le principe de son fonctionnement est le suivant.

La base de temps délivre un signal en forme de dents de scie dont le temps de montée est égal à la période T de la mélodie (voir figure 1).

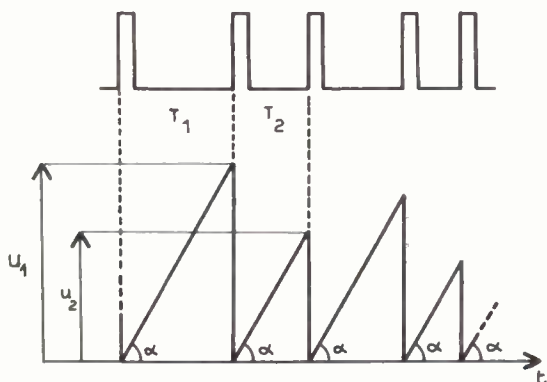


FIG. 1.

La vitesse de variation de la tension délivrée par la base de temps étant constante, la hauteur U de chaque dent de scie est proportionnelle à la période T correspondante de la mélodie.

L'intérêt de ce circuit, utilisé par plusieurs auteurs (voir en particulier [2]), réside dans le fait qu'il permet de suivre l'évolution, cycle après cycle, de la période de la mélodie (*).

Le rôle des circuits qui précèdent le convertisseur évoqué ci-dessus est d'élaborer, à partir du signal

* Ce circuit est utilisé dans l'appareil mis au point par G. FANT et commercialisé sous le nom de « Trans Pitch-meter » par Frojkaer-Jensen à Copenhague.

image de la parole, des impulsions à la fréquence de la mélodie, impulsions nécessaires à la commande de la base de temps.

Il est apparu intéressant de mettre en œuvre différents circuits élaborant, à partir du signal issu de la base de temps, d'autres signaux plus directement exploitables que celui-ci. C'est ainsi que nous trouvons à la suite de la base de temps un circuit « inversion », un circuit « enveloppe » et un circuit « logarithme ».

Le schéma synoptique suivant (fig. 2) résume l'organisation générale de l'appareil dont chaque circuit fonctionnel fera l'objet d'une brève description.

PRÉAMPLIFICATEUR

Le signal fourni à l'appareil est une tension électrique image de la parole. Il peut se présenter sous différents niveaux, suivant qu'il est issu soit directement d'un microphone soit d'un ensemble complexe tel que microphone suivi d'un préamplificateur, magnétophone, etc.

Afin d'obtenir un bon fonctionnement de l'appareil dans les divers cas nous avons associé au préamplificateur 1 un jeu de 3 entrées sélectionnées au moyen d'un commutateur (10 mV, haute impédance ; 1 volt, 600 Ω ; 1 volt, 50 Ω). Ce préamplificateur, dont le gain est réglable au moyen d'un potentiomètre, permet l'attaque, dans de bonnes conditions de niveau et d'impédance, du circuit suivant 2, lequel a pour fonction de régénérer ou renforcer le fondamental du signal issu du préamplificateur.

CIRCUITS DE RÉGÉNÉRATION ET DE SÉLECTION DE LA MÉLODIE

Le circuit régénérateur 2, fondamentalement non linéaire (circuit à diodes) (voir figure 3), fait apparaître, en particulier, des composantes à la fréquence du fondamental (produits de composition des divers harmoniques du signal). (Exemples de réalisations [2], [3] et [4].) La résultante de ces composantes à la fré-

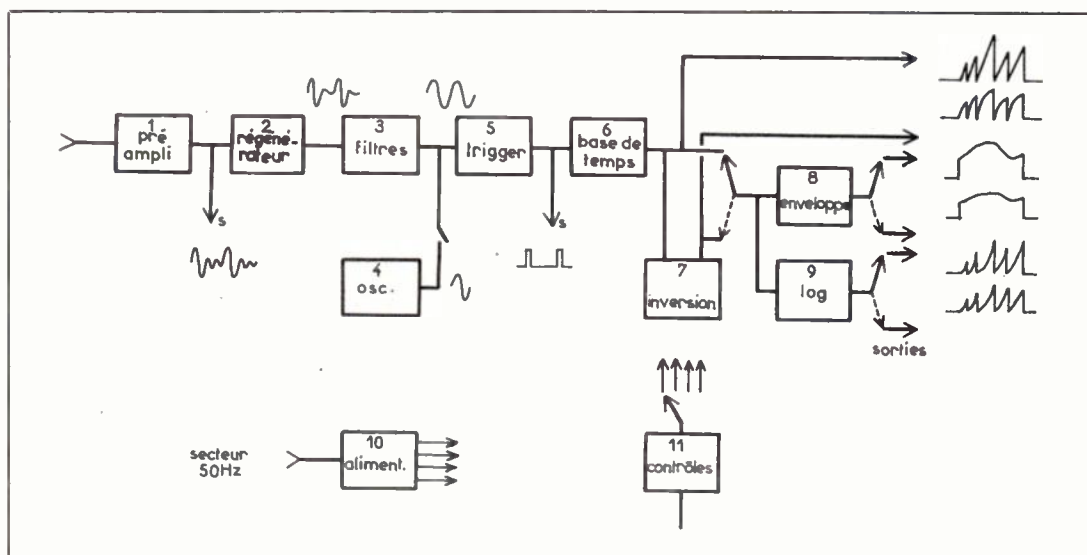


FIG. 2.

quence fondamentale est d'un niveau suffisant pour que nous puissions alors envisager de la sélectionner parmi les diverses composantes délivrées par le circuit régénérateur.

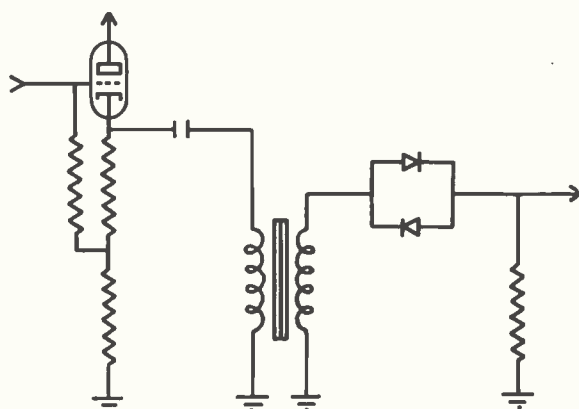


FIG. 3.

Cette opération de sélection est confiée à un circuit de filtrage 3 dont la fonction est double :

a) D'une part ce circuit élimine les composantes de fréquences supérieures à celle du fondamental (harmoniques du fondamental). Cette fonction est confiée à un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure doit être située juste au-delà de la plus grande valeur de la fréquence de mélodie. Il faut donc, suivant la nature de la parole à analyser, effectuer un réglage préliminaire de cette fréquence. Dans le cas de notre appareil, cette fréquence peut prendre l'une des quatre valeurs suivantes : 80 Hz, 160 Hz, 240 Hz, 480 Hz.

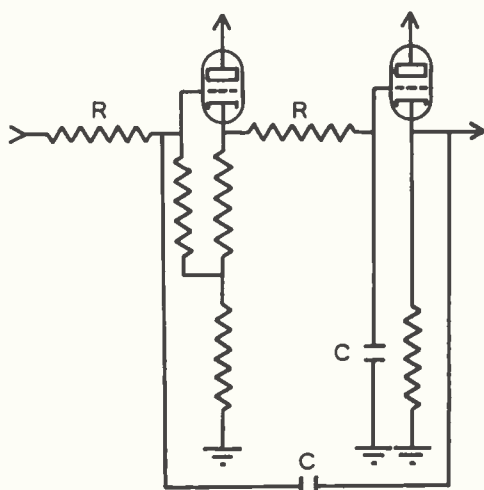


FIG. 4.

Ces quatre fréquences ont été définies par expérience. Afin de rendre plus souple l'exploitation il est prévu d'adopter, ultérieurement, un réglage continu entre 80 et 480 Hz de la fréquence de coupure.

Dans la région de coupure, la courbe d'affaiblissement du filtre présente une pente de 24 dB/octave.

Ce résultat est obtenu au moyen de deux filtres du type « à 12 dB/octave » montés en cascade, chacun d'eux étant constitué par un amplificateur à deux liaisons RC identiques (6 dB/octave) conformément au schéma donné (fig. 4). La mise en œuvre d'une réaction confère à ce circuit une fonction de transfert du second ordre dont le facteur d'amortissement, inférieur à l'unité, est ajustable. Cette circonstance est extrêmement intéressante car elle permet de conférer à chacun des deux filtres une action plus franche à la coupure (courbe a, figure 5) que celle d'une simple chaîne de deux cellules RC (courbe b, figure 5).

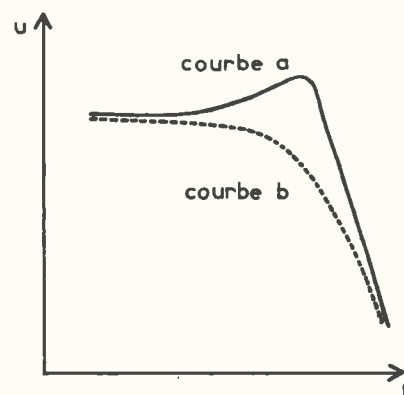


FIG. 5.

b) D'autre part, ce circuit de filtrage élimine les composantes à basses fréquences provenant de bruits parasites et de ronflements. Cette élimination est obtenue par la mise en jeu d'un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est située aux environs de 60 Hz. La pente d'affaiblissement est de 12 dB/octave dans la région de coupure. Cette caractéristique a été obtenue en réalisant le filtre au moyen d'une cellule LCR convenablement amortie (voir figure 6) dont la courbe de réponse est donnée figure 7.

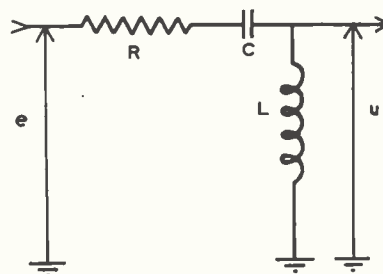


FIG. 6.

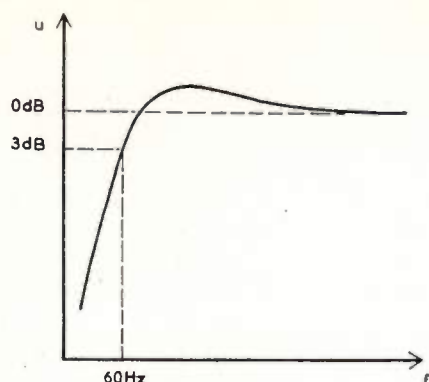


FIG. 7.

Le signal obtenu après ces divers filtrages est alors pratiquement débarrassé de tous ses harmoniques et des bruits parasites. Il se trouve sous sa forme la plus simple : c'est un signal d'allure sinusoïdale dont la fréquence est celle de la mélodie. Sous cette forme il est possible de l'utiliser pour attaquer le trigger 5, de schéma classique, qui délivre les impulsions nécessaires à la commande de la base de temps dont la fonction a été évoquée précédemment.

Le circuit adopté pour cette base de temps est simple. Il s'agit en effet du classique circuit à thyatron, linéarisé par une pentode, auquel on a associé une diode (*D* sur figure 8) laquelle a pour rôle de supprimer la relaxation en l'absence d'impulsions de déclenchement.

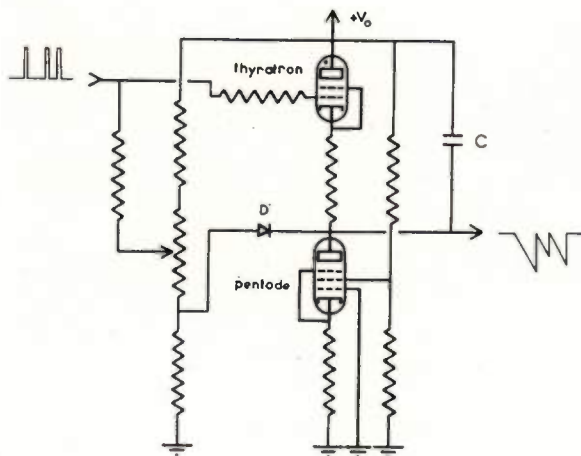


FIG. 8.

Ce montage nous a donné toute satisfaction tant du point de vue de la linéarité que du point de vue de la sûreté de fonctionnement. Par ailleurs le niveau du signal utile délivré par la base de temps est relativement important : lorsque la fréquence de la mélodie passe de 80 Hz à 480 Hz l'amplitude *U* du signal en dents de scie (fig. 1) subit une variation de 60 volts.

Rappelons que cette variation d'amplitude du signal en dents de scie est proportionnelle à la période et non à la fréquence de la mélodie. Cependant, dans le

langage courant, nous évoquons plus volontiers la fréquence pour l'appréciation et la comparaison de mélodies différentes. Pour cette raison et pour d'autres qui sont évoquées plus loin nous avons pensé qu'il était souhaitable que notre appareil puisse délivrer un signal proportionnel à la fréquence de la mélodie. Ce résultat a été atteint en élaborant, au moyen d'un circuit d'inversion, un signal électrique image de l'inverse de celui, en dents de scie, délivré par la base de temps.

CIRCUIT D'INVERSION (bloc 7 sur figure 2)

Ce circuit, à réponse hyperbolique, est analogue aux circuits générateurs de fonctions statiques à diodes utilisés dans les calculateurs analogiques. Notre circuit (fig. 9) comporte 8 voies à diodes dont les tensions de seuil sont correctement ajustées (pratiquement ces tensions de seuil sont obtenues à partir de 2 sources seulement, 6 volts et 12 volts, et d'un ensemble de résistances de valeurs adéquates) pour approcher au mieux, au moyen de 8 segments de droite, l'hyperbole image de la réponse désirée. L'amplificateur à courant continu utilisé pour la sommation des tensions issues des 8 voies à diodes comporte 3 étages et son amplification est de 75 dB environ.

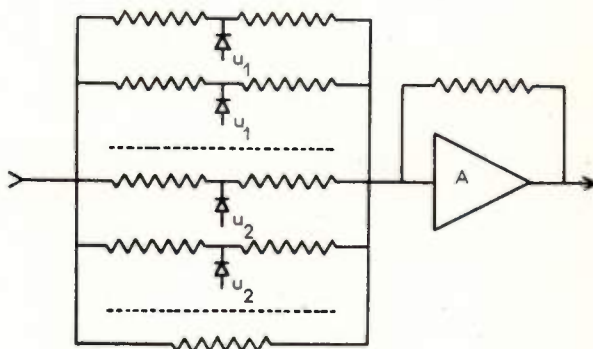


FIG. 9

Le signal à l'entrée de ce circuit d'inversion étant toujours de même signe, le montage est relativement simple.

Le signal à la sortie du circuit d'inversion est un signal en forme de dents de scie à montée hyperbolique dont l'amplitude varie de 10 volts lorsque la fréquence varie de 80 Hz à 480 Hz.

CIRCUIT DE DÉTECTION DE L'ENVELOPPE

La forme en dents de scie des signaux *c* issus soit de la base de temps soit du circuit d'inversion n'est pas des plus favorables tant pour l'attaque d'autres circuits électroniques que pour l'attaque d'un enregistreur électromécanique.

La caractéristique intéressante de ces signaux étant leur valeur de crête — proportionnelle soit à la période soit à la fréquence de la mélodie suivant qu'il s'agit du signal issu de la base de temps ou de celui délivré par le circuit d'inversion — il était intéressant d'élaborer de nouveaux signaux électriques d qui soient les images des « enveloppes » des signaux précédents. (Nous convenons d'appeler « enveloppe » le lieu des maximums des dents de scie).

Nous avons ainsi été conduits à mettre au point un circuit détecteur d'enveloppe dont le schéma est représenté figure 10.

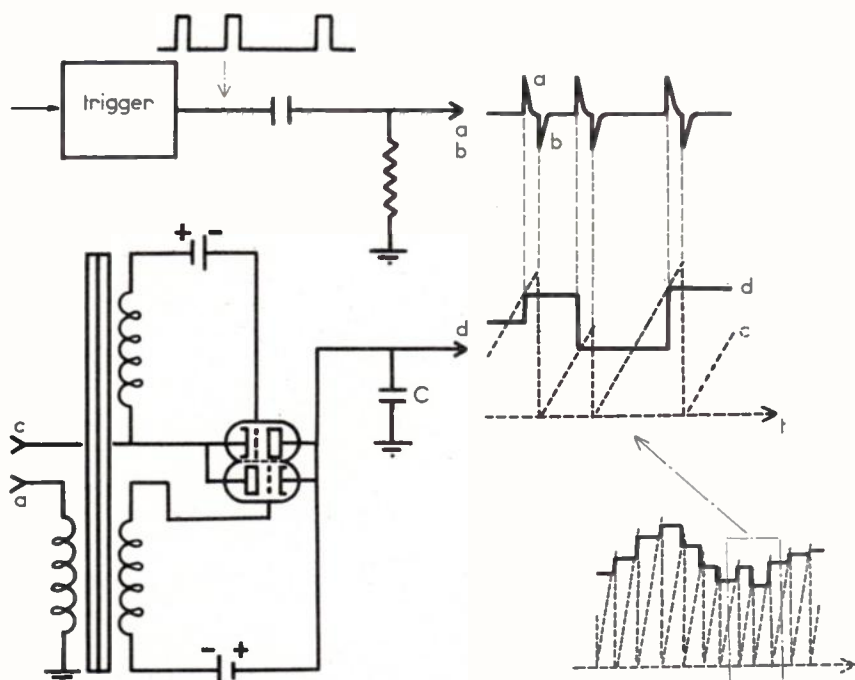


FIG. 10.

Ce circuit comprend deux triodes montées tête-bêche dont le rôle est d'établir une liaison électrique de brève durée, à des instants précis, entre la sortie c de la base de temps, ou celle du circuit d'inversion, et un condensateur C remplissant le rôle de mémoire.

Les deux triodes qui sont, hors commande, fortement bloquées — grilles fortement négatives par rapport aux cathodes — sont débloquées par des impulsions dont la position dans le temps correspond à celle des sommets des dents de scie.

En fait, pour éviter que les brèves périodes de déblocage des triodes empiètent sur le cycle de décharge, extrêmement rapide, du condensateur de base de temps (un tel empiètement se traduirait par un fonctionnement très imprécis du détecteur d'enveloppe) les impulsions de déblocage des triodes sont produites un très court instant, constant, avant que soit atteint le sommet des dents de scie.

Ce décalage est obtenu en dérivant les impulsions, de largeur $200\ \mu\text{s}$ environ, délivrées par le trigger.

Par cette opération nous obtenons, pour chaque impulsion trigger, deux impulsions, l'une positive a , l'autre négative b , (voir fig. 10) qui sont utilisées, la première, pour déblocquer les triodes du circuit détec-

teur d'enveloppe, la seconde, en retard d'environ $200\ \mu\text{s}$ sur la première, pour la commande de la base de temps.

Le rôle du condensateur C est de garder en mémoire, d'un cycle de déblocage au suivant, les potentiels des sommets des dents de scie.

Enfin notre appareil possède un circuit permettant d'élaborer le logarithme du signal image de la période ou de la fréquence. Ce circuit est constitué par une triode, fonctionnant avec courant grille, montée comme l'indique la figure 11. Avec ce montage, bien connu [5], la variation du potentiel d'anode est pro-

portionnelle au logarithme de la tension appliquée à l'entrée dans un domaine dont l'étendue atteint, sans précautions spéciales, 40 dB.

Il a été prévu, en outre, un oscillateur 4 qui délivre un signal sinusoïdal de fréquence étalonnée, réglable

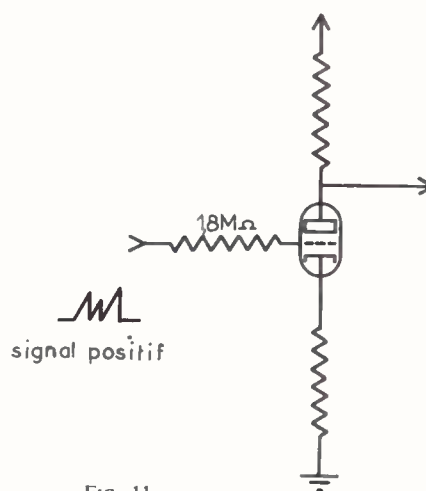


FIG. 11.

par bonds ; cet oscillateur permet un étalonnage commode de l'appareil.

Une alimentation 10, stabilisée par tubes à gaz, délivre les tensions nécessaires au fonctionnement du montage à savoir : + 250 volts, + 150 volts, — 150 volts, — 250 volts et les tensions de polarisation des diodes du circuit « inversion » 7.

Un indicateur de zéro, 11, pouvant être connecté en différents points de l'appareil, permet un ajustement des tensions de référence caractéristiques.

Exploitation

Pour le linguiste, la connaissance des faits mélodiques tels qu'ils se présentent dans la chaîne parlée est d'une importance capitale : les variations de hauteur sont en effet des indices acoustiques représentatifs de fonctions linguistiques et de facteurs psychologiques variés, indispensables à la compréhension du message parlé. Ainsi, les variations significatives de mélodie peuvent correspondre aux « tons » servant à identifier le mot dans les langues à tons, aux réalisations d'accents, à l'intonation de la phrase et à ses variantes syntaxiques, aux « intonèmes » caractéristiques d'états psychiques ou de « situations », enfin à des « motivations » individuelles*. Plusieurs de ces fonctions peuvent d'ailleurs être présentes en même temps, dans le même énoncé, et interférer les unes avec les autres. Leur identification exige une représentation très fine et psychoacoustiquement valable des variations de hauteur (évolution du « fondamental régénéré » et).

D'un point de vue psychoacoustique, les seules grandeurs valables sont les mesures de F en mels [6], [7].

La fonction de transformation des hertz en mels est une sigmoïde établie expérimentalement. Comme l'a montré KOENIG [8], une bonne approximation de cette échelle subjective est, quand il s'agit d'évaluer des fréquences inférieures à 1 000 Hz, une échelle linéaire. On peut donc admettre que les mesures de F en hertz sont les plus représentatives de la hauteur subjective (Sur les systèmes d'échelles mélodiques, voir, par exemple [9], [10], [11]).

L'appareil mis au point dans nos laboratoires permet, grâce au circuit d'inversion qui l'équipe, une représentation directe des variations de la hauteur. A titre d'exemple, la figure 12 représente la phrase : « Est-il jeune ? », prononcée par un sujet féminin parisien. La sensibilité utilisée pour cet enregistrement sur film de 35 mm était de 3 mm pour 100 Hz ; cette sensibilité peut, sans difficultés, être portée à 3 mm pour 10 Hz. (Sur nos divers enregistrements, la courbe inférieure, d'allure symétrique, est l'oscillogramme de la parole analysée). Les sommets des dents de scie concrétisent de façon très visible les variations de F . Le schéma intonatif dégagé est le schéma type de la phrase interrogative à inversion en français moderne.

D'autre part, les linguistes ont à maintes reprises manifesté leur désir de voir les contours d'intonation exprimés sous forme de courbes continues. C'est en effet sous cet aspect qu'on les traduit dans les descriptions spécialisées. Le circuit de détection d'enveloppe effectue automatiquement cette traduction sous forme d'une courbe continue qui apparaît en traits larges sur l'enregistrement représenté figure 13 (même énoncé et même échelle que précédemment ; le début et la fin de chaque séquence sonore apparaissent sous la forme de traits fins transversaux).

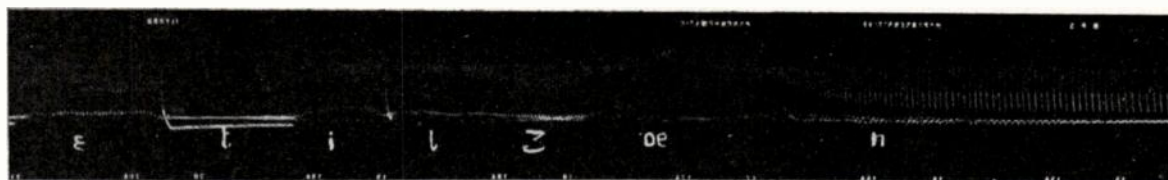


FIG. 12. — Phrase interrogative à inversion : « Est-il jeune ? »

Esquisse du schéma intonatif :

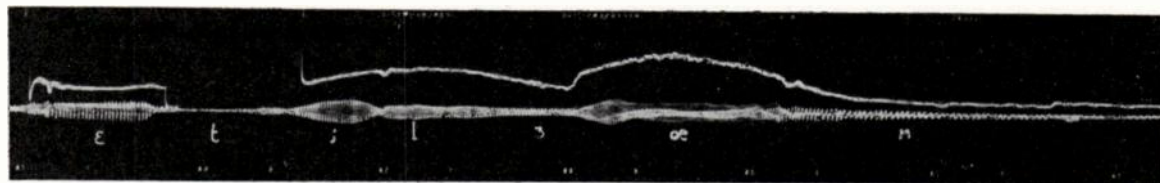


FIG. 13. — Phrase interrogative à inversion : « Est-il jeune ? » Le commutateur de sortie est placé sur la position « enveloppe F ».

* Voir : A. MARTINET, Accents et tons, *Miscellanea Phonetica*, 2, London (1954).

Visualisée sous cette forme l'opposition entre un schéma affirmatif et un schéma interrogatif est extrêmement frappante comme le révèlent les enregistrements représentés figure 14 (« C'est plus court », forme affirmative) et figure 15 (« C'est plus court ? », forme interrogative).

tiques d'un « corpus linguistique » en dégagant les schémas mélodiques selon des critères choisis au gré de l'utilisateur. C'est, à notre connaissance, avec l'appareil construit par FROKJAER-JENSEN et avec celui de KALLENBACH, le seul appareil capable de promouvoir, sur une vaste échelle, des études compa-

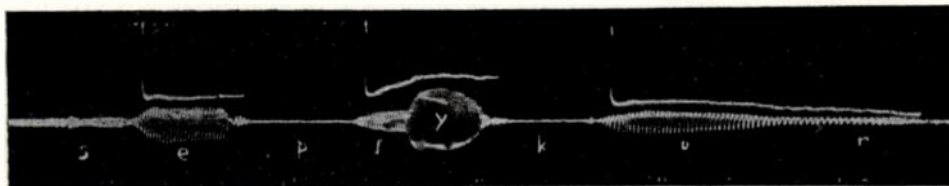


FIG. 14. — Phrase affirmative : « C'est plus court ».

Esquisse du schéma intonatif :



FIG. 15. — Phrase interrogative : « C'est plus court ? »

Esquisse du schéma intonatif :



Nos enregistrements ont été effectués au moyen d'un oscilloscope cathodique à deux faisceaux et d'une caméra. Leur dépouillement peut se traduire par une perte de temps appréciable. Pour cette raison on utilisera, de préférence à l'appareillage précédent, un enregistreur graphique (enregistreur à inscription directe) et on opérera avec une bande de papier quadrillé étalonnée en hertz.

Enfin, dès les débuts de la Phonétique expérimentale, de nombreux auteurs (SIEVERS, E.A. MEYER, ROUSSELOT, GRAMMONT) ont essayé de transposer les courbes mélodiques selon l'échelle musicale, laquelle est une fonction logarithmique de la fréquence et, aujourd'hui encore, diverses études (par exemple la description récente de l'intonation russe par VAN SCHOONEVELD) témoignent de l'intérêt que peut présenter une notation musicale.

La compression logarithmique peut être aussi d'un grand secours pour atténuer les écarts et réduire la dispersion : elle permet ainsi de trouver des « invariants » là où une échelle linéaire fait apparaître les valeurs individuelles.

Nous avons donc également prévu, dans notre détecteur de mélodie, un circuit qui élabore le logarithme de la période ou de la fréquence de la mélodie.

Ces exemples ont pu donner une idée des performances et des commodités d'utilisation de l'appareil. Celui-ci, grâce à ses circuits fonctionnels permet d'effectuer un dépouillement rapide des bandes magné-

ratives sur l'intonation dans les différentes langues.

D'autre part, une version particulière du détecteur de mélodie aura sa place dans un circuit complet d'Analyse-Synthèse de la parole actuellement en cours de développement dans nos laboratoires.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GRUTZMACHER et LOTTERMOSER. — « Über ein Verfahren zur trageitochlein Aufzeichnung von Melodiekurven » *Akust. Zs.*, 2 (1937) 242 ; 3 (1938) 183.
- [2] RAPPAPORT W. — « Über die Messung der Tonhöhenverteilung in der deutschen Sprache » (thèse 1956) *Facultät für Maschinenwesen und Electrotechnik der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen*.
- [3] LADISLAV O. DOLANSKY. — « Instantaneous pitch-period indicator » *J.A.S.A.*, (1955) p. 67.
- [4] GRUENZ O.O., SCHOTT Jr and L. — « Extraction and portrayal of pitch in speech sounds ». *J.A.S.A.*, (1949), p. 467.
- [5] Terman F.E. et PETTIT J.M. — « Electronic Measurements » p. 37. *MacGraw Hill* édit. (2^e édit. 1952).
- [6] STEVENS and VOLKMAN. — *American Journal of Psychology* (1940).
- [7] WINCKEL. — « Vues nouvelles sur le monde des sons », Dunod (1960).
- [8] KOENIG. — « A New frequency scale for Acoustic Measurement », *Bell Lab. Record* 27 (1949).
- [9] MEYER-EPPLER. — *Tonhöhenschreiber : Zeitschrift für Phonetik* 1, (1947).
- [10] KALLENBACH. — *Akustische Beihefte* (1951) Heft 1.
- [11] MAACK. — *Phonetica* 1957.

AMÉLIORATION DES TUBES DE PUISSANCE POUR FRÉQUENCES ACOUSTIQUES

PAR

Ph. SAINTE-BEUVE
*Chef du Laboratoire de Suresnes
La Radiotechnique*

Les utilisateurs de tubes de puissance pour fréquences acoustiques ont besoin de tubes économiques d'emploi aussi bien pour les sonorisations publiques que pour les amplificateurs de haute fidélité.

Les facteurs qui ont une influence économique sensible sont les suivants :

1. Prix de revient du tube.
2. Emploi en push pull à partir de 5 à 10 watts.
3. Polarisation automatique pour ne pas avoir de redresseur séparé et de réglage en cas de polarisation fixe.
4. Rendement en puissance haute tension favorable.
5. Tension d'alimentation pas trop élevée. 250 V sont plus économiques à obtenir que 350 V à égalité de puissance.
6. Tension d'alimentation de grille 2 voisine de la tension moyenne d'anode.
7. Tension d'entrée faible.
9. Faible encombrement.
10. Faible puissance de chauffage.
11. Ne pas nécessiter de ventilation artificielle ou des dispositifs compliqués de refroidissement.

Pour fixer les idées nous envisageons dans cet exposé le cas d'un tube devant délivrer 40 W pour un montage de deux tubes en push pull et nous recherchons quels sont les moyens d'amélioration possible pour parvenir à un tube intéressant.

Amélioration du rendement

En ce qui concerne le rendement en puissance haute tension conjugué avec l'emploi de polarisation automatique, il convient de considérer les éléments suivants :

1. Coude des caractéristiques $I_a = f(V_a)$ aussi près que possible de l'axe des courants et aussi net que possible.
2. Faible courant de grille 2 principalement pour les faibles signaux.
3. Une polarisation réduite pour ne pas perdre inutilement des watts dans la résistance de polarisation, cela signifie une pente élevée pour un courant donné.
4. Une tension de grille 2 égale à la tension d'anode.

Cette dernière considération provient du fait que le courant de grille 2 est variable avec le niveau de sortie ; si on utilisait une simple résistance chuteuse la tension de grille 2 s'élèverait au repos et ainsi le courant anodique de repos serait plus élevé que ce qui serait nécessaire si la tension V_{g2} était stable. Le moyen pour stabiliser économiquement V_{g2} et d'éviter un pont diviseur, est de l'alimenter par une résistance de filtrage aussi faible que possible à partir de la source de V_a . C'est-à-dire, compte tenu de la chute dans le primaire du transformateur de sortie, d'avoir sensiblement $V_a = V_{g2}$.

L'utilisation avec $V_a = V_{g2}$ n'est malheureusement pas très favorable à la position du coude ni au courant de grille 2, ni à la puissance à évacuer par cette grille. En effet pour qu'il n'y ait pas d'effet dynatron trop marqué, le technologiste est amené à placer le coude généralement vers le 1/5 de V_{g2} . Comme le courant de grille 2 augmente lorsque la tension d'anode instantanée est inférieure à V_{g2} on aurait intérêt à ce que V_{g2} soit nettement inférieur à V_a .

Parmi les moyens dont dispose le technologiste pour réduire les inconvénients du travail à $V_{g2} = V_a$, il y a l'utilisation d'une structure tétrode à grilles alignées avec une électrode en forme de fenêtre remplaçant la grille 3. Il choisira ses dimensions pour obtenir le meilleur compromis possible entre le courant de grille 2 et la position du coude. Le technologiste choisira aussi le matériau d'anode donnant une faible émission secondaire qui ne sera pas une

trop grande source d'empoisonnement de la cathode et ne sera pas trop onéreux.

En ce qui concerne la puissance à évacuer par la grille 2, le technologiste cherchera à utiliser des grosses armatures bien refroidies aux extrémités par ses connexions et des ailettes. Il cherchera à utiliser un fil de forte section même si cela augmente un peu le courant de grille 2. Il pourra aussi noircir cette grille.

Réduction de la tension d'alimentation

Pour garder la même puissance de sortie cette réduction de tension doit être compensée par une augmentation du courant. Il y a d'une part le courant moyen que devra fournir la cathode et aussi le courant de crête à $V_g = 0$, car nous supposons que pour des raisons économiques l'étage de commande ne devra pas avoir à fournir du courant direct de grille. Il faudra aussi que la pente soit augmentée pour que la polarisation et le signal d'attaque n'augmentent pas.

Sans entrer dans les formules complètes on peut poser en première approximation que

$$I_a (V_g = 0) \equiv \frac{s_k}{(d_{g1k})^2} \left(\frac{V_{g2}}{k_{12}} \right)^{3/2}$$

s_k étant la surface émissive de cathode

d_{g1k} la distance grille-cathode

k_{12} le coefficient d'amplification en triode — il est en gros proportionnel à la distance grille 1-grille 2 et dépend des caractéristiques de la grille 1.

La pente pour $V_g = 0$ est

$$S_{(V_g=0)} = \frac{(s_k)^{2/3}}{(d_{g1k})^{4/3}} I_a o^{1/3}$$

On voit facilement que pour avoir la même puissance si V_{g2}/k_{12} est divisé par 2 il faut que :

$$\frac{s_k}{(d_{g1k})^2} \text{ soit multiplié par } 2^{5/2} = 5,65$$

Pour cette valeur la pente est multipliée par 4 ce qui double la sensibilité et divise par deux la polarisation. Si on gardait la même densité de courant, s_k serait multiplié par 2, par conséquent la distance grille-cathode serait divisée par 1,68.

Malheureusement il n'est pas toujours possible d'augmenter la surface émissive car cela signifie augmenter la puissance de chauffage dans le même rapport. D'une part au point de vue rendement général cela n'est pas intéressant, d'autre part la cathode chauffe la grille et fait apparaître des difficultés avec le courant de grille dû à son émission parasite d'électrons. Du côté purement technologique les difficultés d'irrégularité de forme de la grille augmentent avec ses dimensions. Or nous venons de

voir que l'on va chercher aussi à diminuer la distance grille-cathode donc à rendre plus sensibles les irrégularités de la grille.

Si on ne peut pas augmenter la surface de cathode, la densité de courant augmentera et il faudra, dans l'exemple précédent, diviser la distance grille-cathode par

$$2^{5/4} = 2,38$$

La densité de courant avec laquelle on peut faire travailler le tube n'est pas très critique en elle-même. Elle dépend d'autres facteurs tels que les sources d'empoisonnement latentes de l'émission, c'est-à-dire de la température des pièces, de leur nature et de leur traitement, et des dispersions d'émissions tolérables. Dans ce cas il appartient surtout au travail expérimental et à l'expérience de dire si on peut augmenter la densité de courant dans les conditions particulières d'emploi. Ainsi il peut apparaître, par exemple dans notre cas, que la possibilité de diminuer la tension d'alimentation soit liée aussi à l'amélioration d'un matériau d'anode.

Nous avons laissé de côté jusqu'à présent l'action du coefficient d'amplification $G_1 G_2$. De ce côté les limitations pratiques sont complexes, ce coefficient est en gros pour les valeurs usuelles, proportionnel à la distance $G_1 G_2$, proportionnel au diamètre du fil de G_1 , et inversement, proportionnel au carré du pas de grille 1 (distance entre axes des fils).

Du côté de la distance $G_1 G_2$, les irrégularités de forme de la grille 2 nous limitent principalement dans la recherche d'une faible distance dans notre cas. Ces irrégularités concourent à la dispersion des caractéristiques, à des risques de court-circuit, et à des surchauffes locales.

En plus une autre limitation peut apparaître : la distance $G_1 G_2$ ne doit pas être trop faible devant le pas de grille 2, sinon le potentiel effectif moyen dans le plan de G_2 diminue au préjudice du courant et les trajectoires électroniques s'éloignent de la normale à la cathode, au détriment de la position du coude des caractéristiques $I_a = f(V_a)$. On pourrait resserrer le pas de la G_2 mais alors le courant grille 2 augmenterait.

Du côté du diamètre de fil de G_1 , en ce qui concerne les grilles traditionnelles, la limitation provient aussi des irrégularités de forme de la grille. Ce que l'on peut tolérer dépend de la distance grille-cathode et du pas. Il y a un compromis à faire entre cette distance et le diamètre de fil. Les grilles à cadre permettent d'échapper à cette cause de limitation. En fait si pour les grilles traditionnelles des tubes de puissance la limite du diamètre de fil se situe vers 80μ , on peut envisager pour ces mêmes tubes l'emploi facile de fils de 15μ avec les grilles à cadre.

En ce qui concerne le pas de grille 1 il y a une limite supérieure liée à la distance cathode-grille, il ne doit pas être supérieur à 1,8 à 2,2 fois cette distance. Au delà de ce rapport la caractéristique $I_a = f(V_g)$ traîne beaucoup vers les courants faibles, d'où mauvais blocage, distorsion forte et baisse de pente.

Pratiquement on adopte toujours un pas situé vers la limite supérieure compte tenu des défauts précédents tolérables.

Les formules indiquées plus haut ne sont que des premières approximations. En réalité le coefficient d'amplification $G_1 G_2$ ou plus exactement la transparence de la grille 1 a une action secondaire sur le courant et la pente. Les variations de potentiel moyen dans le plan de grille 1 ne sont pas égales aux variations de potentiel des fils de la grille. Ce phénomène est d'autant plus accusé que la transparence est grande. On aurait intérêt à utiliser la distance $G_1 G_2$ la plus faible possible pour un coefficient d'amplification $G_1 G_2$ donné.

Remarquons ici que le problème du tube basse fréquence peut différer sensiblement du tube haute fréquence. En effet pour ce dernier des considérations sur les capacités conduisent à faire un léger sacrifice sur la pente si les capacités sont améliorées.

Pour conclure sur ces considérations nous pouvons remarquer que les paramètres sont nombreux, leurs limitations, sauf exception, ne sont pas indépendantes, et que surtout ces limitations résultent de considérations pratiques. Il est par conséquent difficile de faire un calcul d'optimisation de tous ces paramètres.

Cas des tubes à grilles alignées

Le tube prototype utilisant cette technique est la 6L6 connue de longue date. Le phénomène de concentration des trajectoires électroniques dans l'intervalle des spires de G_2 est bien connu pour que nous insistions (voir fig. 1).

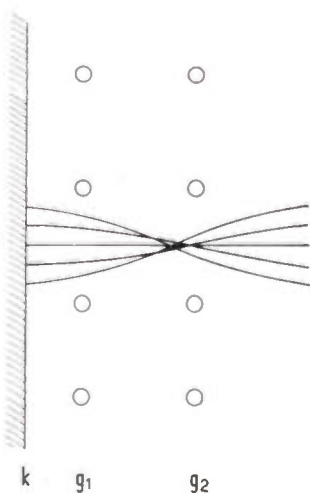


FIG. 1. — Focalisation des électrons dans le cas des grilles alignées classiques.

Rappelons que, dans ce tube on utilise judicieusement la charge d'espace entre G_2 et anode pour empêcher les électrons secondaires lents de venir sur la grille 2. Il faut mentionner à ce sujet que l'alignement

des grilles conduit à avoir moins d'électrons ayant des trajectoires inclinées qu'avec des grilles non alignées et une grille 3 spiralée. Ceci est favorable à l'obtention d'un coude aigu près de l'axe des courants.

Rappelons aussi que ces tubes doivent avoir entre G_2 et anode deux électrodes de garde, sortes de fenêtres qui empêchent le faisceau électronique de diverger, renforcent l'action de la charge d'espace vers les faibles courants et empêchent des électrons secondaires d'emprunter un chemin détourné pour rejoindre la grille 2.

Avec les grilles alignées la pente est vite limitée par les possibilités d'alignement pratiques. Nous avons vu en effet qu'une réduction de distance $G_1 K$ doit être accompagnée d'une réduction de pas pour qu'il ne soit pas supérieur à 2 fois cette distance. Comme le courant de grille 2 augmente beaucoup lorsque l'erreur relative $\Delta P/P$ atteint 20 à 30 %, le pas ne doit pas être trop faible.

Les erreurs d'alignement sont dues aux causes suivantes :

- défaut d'alignement général au montage
- erreur sur le pas moyen
- irrégularité locale de pas
- dilatation différente des grilles suivant les régimes de fonctionnement.

Notons pour cette dernière cause que souvent on règle le pas de G_1 et G_2 et l'alignement au montage pour que l'alignement soit bon à chaud, quitte à ce qu'à froid il soit moins bon. En pratique pour les tubes usuels on ne descend pas en-dessous d'un pas de 600 μ .

D'autre part pour que l'effet d'ombre soit aussi bon que possible il faut que les électrons soient focalisés dans le voisinage du plan de la grille 2. Cela impose une distance $G_1 G_2$ dans laquelle on doit se tenir (environ 0,8 fois le pas), car malheureusement on n'est pas très maître de la distance focale.

En admettant que l'on puisse réduire la distance grille-cathode et le pas, il faudrait réduire aussi les diamètres des fils ; le fil de G_1 pour maintenir le facteur de pénétration au champ électrique de cette grille et le fil de G_2 pour ne pas intercepter trop d'électrons par cette grille.

En bref, il faudrait réduire sensiblement dans une même proportion les distances normales à la cathode et les distances et dimensions le long de l'axe du tube, c'est-à-dire d'un mica à l'autre. Bien entendu pour maintenir, sinon augmenter, la surface de cathode il faudrait accroître la largeur de cathode.

On voit déjà d'après ce qui a été dit sur les grilles que l'augmentation de pente et de courant conduit vite à des impossibilités pratiques. De plus une structure courte et large n'est pas du tout favorable au refroidissement de l'anode.

TABLEAU 1
CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES COMPARÉES

	6L6	EL34	EL 503	Unités
I_a crête $V_{g2} = 250$ (1)	160	225	500	mA
Pente pour $I_a = 100$ mA	7,5	12,5	23,5	mA/V
V_f	6,3	6,3	6,3	V
I_f	0,9	1,5	1,2	A
V_{ba}	383	375(2)	265	V
V_{bg2}	293	375(2)	265	V
R_k	248	130	56	Ω
$I_k \times 2 R_k$ repos	23	22,5	12,5	V
Signal entrée	14,3	21	11	V_{eff}
$2 \times I_a$ repos	88	150	210	mA
$2 \times I_a$ max.	100	190	230	mA
$2 \times I_{g2}$ repos	5	23	16	mA
$2 \times I_{g2}$ max.	17	45	55	mA
P sortie	24,5	35	40	W
Rendement HT	57	40	53	%
Rendement total	50	36	48	%

(1) I_a crête est égal au courant anodique nominal au coude pour $V_{g1} = 250$ V, $V_{g1} = 0$, $V_a =$ valeur au coude.

(2) Ces valeurs comprennent la chute dans la résistance du primaire du transformateur et une résistance de 470Ω dans l'alimentation de grille 2.

Sur le tableau 2 figurent les principales dimensions de la 6L6. D'après ces valeurs on voit qu'actuellement on peut faire quelques progrès mais ils ne seraient pas très payants comme en témoignent les nombreux tubes à grilles alignées apparus depuis la 6L6 dans les différents pays.

TABLEAU 2
DIMENSIONS MÉCANIQUES INTERNES PRINCIPALES

	6L6	EL34	EL 503	Unités
Surface émissive de cathode	1,43	2,95	2,57	cm ²
Hauteur entre mica	38,2	40,5	30	mm
Pas de la grille 2	810	1 000	690	micron
Pas élémentaire de grille 1	810	570	230	micron
Diamètre fil grille 2	100	80	100	micron
Diamètre fil grille 1	100	60	15 et 35	micron
Distance G_1 -cathode	385	330	150 et 250	micron
Distance G_1 - G_2	1 225	980	580	micron
Distance G_2 anode	5	4,23	2,08	mm

Structure pentode de l'EL 34

Pour sortir de l'impasse des grilles alignées on a créé en Europe l'EL 34. D'après les caractéristiques figurant dans le tableau 1 on voit que l'on tire une

puissance nettement supérieure pour une tension légèrement plus faible. Ce tube aurait besoin d'avoir une tension d'alimentation de 315 V pour obtenir 24,5 W comme la 6L6 sous 383 V. Remarquons ici que si on pouvait utiliser avec la 6L6 une tension V_{g2} voisine de V_a , la 6L6 donnerait 24,5 W avec 340 V mais cela représenterait un danger pour le tube.

Comme il fallait s'y attendre le coude des caractéristiques n'est pas net, le courant grille 2 est plus élevé et le rendement moins bon.

Il est difficile actuellement avec la même technologie de faire nettement mieux. En effet les déformations inévitables des grilles ne permettent pas de diminuer sensiblement le diamètre des fils et les distances inter électrodes.

UTILISATION DES GRILLES A CADRE

La grille à cadre normale permet de résoudre le problème du côté de la grille 1 en réduisant le pas et la distance G_1 -cathode de façon substantielle.

Nous avons tenté des essais avec une grille 2 classique non alignée. Le courant et la pente atteignaient des valeurs intéressantes mais le courant de grille 2 était prohibitif pour le fonctionnement avec $V_{g2} = V_a$.

Il existe un tube professionnel la E 130 L pour lequel la grille 2 est aussi une grille à cadre. Les armatures du cadre en molybdène ont 2,5 mm de diamètre. Déjà le prix de cette quantité de molybdène condamne son emploi sur un tube qui devrait être économique et il y a en plus toutes les difficultés de réalisation pour que l'alignement soit valable. Il faut remarquer ici que l'emploi d'un fil très fin pour la grille 2 conduit à ce qu'il fonctionne à une température élevée. En cas de surcharge accidentelle violente mais de courte durée, comme on en rencontre dans l'emploi en basse fréquence, le fil sera surchauffé vu sa faible inertie thermique et il peut en résulter des déplacements ou des fusions de fil.

Grille d'ombre supplémentaire

Il est possible de placer entre G_1 et G_2 une grille supplémentaire au pas de la grille 2 et réunie au potentiel de la cathode. On bénéficie de son effet d'ombre pour réduire le courant de G_2 , cela laisse toute liberté pour choisir le pas de G_1 .

L'ancien tube EF 8, et plus récemment le tube 6 FG 5 sont construits sur cette base. Ce sont des tubes HF à faible courant. La Ge.E.Co a développé avec cette technique un tube de puissance la Z 2 570-3 mais le coude n'est encore qu'à 150 mA pour $V_{g2} = 250$ V.

Avec cette technique il est très difficile, en effet, d'obtenir un courant important. Cette grille supplémentaire fait écran et diminue fortement l'action de la grille 2 qui doit extraire les électrons de l'espace grille 1-cathode. Pour diminuer cet effet il faudrait que cette grille d'ombre soit très près de la grille 1. Les calculs ont montré qu'il faudrait qu'elle soit à une distance de 100 μ (compté en axes de fils). Or

avec une grille à cadre les entretoises à chaque extrémité du cadre ont au moins une épaisseur de $200\ \mu$, elles dépassent donc considérablement de la nappe de fil. Donc on ne pourrait déjà pas enfiler une telle grille d'ombre sur la grille 1, sans compter les risques de court-circuit. On peut imaginer des solutions pour éviter cet enfilage, mais elles seraient trop onéreuses.

Spiralage d'un fil supplémentaire sur la grille 1

S'il n'est pas possible d'avoir une grille séparée, nous avons fait des essais en spiralant par dessus le fil fin un gros fil au pas de la grille 2. Cette solution s'est heurtée à de grosses difficultés pratiques. Ce spiralage supplémentaire déplaçait les fils du spiralage normal ou ne se plaçait pas bien. En admettant que l'on puisse éviter ce défaut en fixant le fil fin avant le 2^e spiralage, il reste que par endroit le gros fil bouche l'espace entre deux fils fins et qu'aux endroits du croisement il y a une distorsion des trajectoires électroniques peu favorable au courant de grille 2.

En bref nous avons l'équivalent d'un pas très variable, des caractéristiques peu encourageantes, et un fort courant de grille 2.

Spiralage simultané à plusieurs fils

Pour éviter les croisements et les enchevêtrements des deux fils nous avons été conduits à les spiraler simultanément au même pas. En les décalant convenablement on parvient à ce que les distances entre fils voisins soient identiques. On a ainsi un pas équivalent à P/n , n étant le nombre total de fils spiralés simultanément.

Les figures 2 et 3 montrent le cas pour 2 fils fins et un gros fil.

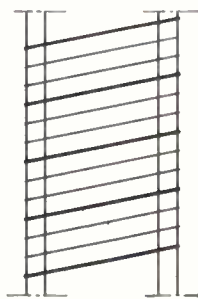


FIG. 2. — Grille à cadre à multiples spirales. Cas de deux fils fins pour un gros fil.

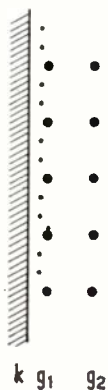


FIG. 3. — Coupe de la partie active d'un tube à grille à cadre à multiples spirales.

Remarquons que le plan de la nappe de fils fins ne coïncide pas avec le plan de la nappe de gros fils. En effet le fil fin peut être suffisamment tendu pour qu'il soit rectiligne. Si on voulait que le gros fil soit aussi pratiquement rectiligne il faudrait utiliser une tension qui ferait fléchir le cadre et détendrait le fil fin au cours des traitements thermiques ultérieurs.

On peut penser qu'il est recommandable de diminuer autant que possible cette distance entre les deux nappes de fils. Cela est vrai en ce qui concerne la pente mais pas en ce qui concerne le courant de grille 2.

L'examen des trajectoires électroniques à la membrane de caoutchouc, et les calculs de distance focale montrent qu'il y a focalisation à une distance de la grille 1 sensiblement égale à la distance entre fils voisins de grille 1 (pas élémentaire) soit par exemple $200\ \mu$. Or nous devons avoir avec une grille 2 classique, une distance $G_1 G_2$ d'au moins $500\ \mu$ pour les raisons exposées plus haut. Par conséquent il n'y a pas focalisation au niveau du plan de la grille 2 et on ne peut plus bénéficier de l'effet d'ombre. La figure 4 montre qualitativement l'allure des trajectoires.

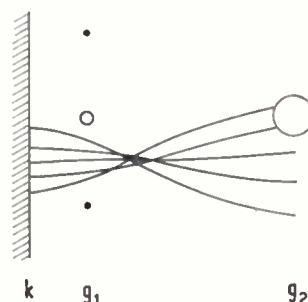


FIG. 4. — Trajectoire électronique dans le cas où le gros fil est exactement dans le plan des fils fins.

Des expériences ont été conduites en remplaçant le gros fil par 2 ou 3 fils fins spiralés côte à côte. Ces fils fins pouvaient être convenablement tendus. Le résultat était désastreux pour le courant de grille 2 ; il était pratiquement le même qu'il y ait alignement ou non.

Par contre si le gros fil est décalé du plan des fils fins, il se forme un effet de prisme qui, en plus de la convergence, dévie le faisceau d'électrons en lui faisant éviter le fil de grille 2 (fig. 5).

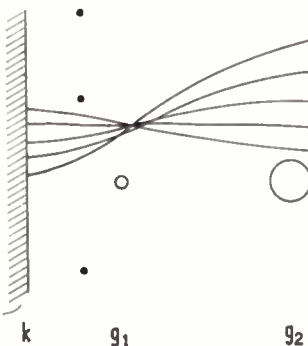


FIG. 5. — Trajectoire électronique dans le cas pratique où le gros fil est décalé par rapport au plan des fils fins.

Cette technique de grille introduit encore quatre nouveaux paramètres :

- Diamètre du gros fil
- Distance entre les deux nappes de fils
- Nombre de fils fins par gros fil
- Rapport de la distance entre fils fins adjacents à la distance séparant fils fins et gros fils.

Les calculs et les expériences pour chercher à optimiser ces paramètres sont très laborieux, ils dépendent évidemment des autres paramètres tels que : diamètre de fil fin, pas de la grille 2 et diamètre de son fil, distances inter-électrodes, etc... et bien entendu du compromis que l'on doit choisir sur les caractéristiques du tube, notamment pente et courant de grille 2.

Pour les besoins qui nous sont posés nous pensons actuellement que les dimensions figurant au tableau 2 sont les plus intéressantes. Celles-ci étant valables pour une distance électrique grille-cathode de 150 μ et une distance électrique grille 1-grille 2 de 550 à 600 μ . Nous pouvons ajouter qu'heureusement la distance entre les deux nappes n'est pas critique.

Constitution du cadre

Il est classique maintenant en Europe de constituer le cadre par deux tiges ou montants en molybdène réunies à chaque extrémité par deux bandes ou entretoises également en molybdène. Pour les dimensions choisies il faudrait utiliser des montants de 2 mm de diamètre de façon à obtenir la rigidité désirée. Pour un tube de large diffusion économique, le coût de ce molybdène grèverait trop le prix du tube.

Si le coefficient de dilatation des entretoises doit être adapté à celui du fil employé (tungstène), la dilatation des armatures joue un rôle secondaire ; on peut donc éviter l'emploi du molybdène et avoir un métal moins cher.

Les principales qualités pour les montants sont la résistance mécanique à 800 °C (température souhaitée de pompage et recuit) et une bonne conductibilité thermique pour refroidir la grille 1. Jusqu'à présent nous n'avons pas trouvé de métaux purs ou d'alliages à des prix intéressants, ayant ces qualités sans avoir d'autres défauts.

Nous ne désespérons pourtant pas de trouver, en particulier du côté des matériaux composites.

Pour le moment nous avons utilisé un métal pur connu : le nickel. Dans le but de donner au cadre la solidité désirée, nous avons muni ce cadre d'un jeu supplémentaire d'entretoises au centre.

Une des difficultés consiste dans le franchissement de ces entretoises centrales par le spiralage. Du fait des nécessités d'alignement on ne pouvait pas interrompre le spiralage pendant le franchissement, car les reprises provoquent toujours des irrégularités de pas. Au début nous avons rencontré beaucoup de ruptures de fil au niveau des entretoises centrales, notamment

au pompage, car le cadre se dilate davantage que le fil. Il a fallu :

- Adoucir les extrémités d'entretoises pour qu'elles ne soient pas trop coupantes.
- Faire attention aux bavures dues au soudage des entretoises.
- Choisir une tension de pose de spiralage pas trop élevée.
- Choisir une qualité de fil appropriée.
- Choisir une rigidité du cadre pas trop élevée gouvernée en partie par les dimensions des entretoises.

Réduction de la hauteur

Les tubes 6L6 et EL 34 sont munis tous deux d'un culot octal. La suppression de ce culot et l'emploi de la technique tout verre avec embase novar pourra apporter une réduction de hauteur sensible. Ceci est avantageux aussi pour le tube car les passages de conducteurs dans le verre sont mieux refroidis, de même que les grilles qui lui sont connectées.

Pour apporter une autre réduction de hauteur on peut gagner sur la place disponible pour le getter et les connexions. Ceci n'est pas du tout apprécié par les technologistes et va à l'encontre de la fiabilité du tube.

On peut aussi diminuer la hauteur de la structure en augmentant son diamètre et celui de l'ampoule. Ceci non plus n'est pas très goûté des technologistes, car cela nuit au refroidissement du verre, de l'anode et de la grille 2. En effet on se rapprocherait ainsi de la forme sphérique qui est la plus mauvaise au point de vue refroidissement. L'augmentation de la largeur d'anode a peu d'effet car la région bombardée est assez étroite, et la conductibilité thermique de l'anode vers les côtés n'est pas très bonne. Il n'est pas question d'utiliser, pour l'anode, des épaisseurs très fortes de métal (plus de 0,3 mm) car le poids serait tel que les supports et les micas seraient endommagés au moindre choc.

Il ne faut pas oublier aussi que le prix de la verrerie et surtout du mica augmente rapidement avec le diamètre. En effet à partir d'un certain diamètre les difficultés diverses pour obtenir ces pièces comptent plus que la quantité de matière.

Pour cette question de hauteur de structure nous avons préféré ne faire entrer que les limitations purement technologiques telles que :

- Désalignement par dilatation des grilles
- Flambage de la cathode
- Flexion résiduelle des armatures de grille
- Fréquence de résonance mécanique
- Rigidité du cadre de grille, etc...

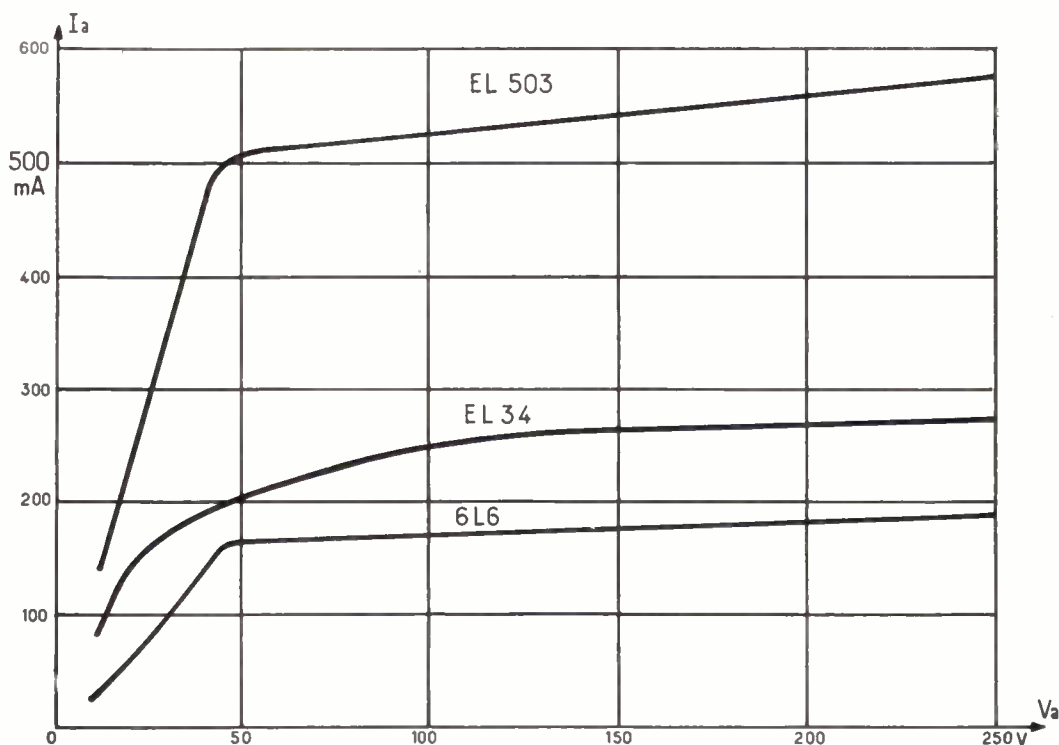


FIG. 6. — Caractéristiques $I_a = f(V_a)$ comparées du tube EL503 avec les tubes 6L6 et EL34. Il n'a été porté que les courbes pour $V_{g1} = 0$ et $V_{g2} = 250$ V.

Résultat

L'emploi de cette grille à cadre à multiples fils nous a permis de mettre au point un prototype de tubes sous le nom EL 503 dont on trouve les caractéristiques nominales d'emploi dans le tableau 1. La figure 6 donne la courbe :

$$I_a = f(V_a) \text{ pour } V_g = 0$$

comparée à celle des anciens types 6L6 et EL 34.

Le travail pour concevoir et mettre au point cette grille résulte d'un travail d'équipe. Il n'est même plus possible maintenant de dire qui en a eu l'idée, car elle résulte d'une suite d'idées se complétant et émanant de plusieurs personnes. Nous ne pouvons que citer et remercier les personnes ayant contribué à cette réalisation : MM. BALLOT, LAKATOS, LE MONCHOIS, MONNET, PARQUET.

LES ALIMENTATIONS STABILISÉES ET LES DISPOSITIFS SANS COUPURES UTILISABLES DANS LES GRANDS ENSEMBLES ÉLECTRONIQUES

PAR

A. SAUTEL

*Département R.M.E. du Centre National d'Études
des Télécommunications*

1. Introduction

Les dispositifs destinés à alimenter en énergie les grands ensembles électroniques, en particulier ceux étudiés pour la commutation téléphonique, doivent présenter les caractéristiques suivantes :

- Stabilité de la tension de sortie, toutes les causes de variations étant cumulées.
- Grande vitesse de réponse à des variations instantanées de la charge.
- Continuité de la tension de sortie malgré des coupures de la source d'énergie principale.

Nous examinerons dans le cadre des études que nous avons conduit au département d'abord les différents dispositifs fournissant l'énergie sous tension stabilisée, et ensuite ceux assurant la continuité de la fourniture de cette énergie.

2. Alimentations stabilisées

1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES

Les alimentations stabilisées des ensembles de commutation électronique étudiées et réalisées au Département « Recherches sur les Machines Electroniques » du C.N.E.T. présentent les caractéristiques générales suivantes :

2.1.1. Tension continue de sortie de valeur constante et indépendante des variations :

- de la source d'énergie (secteur) ;
- de la charge ;
- de la température.

On définit généralement un coefficient de stabilité « hors tout », donnant en valeur relative, la variation maximale admissible de la tension de sortie pour toutes les causes de variations cumulées, dont les limites doivent être précisées.

2.1.2. Utilisation d'éléments à semiconducteurs

L'utilisation de tels éléments est amplement justifiée du fait de la diminution des puissances perdues, dans les organes de régulation à l'égard des dispositifs à lampe.

Toutefois, cette technologie nécessite que l'on apporte une attention particulière aux problèmes de température. Nous avons admis que la température d'ambiance pouvait être comprise entre 10 et 50 °C, et que le refroidissement devait se faire par convection libre.

Cela implique que des dispositions mécaniques soient prises, afin qu'en toutes circonstances, les organes soient placés dans des conditions normales d'emploi. Il y a lieu d'insister tout particulièrement sur cet aspect du problème, car les semiconducteurs ne permettent d'obtenir qu'un écart assez faible entre la température maximale d'ambiance et la température maximale des jonctions (85 °C pour Ge ; l'utilisation des silicium n'est pas actuellement envisagée à cause des fortes tensions de déchet).

On définit à cet égard un gradient thermique global tel que Kt , avec :

- t_a : température d'ambiance
- t_j : température maximale de jonction
- W : puissance dissipée
- $Kt = \frac{t_a - t_j}{W}$ en degrés C par watts.

Ce gradient thermique étant la somme des gradients des différents éléments assurant l'évacuation de l'énergie calorifique depuis les points d'échauffement jusqu'à l'air ambiant.

2.1.3. Vitesse de fonctionnement

La rapidité des variations de charge dans les dispositifs électroniques, impose la présence d'une réserve

d'énergie à la sortie qui soit capable de suppléer à l'insuffisance de vitesse de réponse de la régulation.

Les vitesses de variations de charge étant de l'ordre de plusieurs ampères en $0,1 \mu s$, alors que le temps de réponse peut aller jusqu'à $100 \mu s$, on dispose en général d'une capacité de valeur $C = \frac{i \Delta t}{\Delta V}$, dans laquelle i

représente la variation de courant, Δt le temps pendant lequel le dispositif de régulation n'ayant pas fourni l'énergie correspondante, le condensateur doit y suppléer et ΔV la valeur maximale admissible de la variation transitoire de tension à la sortie.

Lorsque le débit augmente la capacité peut prendre des valeurs importantes. En outre, la qualité de ces éléments doit être suffisante pour assurer les échanges d'énergie dans des temps très courts, ce qui pose le problème de leur structure interne et de leur raccordement.

Cela, conduit à l'utilisation de batteries de condensateurs électrochimiques dont la durée de vie est toujours limitée particulièrement du fait du régime de fonctionnement et de la température ambiante.

Le choix d'un tel élément doit être guidé au moins par les considérations suivantes :

- température maximale de fonctionnement ;
- qualité à l'égard du vieillissement, fiabilité ;
- vitesse de réponse à l'échange d'énergie (régime impulsif), et plus particulièrement : tensions transitoires à l'établissement.

2.1.4. Protection contre les surcharges

Les semiconducteurs utilisés dans les alimentations stabilisées sont sensibles aux surpuissances qui provoquent à court ou long terme la perte de leurs caractéristiques initiales ou la destruction des jonctions. Il est donc nécessaire de les protéger. En outre des dispositifs particuliers de protection peuvent être installés pour éviter aux circuits d'utilisation les surtensions résultant d'un mauvais fonctionnement de l'alimentation.

Les dispositifs de protection contre les surcharges nécessitent, d'une manière générale, l'intervention d'un dispositif rapide dont les principes peuvent être classés en 4 catégories :

- 1° coupure du circuit par ouverture de l'élément de régulation série ;
- 2° coupure du circuit par ouverture d'un élément spécialement inséré dans le circuit de débit ;
- 3° limitation de l'intensité débitée au moyen de la résistance de source ;
- 4° utilisation d'un dispositif de régulation parallèle.

Nous avons utilisé jusqu'à présent soit le dispositif (3°) pour les faibles puissances, soit le dispositif (2°) pour les puissances plus élevées. Ce dernier présente l'avantage d'éviter des pertes de rendement et de disposer d'un élément dont la température « à l'emploi » peut être plus aisément contrôlée. Le dispositif (4°) présente l'inconvénient d'un mauvais rendement en régime de variation totale de charge et de variation simultanée de la tension d'entrée.

2.1.5. Caractéristiques principales des alimentations réalisées et en cours d'étude

— Alimentations réalisées et en service :

1° Tensions : de 6 à 150 V.

2° Débits : de 200 mA à 12 A.

3° Stabilité de la tension de sortie :

— Paramètres de variation :

Source d'énergie : (Secteur) 10 à 20 %

Charge : 0 à 100 %

(Variations rapides de charge : 20 % de la valeur maximale).

Température : 10 à 50 °C.

— Coefficient de stabilité : (toutes causes de variations cumulées) 1 à 2 % de la tension de sortie.

— Alimentation en cours d'étude

1° Tension : 6 et 12 V.

2° Débit : 50 A.

3° Stabilité de la tension de sortie :

— Paramètres de variation :

Source d'énergie (secteur) : 25 %.

Charge : 0 à 100 %.

Variations rapides de charge : 10 % de la valeur maximale.

Température : 10 à 50 °C.

— Coefficient de stabilité (toutes causes de variations cumulées) : 1 % de la tension de sortie.

2.2. PROCÉDÉS DE RÉGULATION DU COURANT CONTINU

Nous nous bornerons à examiner les procédés de régulation électronique du courant continu, dans lesquels, la tension de la source a été préalablement adaptée (transformateur, redresseur, filtrage) aux besoins du dispositif considéré. Ils sont de deux sortes : régulation série et régulation parallèle, auxquels on peut ajouter un dispositif de prérégulation du type série.

2.2.1. Régulation série

C'est le procédé le plus employé.

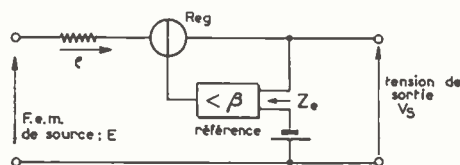


FIG. 1

L'organe de régulation Reg est un transistor chargé de présenter une résistance variable selon la différence existant entre la tension de sortie et une source de tension de référence. Les paramètres principaux de variation de la tension de sortie étant la f.e.m. de source E et le courant de charge I_s , on peut exprimer ces variations, au moyen des formules simples ci-après, dans lesquelles β représente le gain en courant

de l'amplificateur de correction, Z_e : l'impédance de l'organe de régulation côté entrée, ρ : l'impédance de l'organe de régulation côté source.

$$\Delta_1 V_s = \frac{Z_e \cdot \Delta I_s}{\beta} \quad \text{et} \quad \Delta_2 V_s = \frac{Z_e \Delta E}{\rho \cdot \beta}$$

Pratiquement les variations de la seconde formule sont négligeables en regard des variations de la tension de référence qui est elle-même issue de la source E , après stabilisation.

Par ailleurs, ce dispositif de régulation nécessite un organe de protection contre les surcharges, afin d'éviter la détérioration de l'organe de régulation Reg.

En outre, la puissance dissipée dans ce dernier (pour une tension de sortie constante) est fonction : de la charge, des variations admissibles de la tension d'entrée et de la résistance de source R_t . Sa valeur maximale est

$$\frac{(E - V_s)^2}{4 R_t}$$

que l'on aura toujours intérêt à réduire et à rejeter au-delà du régime de charge maximale, afin d'améliorer le rendement.

Ce dernier qui est évidemment fonction des mêmes paramètres que la puissance dissipée, se détériore pour les faibles valeurs de tension de sortie, où la tension de déchet de l'organe de régulation ne devient plus négligeable et augmente à peu près linéairement en fonction de la charge.

Compte tenu des résistances de source inévitables (transformateur, redresseur, filtrage, Reg. protection)... et d'une variation admissible de $\pm 20\%$ de la tension d'entrée le rendement aux valeurs nominales de fonctionnement ne peut excéder par exemple : 55% dans le cas d'une alimentation 12 V et 40% dans le cas d'une alimentation 6 V .

Ces valeurs peuvent être améliorées par l'emploi de redresseurs contrôlés qui présentent un intérêt particulier dans le cas des alimentations à forte puissance de sortie, particulièrement pour la limitation de puissance dissipée dans l'organe de régulation.

2.2.2. Régulation parallèle

Ce procédé reste réservé à des cas particuliers où la question de rendement est moins importante.

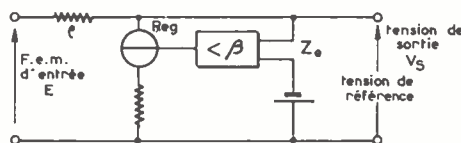


FIG. 2

Avec les notations représentées sur la figure dans laquelle la valeur ρ comprend à la fois la résistance de source et la résistance de régulation, les expressions de variations de la tension de sortie restent les mêmes qu'avec la régulation série.

Toutefois, le rendement comparé dans les mêmes conditions de variation de charge et de tension d'entrée est plus faible. Pour $\frac{\Delta E}{E} = 20\%$, le rendement ne peut excéder 30% (voir l'annexe I).

Ce procédé présente toutefois l'intérêt de ne pas nécessiter de dispositif de protection, ni de tensions auxiliaires pour le fonctionnement de l'amplificateur.

En effet, la résistance assure la limitation de l'intensité débitée sans aucun dommage pour l'organe de régulation. En outre, pour les faibles tensions de sortie (inférieures à 6 volts et supérieures à la tension de déchet), la puissance maximale dissipée par l'organe de régulation devient plus avantageuse, mais seulement à débit faiblement variable.

2.2.3. Prérégulation

L'apparition de redresseurs contrôlés constitués par des jonctions ayant la caractéristique de présenter deux états stables, permet de disposer, avant les dispositifs précités, d'un commutateur électronique chargé de dispenser l'énergie en fonction de la charge. C'est la transposition en semi conducteur, du thyatron à vapeur de mercure mais présentant une chute de tension en charge beaucoup plus faible (quelques dixièmes de volts).

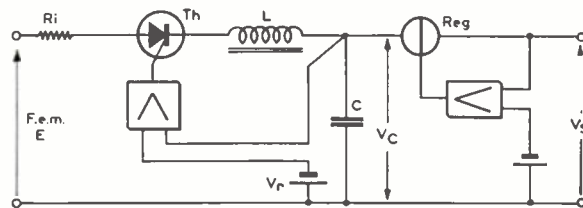


FIG. 3

On connaît le principe de fonctionnement. Il s'agit de transformer une tension d'erreur résultant de la différence entre la tension de sortie V_e et la tension de référence V_r en un dispositif variateur de phase commandant la durée de la fermeture du thyatron Th. L'ouverture de ce dernier s'effectuant à l'inversion de la phase de la tension d'entrée.

La tension V_e est constituée dès lors par une composante continue à laquelle se superpose une tension d'ondulation dont l'amplitude est déterminée par : la fréquence de la tension E , la constante de temps du filtre et la charge.

Ce dispositif présente l'avantage de diminuer notablement les variations de la tension d'entrée et de permettre de faire fonctionner l'organe Reg à une tension quasi constante, très voisine de la tension de déchet.

On pourrait évidemment envisager de se passer de l'organe de régulation fine Reg, mais en considération des caractéristiques de sortie définies au début, cela conduirait à des dispositions de filtrage trop onéreuses. Il convient à notre avis de limiter la stabilité de la tension V_e et de déterminer :

— la capacité C en fonction des variations de charges imposées à la sortie, et compte tenu du temps minimal qui sépare les instants d'ouverture et de fermeture de Th .

— l'ondulation maximale admissible aux bornes de C en considérant la chute de tension admissible aux bornes de Reg , pour une dissipation de puissance optimale.

A titre d'exemple, on peut indiquer que pour une alimentation du type 6 volts/50 ampères à régulation série, et compte tenu :

— de la dispersion des caractéristiques des transistors,

— des dimensions relatives du refroidisseur du dispositif Reg à l'égard des autres organes,

— de la puissance perdue,

la chute de tension aux bornes de Reg devrait être de l'ordre de 0,8 à 1 volt (puissance dissipée maximale de 40 à 50 watts). La tension d'ondulation aux bornes de C devrait avoir une amplitude maximale de 0,3 volts. La puissance demandée à l'entrée étant variable théoriquement en fonction de la charge de 0 à $P_s + P_{Reg}$ soit $300 + 50 = 350$ watts

Si l'on utilise pour les mêmes valeurs de tension et de courant de sortie un dispositif de régulation fine à transistor parallèle conforme à 2.2.2, on démontre que la puissance perdue dans Reg est au maximum de

$$P_{Reg} = \frac{V_s I_s}{4} \left[\frac{2\sqrt{\Delta}}{1 - \sqrt{\Delta}} + K \right] \text{ (voir annexe I)}$$

lorsque le dispositif est calculé, pour une consommation minimale à l'entrée à pleine charge, formule dans laquelle :

$$\Delta = \frac{\partial V_E}{V_E} \text{ et } K = \frac{\partial I_s}{I_s}$$

Dans les conditions citées plus haut, où

$$\partial V_E = \pm 0,3 \text{ volt}$$

et où l'on admettrait une variation de charge $K = 0,1$ les équations de puissance minimale à l'entrée donnent :

$$V_E = 7,50 \text{ V et } \frac{\partial V_E}{V_E} = \Delta = \frac{0,3}{7,50} \neq 0,04$$

La puissance maximale dissipée dans Reg est d'environ :

$$\frac{V_s I_s}{4} \times 0,76 = 57 \text{ watts, avec } V_s I_s = 300 \text{ watts.}$$

La puissance dissipée à l'entrée est :

$$V_s I_s \frac{1}{(1 - \sqrt{\Delta})^2} = 1,56 V_s I_s = 468 \text{ watts.}$$

On peut, dans l'exemple cité, tirer la conclusion que le dispositif à régulation série présente un avantage certain puisque pour une dissipation de puissance plus faible, on bénéficie en plus de la variation totale de la charge.

On remarquera en outre, que l'intervention de la prérégulation a pour conséquence une amélioration très appréciable du rendement à l'égard des considérations des chapitres 2.2.1 et 2.2.2.

2.3. DIVERSES SOURCES D'ÉNERGIE

Selon la source d'énergie, et les caractéristiques de sortie imposées, la structure d'un dispositif d'alimentations stabilisées peut être très différente.

Nous n'examinerons ici que le cas d'alimentations satisfaisant aux conditions définies ci-dessus, et nécessitant à notre avis, l'intervention finale d'un dispositif dit « à régulation fine » fonctionnant en courant continu selon les principes exposés en 2.2.

2.3.1. Source d'énergie : secteur alternatif 50 Hz

C'est le procédé le plus courant, c'est ainsi que plus de 500 exemplaires d'alimentations stabilisées à partir du secteur ont été construits au Département RME du CNET. Ce dispositif comporte essentiellement : un transformateur d'alimentation, un redressement, un filtrage et un dispositif de régulation fine.

C'est un procédé commode permettant l'utilisation en toute sécurité des thyatron à jonction PNP afin de limiter la dissipation de puissance dans le dispositif de régulation fine. Il présente les inconvénients inhérents au secteur 50 Hz, à savoir l'encombrement du transformateur et du filtrage et les coupures accidentelles et imprévisibles.

Toutefois dans le cas des coupures de courte durée (quelques alternances), on peut constituer une réserve d'énergie utilisable pour pallier à ces insuffisances (Batterie de condensateurs dont la décharge peut être commandée électroniquement).

2.3.2. Source d'énergie : courant continu

Nous n'examinerons ici que le cas général où la tension du réseau d'énergie présente une valeur non adaptée à celle de l'utilisation. C'est d'une manière plus précise l'utilisation des batteries 48 V des centraux téléphoniques, et le problème de son adaptation au dispositif de régulation fine cité plus haut.



FIG. 4

Dans un but bien compréhensible d'amélioration du rendement en puissance, on est contraint de réaliser une double transformation continu/alternatif et alternatif/continu avec régulation de tension.

Plusieurs dispositifs peuvent être utilisés dont les

caractéristiques sont dominées par les considérations suivantes :

- Sécurité de fonctionnement
- Rendement
- Prix de revient

Une autre considération est celle du raccordement dont les difficultés sont fonction de la puissance nécessaire. En effet, dans les dispositifs électroniques de transformation continu alternatif des appels de courants importants et rapides ont lieu, qui nécessitent de faibles résistances de source et ont pour effet de renvoyer vers celle-ci des courants parasites de commutation nuisibles aux courants de conversations.

Les dispositifs énumérés ci-après, sont dans l'état actuel de la technique susceptibles de répondre à ces considérations. En particulier, la possibilité de les faire fonctionner à des fréquences de plus en plus élevées à mesure que la technologie des semiconducteurs se développe, permet d'envisager leur utilisation avec des conditions de filtrage réalisables économiquement.

2.3.2.1. Onduleurs

Ce sont des organes couramment employés avec des éléments semi conducteurs et dont la technologie peut différer selon les éléments employés.

L'onduleur classique à transistor, présente l'avantage d'une grande simplicité et d'une autoprotection théorique à l'égard des surcharges, dont la valeur maximale admissible est déterminée par la construction. Toutefois, la sécurité de fonctionnement reste limitée par les énergies transitoires de commutation, particulièrement lorsque la tension s'approche des valeurs maximales de jonction.

En outre, son démarrage en charge et son fonctionnement restent conditionnés par les caractéristiques du circuit de charge, particulièrement sur les réseaux capacitifs.

Une amélioration peut être apportée par l'emploi des thyristors PNP par suite des puissances de commutation beaucoup plus importantes qui peuvent être obtenues.

Un onduleur triphasé à fréquence constante d'une puissance maximale de 900 VA a été étudié et construit au département pour l'alimentation d'un moteur de tambour pour mémoire magnétique. Alimenté sur batterie 48 V (45/55 V), il permet le démarrage et la synchronisation du moteur à partir d'un multivibrateur à fréquence constante.

2.3.2.2. Amplificateurs saturés

On procède à la commutation de tension, par amplificateurs de commande, sur un transformateur. Le dispositif est analogue à l'onduleur, avec toutefois l'indépendance de la commande de commutation à l'égard de la charge.

Ce dispositif permet d'obtenir des durées de commutation parfaitement contrôlées, mais supprime l'autoprotection de l'onduleur classique.

2.3.2.3. Dispositif d'impulsions

Le dispositif de transformation peut être simplement constitué par un organe de commutation fonctionnant à la cadence d'un amplificateur d'impulsions dont la vitesse ou la durée peut être réglable.

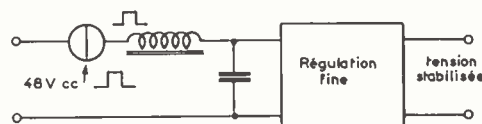


FIG. 5

On peut utiliser la valeur moyenne du courant en faisant suivre l'organe de commutation d'une self et d'un condensateur. Ce dispositif en cours d'études au département peut permettre une simplification des dispositifs de transformation, une grande sécurité de fonctionnement, et une pré-régulation commode de la tension.

2.3.3. Convertisseurs tournants

Ces dispositifs ne sont rappelés que pour mémoire, car ils ne présentent aucun caractère de nouveauté. Signalons toutefois qu'une régulation électronique ou magnétique de la vitesse peut être aisément réalisée, permettant de maintenir une tension constante aux bornes de la génératrice de sortie.

En outre, l'arbre de transmission peut être doté d'un volant d'énergie permettant d'assurer les commutations nécessaires à la sécurité ou à l'entretien.

En conclusion, les deux sources d'énergie principalement rencontrées dans les centraux téléphoniques peuvent être utilisées pour la fourniture des tensions stabilisées à courant continu. Toutefois il conviendra d'examiner dans chaque cas particulier un aspect du problème que nous n'avons fait qu'évoquer et qui est celui du raccordement à l'égard de la puissance nécessaire. Cela revêtant une certaine importance dans le cas du raccordement à une batterie centrale commune à différentes utilisations.

3. Les dispositifs d'alimentation sans coupure

L'objet est de disposer constamment d'une réserve d'énergie immédiatement disponible et permettant de suppléer à l'absence de la source d'énergie principale pendant un temps déterminé.

Cette réserve d'énergie peut être d'origine électrochimique (accumulateurs), mécanique (volant d'énergie d'une machine tournante), ou électrique (condensateurs).

Nous nous bornerons à en examiner les principes sans entrer dans les détails de fonctionnement qui devraient faire l'objet d'études particulières.

3.1. BATTERIES AVEC CHARGEUR A TENSION CONSTANTE

En régime de fonctionnement normal, une batterie d'accumulateur est maintenue à une tension constante par l'intermédiaire d'un chargeur alimenté par le

secteur débitant en parallèle sur la batterie et sur le réseau d'utilisation.

Ce chargeur est asservi aux tensions de référence et de sortie, et la batterie reçoit une charge d'entretien permanente.

Lorsque le secteur vient à manquer, la batterie débite seule sur le réseau d'utilisation et sa tension s'établit à une valeur inférieure d'environ 10 % à sa valeur normale de floating.

Ce dispositif qui est déjà en usage dans certaines installations téléphoniques donne de bons résultats. Il peut être complété à titre indicatif, selon la figure ci-jointe, par d'autres dispositifs de secours destinés soit à assurer l'entretien, soit à pallier à des interruptions de plus longue durée.

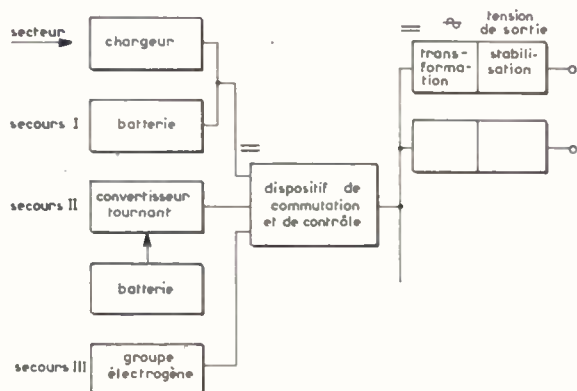


FIG. 6

Chacun de ceux-ci devant être étudiés en vue de sa mise en parallèle possible avec l'un quelconque des autres, afin d'éviter toute coupure.

Le courant continu fourni devra faire l'objet d'une transformation afin d'être adapté aux besoins de chacune des alimentations stabilisées à tension constante, nécessaires au réseau d'utilisation, et selon l'un des principes définis au chapitre 2.3. ci-dessus.

3.2. BATTERIE EN SECOURS AVEC FOURNITURE DE COURANT ALTERNATIF

L'objet de ce dispositif est de fournir sur les barres d'alimentation du courant alternatif permettant l'utilisation d'alimentations stabilisées du type classique.

Le secours immédiat, en cas de défaillance du secteur, peut être assuré au moyen d'un onduleur à

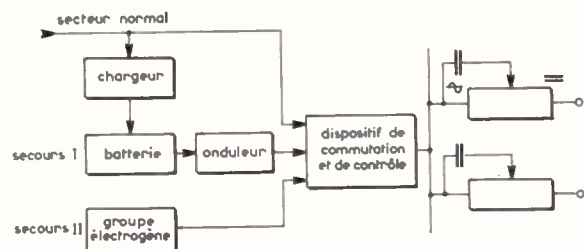


FIG. 7

fonctionnement permanent alimenté sur batterie. Deux cas sont à considérer :

1° L'onduleur est sinusoïdal et synchrone du secteur et peut se substituer à lui à tout instant au moyen d'un dispositif électronique de contrôle et de commutation.

2° L'onduleur n'est ni sinusoïdal, ni synchrone et la commutation a lieu après un temps nécessaire à la détection du secteur et à la démagnétisation des organes de transformation dans les alimentations stabilisées. Dans ce cas, une réserve d'énergie électrique doit être utilisable dans les alimentations (capacité à décharge commandée électroniquement).

3.3. BATTERIE EN SECOURS ET RÉSERVE D'ÉNERGIE MÉCANIQUE

Les dispositions de montage qui peuvent être adoptées sont très variées et permettent la plus grande souplesse. Elles sont généralement plus encombrantes et d'un moins bon rendement. Nous en citerons deux, à titre d'exemple.

3.3.1. Groupe convertisseur à débit permanent

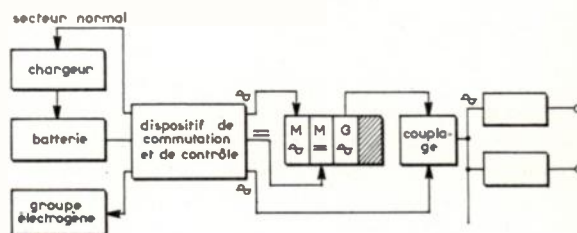


FIG. 8

L'organe essentiel est un groupe convertisseur comprenant un moteur à courant alternatif, un moteur à courant continu et une génératrice à courant alternatif. Doté d'un volant d'énergie il peut normalement pallier à des absences de secteur de plusieurs dizaines de secondes, et permettre ainsi d'effectuer toutes les commutations utiles.

On peut par exemple alimenter normalement le moteur alternatif et prévoir le passage en secours sur batterie au moyen du moteur à courant continu. On peut également éliminer entièrement ces organes en utilisant un groupe électrogène pour les secours de longue durée couplé directement sur les barres de distribution.

3.3.2. Groupe convertisseur de secours

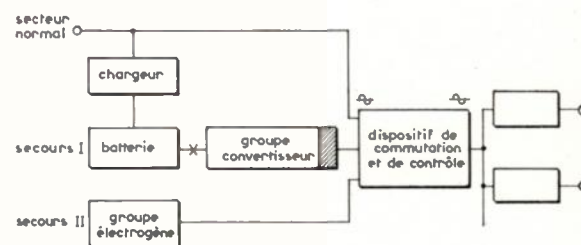


FIG. 9

Le groupe convertisseur prévu en secours tourne en permanence, il est synchrone du secteur et peut être doté soit d'un dispositif d'asservissement de vitesse, soit d'un moteur réversible normalement entraîné par le secteur et susceptible de fournir de l'énergie en étant entraîné par la batterie (en secours).

Le groupe convertisseur est toujours doté d'un volant d'énergie permettant les commutations nécessaires.

Le groupe électrogène peut être facilement couplé aux barres de distribution de courant alternatif.

En résumé, les dispositifs d'alimentations sans coupure sont très variés et chacun peut correspondre à des conditions déterminées. Seule une étude de ces dernières peut permettre de choisir le procédé présentant le maximum de sécurité au prix de revient le plus faible.

ANNEXE I

DÉTERMINATION DES PUISSANCES DISSIPÉES DANS UN DISPOSITIF A RÉGULATION PARALLÈLE

On appelle i_s le courant de sortie qui peut varier de $(1 - K) I_s$ à I_s (K est donc le taux de variation de la charge) V_s la tension de sortie qu'il faut maintenir constante, i_c le courant dans le transistor Reg (i_c prend la valeur I_c quand le courant de sortie i_s est maximal), $V_E (1 \pm \Delta)$ la force électromotrice de la source qui varie de $V_E (1 - \Delta)$ à $V_E (1 + \Delta)$ quand la tension alternative délivrée par le secteur change, ρ la résistance globale de source.

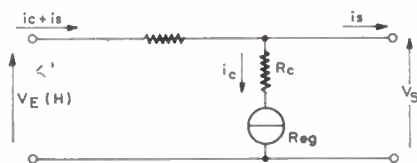


FIG. 10

Equations fondamentales

1 — Si l'on fait abstraction des variations de la tension alternative d'alimentation on a $V_E = c^{te}$. La tension de sortie V_s ne sera constante que si la condition

$$i_c + i_s = c^{te} \quad (1)$$

est satisfaite.

2 — D'autre part il faut que l'on puisse avoir le courant de sortie maximal I_s quand la tension alternative d'alimentation est minimale. D'où

$$V_E(1 - \Delta) - \rho I_s \geq V_s \quad (2)$$

3 — Enfin en régime normal on a :

$$\begin{aligned} V_E - \rho(i_c + i_s) &= V_s \\ V_E - \rho(I_c + I_s) &= V_s \end{aligned} \quad (3)$$

4 — Nous poserons

$$I_c = \alpha I_s \quad (4)$$

Détermination de la puissance nécessaire à l'entrée pour avoir un rendement maximal à la tension normale d'entrée V_E

les équations (3) et (4) donnent

$$V_E = V_s + \rho I_s(1 + \alpha)$$

l'équation (2) permet alors d'écrire

$$\rho \leq \frac{\Delta V_s}{I_s[\alpha - \Delta(1 + \alpha)]} \quad (5)$$

Par ailleurs si on élimine ρ et I_s entre les équations (2) et (3) et (4) on obtient :

$$V_E \geq \frac{\alpha V_s}{\alpha(1 - \Delta) - \Delta} \quad (6)$$

La puissance nécessaire à l'entrée est

$$\begin{aligned} P_E &= V_E(i_c + i_s) \\ &= V_E \cdot I_s(\alpha + 1) \end{aligned}$$

On en déduit que

$$P_E \geq \frac{V_s I_s \alpha (\alpha + 1)}{\alpha(1 - \Delta) - \Delta} = \mathcal{P}_E$$

$$\text{Le minimum de } P_E \text{ est atteint pour } \alpha = \frac{\sqrt{\Delta}}{1 - \sqrt{\Delta}} \quad (7)$$

Il est égal à

$$P_{E \min} = \frac{V_s I_s}{(1 - \sqrt{\Delta})^2}$$

Ainsi la puissance dissipée à l'entrée est supérieure à

$$P_E \geq \frac{V_s I_s}{(1 - \sqrt{\Delta})^2} \quad (8)$$

on en déduit que le rendement $\eta = \frac{P_s}{P_E}$ est maximal

quand le courant débité par l'alimentation est maximal, on a alors :

$$V = \frac{V_s I_s}{V_E \cdot I_s (\alpha + 1)}$$

en tenant compte de (8)

$$V \leq (1 - \sqrt{\Delta})^2 \quad (9)$$

Par ailleurs, pour la valeur $\mathcal{P}_{E \min}$ de P_E on a

$$V_E \geq \frac{V_s}{1 - \sqrt{\Delta}} \quad (10)$$

$$\rho \leq \frac{V_s \sqrt{\Delta}}{I_s} \quad (11)$$

Détermination de la puissance dissipée dans le transistor de régulation Reg

Plaçons-nous dans le cas où le rendement est optimum. La puissance p_t dissipée dans le transistor Reg est égale à

$$T = (V_s - R_c i_c) \cdot i_c$$

Elle a pour valeur maximale

$$P_T = \frac{V_s^2}{4 R_c} \quad (12)$$

Calculons R_c . Le transistor Reg peut être saturé quand la tension d'entrée et le courant qui le traverse sont maximum ; le courant débité est alors minimal et égal à $(1 - K) I_s$. D'où :

$$V_E (1 + \Delta) - \rho [i_{c \max} + (1 - K) I_s] = V_s$$

$$R_c < \frac{V_s}{i_{c \max}}$$

(on remarquera que l'on néglige la tension de saturation de Reg, ce qui n'est pas valable pour des tensions de sortie faibles).

De ces deux équations on tire :

$$R_c \leq \frac{V_s \rho}{V_E (1 + \Delta) - V_s - \rho (1 - K) I_s}$$

Soit en utilisant les relations (10), (11) et (12) :

$$R_c \leq \frac{V_s}{I_s} \frac{1}{\frac{2\sqrt{\Delta}}{1 - \sqrt{\Delta}} + K} \quad (13)$$

$$P_T \geq \frac{V_s I_s}{4} \left(\frac{2\sqrt{\Delta}}{1 - \sqrt{\Delta}} + K \right) \quad (14)$$

On notera que la puissance dissipée maximale dans Reg a lieu pour le courant

$i_c = \frac{V_s}{2 R_c}$ ce qui correspond à un courant de sortie

$$i_s = I_s \left(1 - \frac{K}{2} \right)$$

Exemple d'application

$V_s = 6$ volts, $I_s = 50$ ampères, $\Delta = 0,04$, $K = 0,1$

$$(10) \longrightarrow V_E \geq 7,5 \text{ volts}$$

$$(8) \longrightarrow P_E \geq 470 \text{ watts} - \text{valeur atteinte pour la tension normale d'entrée}$$

$$(14) \longrightarrow P_T \geq 57 \text{ watts.}$$

ANNEXE II

DÉTERMINATION DES PUISSANCES DISSIPÉES DANS UN DISPOSITIF A RÉGULATION SÉRIE

On appelle

- i_s le courant de sortie qui peut varier de 0 à I_s
- V_s la tension de sortie que l'on veut maintenir constante
- V_B la chute de tension aux bornes de l'organe de régulation qui doit être supérieure à une valeur minimale V_{Bm}
- V_E $(1 \pm \Delta)$ la force électromotrice de la source qui varie de $V_E (1 - \Delta)$ à $V_E (1 + \Delta)$ quand la tension alternative du secteur change. On admettra que $0 < \Delta < 1$.

R la résistance globale de source.

La loi d'Ohm permet d'écrire :

$$V_E (1 \pm \Delta) = R i_s + V_B + V_s \quad (1)$$

Aux limites on doit avoir :

$$V_E (1 - \Delta) = R I_s + V_{Bm} + V_s \quad (2)$$

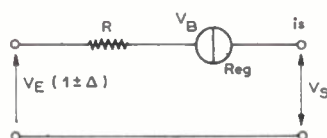


Fig. 11

Puissance consommée à l'entrée

Elle est égale à

$$V_E \cdot i_s = \frac{(RI_s + V_{Bm})i_s + V_S i_s}{1 - \Delta} \quad (3)$$

On s'efforcera donc de réduire la résistance de source et d'utiliser un organe de régulation présentant une tension minimale de fonctionnement aussi faible que possible.

Puissance dissipée dans l'organe de régulation

$$p_B = V_B \cdot i_s$$

(1) permet d'écrire :

$$p_B = [V_E(1 \pm \Delta) - V_S - RI_s] i_s$$

On démontre aisément que la valeur maximale de cette puissance est obtenue pour une valeur i_{so} du courant de sortie telle que

$$i_{so} = \frac{V_E(1 \pm \Delta) - V_S}{2R} \quad (4)$$

la valeur maximale de cette puissance est

$$P_B = \frac{[V_E(1 \pm \Delta) - V_S]^2}{4R} \quad (5)$$

On a là une raison supplémentaire de réduire la résistance de source afin d'avoir $i_{so} > I_s$. Ainsi la puissance maximale dissipée sera au delà de la plage de fonctionnement normal.

De (4) on déduit alors

$$\frac{V_E(1 \pm \Delta) - V_S}{2R} > I_s$$

Il suffit que :

$$\frac{V_E(1 - \Delta) - V_S}{2R} > I_s.$$

Soit en tenant compte de (2) :

$$\begin{aligned} \frac{RI_s + V_{Bm}}{2R} &> I_s, \\ R &< \frac{V_{Bm}}{I_s}. \end{aligned} \quad (6)$$

Ceci nécessite évidemment l'intervention d'un dispositif de protection contre les surcharges car l'intensité

de court-circuit est dans ce cas supérieure à

$$\frac{V_E(1 \pm \Delta) \cdot I_s}{V_{Bm}}$$

et peut atteindre des valeurs très importantes.

Remarques sur la résistance de source

Si nous examinons le cas classique d'une alimentation stabilisée dont la source d'énergie est le secteur 50 Hz, la résistance totale de source est constituée par les éléments suivants :

- ligne d'alimentation et protection
- transformateur de tension
- cellule de redressement
- self de filtrage ou résistance de protection dans le cas d'un filtrage par capacité en tête.
- Dispositif de protection contre les surcharges dans le cas où celui-ci est constitué par un élément indépendant de l'organe de régulation.

Avec un dispositif de préréglage (voir paragraphe 2-2-3), cette résistance de source se limite aux éléments suivants :

- Résistance de sortie du dispositif de préréglage
- Dispositif de protection.

Nous allons maintenant examiner dans deux cas précis l'utilisation des considérations développées ci-dessus.

1^{er} exemple d'application : Alimentation sans préréglage

$$\begin{aligned} V_S &= 6 \text{ volts} & I_S &= 10 \text{ ampères} \\ \Delta &= 0,25 \end{aligned}$$

On prend $V_{Bm} = 0,5$ volt sous réserve de ne pas utiliser les transistors de régulation sous une intensité supérieure à 50 % de la valeur maximale fixée par le constructeur. Ceci permet d'éviter l'utilisation du coude inférieur des caractéristiques $V_{CE} = f(I_{CE})$ 1b.

De (6) on tire $R > 0,05$ ohm. Cette valeur est manifestement trop faible dans le cas d'un dispositif sans préréglage. En première approximation on peut prévoir une résistance équivalente de source voisine de 0,27 ohm au minimum :

— La ligne d'alimentation et la protection correspondent à une résistance ramenée au secondaire $R_1 = 0,03$ ohms (puissance perdue 3 watts)

— Le transformateur à une résistance $R_2 = 0,05$ ohm (puissance perdue 5 watts).

— la cellule de redressement à une résistance $R_3 = 0,08$ ohm à pleine charge (chute de tension moyenne aux bornes de la cellule : 0,8 volt)

— la self de filtrage calculée pour un courant égal à un vingtième de courant maximal, à une résistance de l'ordre de $R_4 = 0,10$ ohm

— le dispositif de protection enfin se résume à une résistance série créant une chute de tension de 100 mV sous la charge maximale soit une résistance $R_S = 0,01$ ohms.

D'où une résistance totale de source voisine de 0,27 ohm (dans la mesure où l'on admet l'équivalence physique que nous proposons et où l'on se rappelle que cette résistance varie avec la charge).

$$\text{De (2) on tire } V_E = \frac{RI_S + V_{Bm} + V_S}{1 - \Delta}$$

soit $V_E = 12,2$ volts

La puissance maximum d'entrée pour V_E nominal selon (3) est :

$V_E I_S = 122$ watts, ce qui donne un rendement théorique de $\frac{60}{122} = 0,49$.

Pour effectuer le rapprochement avec les chiffres fournis au paragraphe 2.2.1, il faut tenir compte de la consommation des circuits auxiliaires (stabilisation, protection, amplification).

La puissance maximale dissipée dans l'organe de régulation, à tension normale d'entrée, est selon (5) :

$P_B = 36$ watts, valeur atteinte pour un courant de charge tel que :

selon (4) : $i_{so} = 11,5$ ampères très voisin du courant maximal I_S .

2° exemple d'application : Alimentation avec préréglage

$$V_S = 6 \text{ V} \quad i_s = 0 \text{ à } 50 \text{ A.}$$

$$\Delta V_S = 0,3 \text{ V} \quad V_{Bm} = 0,5 \text{ V}$$

Ces valeurs sont prises en considération des exemples ci-dessus et de l'exposé du chapitre 2.2.3.

Selon (6) il faut que R source $< 0,01$ ohm.

Cette résistance peut être entièrement affectée au dispositif de protection, car la résistance de sortie du dispositif de préréglage peut être considérée comme négligeable. En effet en admettant une stabilisation de seulement 2 % de la tension de sortie en fonction de la charge, on obtient une résistance de sortie d'environ 2 à 3 milliohms.

De (2) on obtient

$$V_E = RI_S + V_{Bm} + V_S + \Delta V_E$$

soit $V_E = 7,3 \text{ V}$

(cette valeur étant une valeur maximum, afin que la résistance de source remplisse la condition ci-dessus).

On peut déterminer la puissance maximum à l'entrée selon (3) avec $V_E I_S = 365$ watts, ce qui donne un rendement de $\frac{300}{365} = 0,82$.

La puissance maximum dissipée dans l'organe de régulation à tension normale d'entrée est, selon (5).

$$P_B = 42 \text{ watts}$$

pour un courant i_{so} égal à 65 ampères, c'est-à-dire supérieur à I_s .

La puissance dans l'organe de régulation pour le courant I_S , à tension normale d'entrée est :

$$V_B I_{SM} = (V_E - V_S - RI_{SM}) I_{SM} = 40 \text{ watts}$$

Remarques. — Deux conclusions sont à tirer de ces exemples :

1° Il y a intérêt à utiliser un dispositif de préréglage car il permet de diminuer la puissance perdue. Ce qui se traduit d'une part par un accroissement du rendement, d'autre part, par la possibilité de réaliser avec un même dispositif de régulation une alimentation délivrant une puissance environ 5 fois supérieure.

Il faut enfin souligner que la puissance perdue dans l'organe de préréglage est théoriquement nulle, et pratiquement réduite aux pertes dans les redresseurs, le transformateur et la self de filtrage.

2° On notera par ailleurs la supériorité du dispositif à régulation série sur celui à régulation parallèle. Si l'on compare les exemples des 2 annexes où les caractéristiques demandées sont identiques :

$$(V_S = 6 \text{ V et } I_S = 0 \text{ à } 50 \text{ pour } \Delta V_S = 0,3),$$

on obtient les résultats suivants :

	régulation série	régulation parallèle
— puissance maximale à l'entrée	365 watts	470 watts
— rendement	0,82	0,64 (décroît rapidement quand la charge diminue)
— puissance dans l'organe de régulation	40 watts	57 watts
— Variation admissible du courant de charge	0 à 50 A	45 à 50 A

(Manuscrit rédigé en juillet 1962)

UTILISATION DES SYNCHROS POUR LES CALCULS MATHÉMATIQUES*

PAR

F. HAGEN

*Division Transicoil
Daystrom Incorporated*

Introduction

On trouve dans les systèmes de navigation, centrales de tir et autres calculateurs analogiques, des dispositifs du type synchro qui fonctionnent sans défaillance depuis plusieurs années.

Certains de ces systèmes comprennent uniquement des synchros. Pour d'autres systèmes, il a fallu faire appel à des détecteurs d'erreur auxiliaires afin d'assurer des fonctions dépassant les possibilités habituelles du synchro.

Principe du synchro

La fonction fondamentale du synchro est la transmission à distance d'une position angulaire. Cette position est fournie sous forme électrique par variation du couplage magnétique entre un enroulement primaire et des enroulements secondaires. A chaque signal électrique transmis, soit par trois fils soit par quatre fils, correspond une position angulaire unique.

Pour restituer correctement la donnée ainsi captée, il faut utiliser un autre élément (voir figure 1). Cet élément de restitution est un autre transformateur variable qui reçoit le signal électrique, sur trois ou sur quatre fils, et le convertit en une position angulaire, soit par l'émission d'un signal de zéro, soit en produisant son propre couple sélectif. Dans un cas comme dans l'autre le positionnement mécanique à la sortie correspond au positionnement mécanique à l'entrée, ceci dans la limite de précision des éléments mais indépendamment des variations de la tension d'alimentation.

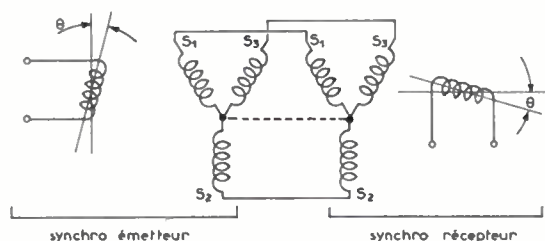


FIG. 1

Addition et soustraction

L'utilisation d'un élément synchro additionnel utilisant la technique du transformateur variable et renfermant des enroulements primaires capables d'interpréter le signal électrique du synchro capteur permet d'ajouter ou de retrancher un angle mécanique déterminé. Avec l'adjonction de cet élément différentiel au synchro de restitution, le positionnement à la sortie devient alors la somme (ou la différence) des deux angles considérés (voir figure 2). On peut ainsi, en utilisant un jeu de dispositifs différentiels, effectuer une suite d'additions et de soustractions d'un nombre quelconque d'angles mécaniques, cette opération n'étant limitée que par l'effet cumulatif des erreurs des composants.

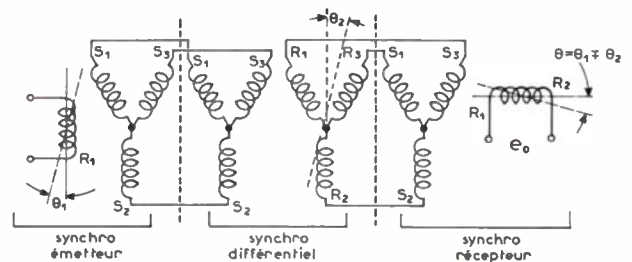


FIG. 2

Fonctions circulaires

Pour la résolution des équations trigonométriques, dans les calculateurs de navigation par exemple, il faut faire appel au synchro du type « resolver ».

Cet élément, dans sa forme la plus simple, convertit une tension d'entrée E_1 appliquée à son enroulement primaire en une tension de sortie E_2 proportionnelle au sinus de l'angle de couplage entre primaire et secondaire. Ce seul élément résout alors l'équation élémentaire :

$$E_2 = E_1 \sin x$$

* traduit et adapté par Charles BILLET

En utilisant ce même élément avec un point de référence zéro décalé de 90 degrés, l'équation devient :

$$E_2 = E_1 \cos x$$

Le « resolver » du type le plus courant a deux primaires décalés de 90 degrés l'un par rapport à l'autre (voir fig. 3), et deux secondaires également décalés de 90 degrés l'un par rapport à l'autre.

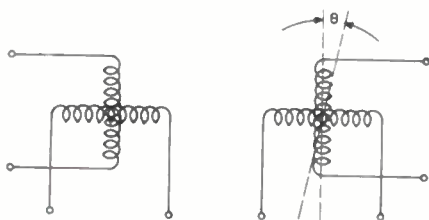


FIG. 3

Résolution d'un vecteur

Si l'on dispose de deux tensions A et B définissant un vecteur en coordonnées orthogonales :

$$A + jB$$

un tel « resolver » assure directement la conversion en coordonnées polaires. En appliquant la tension A au premier primaire et la tension B au second (voir fig. 4), et en utilisant un système de contre-réaction pour amener l'une des tensions secondaires à zéro, l'angle relatif entre le rotor et le stator a pour valeur :

$$\arctg (A/B)$$

De plus, la tension de sortie de l'autre secondaire est égale à la racine carrée de la somme des carrés de A et de B . La conversion de coordonnées orthogonales en coordonnées polaires est ainsi réalisée.

Si l'on désire obtenir la transformation de coordonnées polaires en coordonnées orthogonales, l'opération est inversée. Une tension représentant une amplitude est appliquée à l'un des enroulements d'entrée et le rotor est mis sur l'angle correspondant à l'argu-

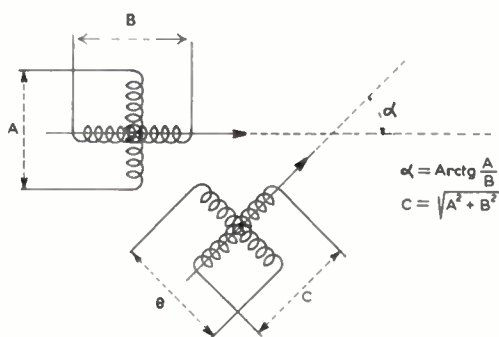


FIG. 4

ment. Les deux tensions de sortie représentent alors les composantes orthogonales du vecteur.

Par une utilisation appropriée de « resolvers » montés en cascade, on peut résoudre tout problème de navigation posé sous forme d'un ensemble complexe de relations trigonométriques.

Multiplication et division

L'exécution des multiplications et des divisions est une fonction essentielle des calculateurs analogiques.

On peut effectuer une multiplication en utilisant un synchro dont la tension de sortie est une fonction linéaire de la position angulaire affichée, tout au moins dans un certain intervalle. Par le montage en cascade de deux de ces synchros, en excitant le second par la tension de sortie du premier (voir fig. 5), la tension de sortie du second devient une fonction linéaire du produit des deux angles affichés.

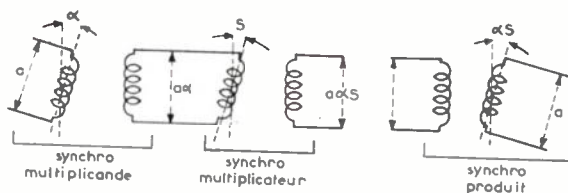


FIG. 5

Si l'on désire recueillir la valeur du produit sous forme mécanique, il faut disposer d'un troisième synchro similaire. Il est amené mécaniquement à une position telle que le signal électrique qu'il fournit soit égal au signal de sortie de la paire de synchros branchés en cascade. Sa position angulaire est alors fonction du produit des positions angulaires des deux premiers synchros.

La division est obtenue en utilisant les mêmes éléments, mais en inversant la procédure décrite. Ce n'est plus le troisième synchro que l'on doit positionner pour égaler les deux signaux électriques, mais l'un des deux synchros en cascade. La position angulaire de celui-ci est alors fonction du quotient des deux autres positions angulaires.

Il est donc possible d'utiliser des synchros, même de type sinusoïdal, pour l'exécution de multiplications et de divisions, encore que l'on soit plus habitué à utiliser d'autres dispositifs.

Le synchro linéaire

La linéarité propre d'un synchro sinusoïdal jusqu'à 6 degrés d'arc, c'est-à-dire pour une plage utilisable de 12 degrés, est de $\pm 0,1 \%$. Le synchro est utilisable jusqu'à ± 30 degrés de déviation, c'est-à-dire pour une plage de 60° , si l'on peut se contenter d'une linéarité légèrement supérieure à $\pm 1^\circ$. Au-delà de 30° , la courbure de la fonction sinus devient trop grande pour que l'appareil puisse être utilisable.

comme dispositif linéaire. Il y a donc là une limite d'application du synchro ordinaire.

Il existe plusieurs procédés permettant d'agrandir la zone linéaire utile d'un synchro. La courbe de réponse idéale d'un synchro linéaire serait triangulaire, linéaire de $+90^\circ$ à -90° ; c'est-à-dire pour une plage de 180° (voir fig. 6). Le développement en série de Fourier d'une telle fonction conduit à une solution élégante. Par l'adjonction d'un enroulement faisant intervenir des harmoniques d'intensités convenables, superposés à la fonction sinusoïdale fondamentale, il est possible d'agrandir la zone de linéarité d'un synchro. On ne saurait atteindre un intervalle de $\pm 90^\circ$, mais 40° , 60° voire même 75° avec une linéarité satisfaisante sont réalisables.

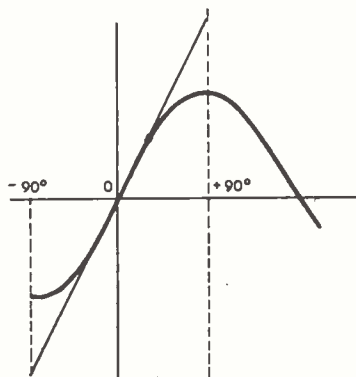


FIG. 6

Un autre procédé, également répandu chez certains fabricants de synchros est l'emploi de stators et rotors à deux rainures (voir fig. 7). Dans ce modèle de synchro, le stator à deux rainures portant un seul bobinage crée dans l'entrefer un flux de densité constante. Dans le rotor, également à deux rainures et comprenant un seul bobinage, apparaît un courant induit qui est fonction directe de la position angulaire du rotor par rapport au stator. Grâce à des dimensions appropriées des rainures qui sont parallèles à l'axe, certains fabricants ont réussi à agrandir la zone de linéarité de ces synchros jusqu'à $\pm 85^\circ$.



FIG. 7

Le principal inconvénient de ce procédé simple est que la réluctance du circuit magnétique varie avec la position du rotor, à cause de la présence des rainures parallèles à l'axe. Il s'ensuit que la phase du signal de sortie varie avec la position du rotor. L'excès

de quadrature qui en résulte est un obstacle au bon fonctionnement des calculateurs utilisant de tels synchros.

Actuellement les ingénieurs n'utilisent guère le synchro dit « linéaire » pour les calculateurs. La plupart des partisans du synchro linéaire reconnaissent bien ses imperfections, mais ils le préfèrent quand même aux dispositifs du type non synchronisé à cause de ses avantages intrinsèques. Il faut reconnaître, cependant, qu'il y a encore beaucoup à faire pour triompher de ses inconvénients actuels.

Inconvénients des synchros linéaires

D'abord le synchro linéaire est sensible à la température. Le coefficient de température est, il est vrai, de l'ordre de $0,01\%$ par degré centigrade donc à peine décelable dans les conditions habituelles du laboratoire. Cependant, cette caractéristique pourrait introduire une erreur notable en cas de grandes variations de température.

Pour éliminer cet inconvénient, il faudrait imaginer un système de compensation. Cela ne doit pas être une tâche insurmontable puisqu'on arrive bien à compenser des éléments rotatifs dont les coefficients de température sont jusqu'à trente fois celui des synchros.

Un autre inconvénient du synchro linéaire, tel qu'il se présente actuellement, provient des caractéristiques magnétiques du fer lui-même. Cela se traduit par une variation du rapport de transformation, lorsque le niveau d'excitation varie, même bien en dessous du niveau de saturation. Il en résulte, évidemment, une erreur systématique dans l'exécution des calculs mathématiques.

Il existe plusieurs remèdes possibles à cet inconvénient. Un premier consiste en l'utilisation d'une polarisation continue permettant à l'élément de fonctionner au milieu de la portion linéaire de la courbe de magnétisation, ce qui a pour effet direct de réduire l'amplitude maximum d'excitation d'au moins 50% .

Une seconde solution, extrêmement efficace mais plutôt coûteuse, est l'utilisation d'un amplificateur à contre-réaction. On se sert pour cela d'un enroulement auxiliaire bobiné avec le primaire. L'excitation est comparée avec la tension de l'enroulement auxiliaire, et c'est leur différence amplifiée qui devient l'excitation réelle du synchro.

Tout changement du rapport de transformation, provoqué par une variation du niveau d'excitation est perçu par l'enroulement auxiliaire comme par l'enroulement de sortie du synchro, et une compensation automatique intervient. Il va sans dire que cette solution corrige en même temps les effets de variations de température, sans qu'il soit besoin d'utiliser un réseau de compensation.

Revenons maintenant sur la limitation du domaine de linéarité. La plupart des fabricants de synchros linéaires ont actuellement standardisé la linéarité propre à $\pm 0,25\%$, quelle que soit la gamme ou le modèle. Il s'agit là d'une valeur prudente. On pourra prochainement adopter $\pm 0,1\%$ et envisager des tolérances plus serrées pour un avenir plus éloigné.

Même avec une linéarité standardisée à $\pm 0,25 \%$, la plupart des fabricants spécifient un rapport de transformation de $\pm 3 \%$ pour le synchro linéaire. Quoique cela n'introduise par d'erreur de calcul dans un système donné, il faut procéder à un étalonnage individuel du système lorsque le synchro est mis en place ou remplacé. Cet inconvénient prend un relief particulier quand on considère qu'il n'existe pas dans les dispositifs linéaires du type non-synchro.

Ce problème peut être résolu par l'utilisation d'un réseau d'entrée éventuellement combiné avec la compensation de température. Bien entendu, ce problème est grandement simplifié si l'on utilise un système de contre-réaction. Dans ce cas, le rapport de transformation du synchro est une fonction directe du rapport du nombre de spires de l'enroulement auxiliaire au nombre de spires de l'enroulement de sortie.

Avantages des synchros linéaires

En dépit des difficultés, ci-dessus énumérées, le synchro linéaire reste un élément particulièrement intéressant.

D'abord il présente une *fiabilité* qui est inhérente à son principe même. Il n'y a pas le moindre frottement interne. On peut même éliminer entièrement bagues et balais puisque le mouvement du rotor est

limité à la plage fonctionnelle. Le haut degré de fiabilité fait donc du synchro linéaire un élément incomparable aussi bien pour les applications militaires que pour les applications commerciales.

Un second avantage important est la *résolution infinie*. Même dans un synchro linéaire à mauvaise linéarité, la distribution du flux est régulière, sans discontinuité. On évite ainsi, dans les servo-systèmes à haute sensibilité les oscillations de part et d'autre du point d'accord théorique.

Puisque le synchro linéaire est inductif avec un facteur de surtension relativement élevé, les *effets de charge*, avec les non-linéarités qui les accompagnent, sont *minimisés*. Le montage des éléments en cascade, pour multiplications, divisions, carrés et racines carrées, peut être accompli avec moins de charge, pour la même sensibilité, qu'avec des éléments résistants.

En conclusion, on peut dire que le synchro linéaire mérite une étude sérieuse visant à élargir son domaine d'applications. L'élimination de ses inconvénients ne semble pas être une tâche insurmontable.

Lorsqu'on aura pu triompher des difficultés actuelles, les ingénieurs disposeront, avec le synchro linéaire, d'un élément à haute fiabilité, ce qui, actuellement, fait complètement défaut.

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCE

par rapport à l'Atomichron du C.N.E.T.
en 10^{-10}

Moyennes journalières pour l'intervalle de
24 heures centré sur 3 h T.U.
(intervalles centrés sur 19 h T.U.)

Mars 1963	NAA 14,7kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz	NLK* 18,6kHz	NPM* 19,8kHz	NSS 22,3 kHz
1	— 127,0	—	—	—	—	— 123,6
2	— 126,1	— 128,8	— 128,5	— 128,8	— 126,5	— 122,4
3	— 126,8	— 129,0	— 128,7	— 128,9	— 127,3	— 122,9
4	—	— 129,0	— 128,3	— 126,9	— 126,7	—
5	—	—	—	—	—	—
6	—	—	—	—	—	—
7	—	— 129,2	—	—	—	—
8	—	— 128,9	—	—	—	—
9	— 128,9	— 130,8	— 130,1	— 129,0	—	—
10	— 128,9	— 130,6	— 130,1	— 128,0	—	— 127,3
11	— 124,2	— 127,8	— 128,5	— 127,5	—	— 125,9
12	— 129,1	— 127,1	— 127,4	— 126,3	—	— 127,8
13	—	— 125,0	— 126,9	— 128,1	—	—
14	—	— 128,5	— 125,9	— 125,3	—	— 127,5
15	—	— 128,4	— 128,8	—	—	— 126,9
16	—	— 129,2	— 129,7	—	—	— 129,0
17	—	— 128,4	— 129,2	— 127,5	— 127,1	— 129,2
18	—	— 127,9	— 127,4	— 127,0	— 125,8	—
19	—	— 127,2	— 126,7	— 127,1	— 125,8	— 125,7
20	—	— 125,7	— 125,8	— 127,3	— 124,8	— 125,3
21	—	— 126,3	— 126,7	— 126,5	— 127,6	— 124,2
22	—	— 127,4	— 127,3	— 127,6	— 127,3	— 126,0
23	—	— 127,1	— 127,6	—	—	— 130,2
24	—	— 126,7	— 127,2	— 126,8	— 126,0	— 126,4
25	—	— 125,9	— 127,9	— 127,4	— 127,2	— 126,3
26	—	— 128,0	— 128,6	— 127,8	— 126,3	— 124,6
27	—	— 126,2	— 126,6	— 127,5	— 125,8	— 125,6
28	—	— 127,6	— 127,5	— 126,8	— 125,7	— 126,3
29	—	— 125,3	— 127,2	—	—	—
30	—	— 126,0	— 126,8	— 126,7	— 124,9	— 125,3
31	—	— 128,5	— 127,7	— 128,1	— 126,6	— 124,1

Une correction de $-74 \cdot 10^{-10}$ est appliquée à la fréquence de l'Atomichron.

Cf Onde Électrique, novembre 1960 p. 853 et janvier 1961 p. 81.

CIRCUITS « DOMINO »

La SOCIÉTÉ NOUVELLE D'ELECTRONIQUE ET DE LA RADIO-INDUSTRIE, créatrice du calculateur KL.901 de la Météorologie Nationale Française, a conçu le circuit DOMINO à la suite d'études de base conduites dans ses laboratoires depuis 1957.

Ce nouveau type de circuit logique, présente des propriétés caractéristiques originales susceptibles d'accroître le champ d'applications de l'électronique aux milieux industriels soumis à de forts parasites et, simultanément, d'augmenter la sécurité de fonctionnement des ensembles de traitement de l'information.

On trouvera ci-après un bref aperçu de la structure et des possibilités d'emploi des circuits DOMINO.

Structure et possibilités d'emploi des circuits « DOMINO »

— DÉFINITION DES CIRCUITS MINORITAIRES

Le circuit DOMINO réalise un opérateur logique S assurant la fonction minoritaire, c'est-à-dire que la valeur algébrique du signal qu'il fournit est celle des signaux se trouvant en minorité aux bornes d'entrée.

Ce principe impose donc au circuit un nombre impair de voies d'entrée.

Si l'on envisage, à titre d'exemple, un circuit à 3 entrées : A , B et C , la valeur de son signal de sortie est donnée par la fonction booléenne :

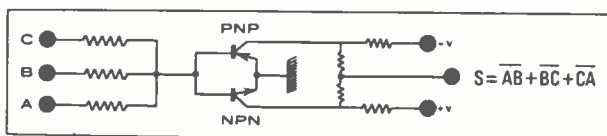
$$S = \overline{A} \overline{B} + \overline{B} \overline{C} + \overline{C} \overline{A}.$$

Les deux valeurs de S sont indiquées dans le tableau ci-après en fonction de tous les cas possibles (tableau de vérité) :

A	B	C	Nombre de 0	Nombre de 1	Valeur du signal en S
0	0	0	3	0	1
0	0	1	2	1	1
0	1	0	2	1	1
0	1	1	1	2	0
1	0	0	2	1	1
1	0	1	1	2	0
1	1	0	1	2	0
1	1	1	0	3	0

On vérifie bien que la valeur du signal de sortie en S correspond à la colonne minoritaire.

La structure d'un circuit DOMINO à trois entrées est représentée sur le schéma ci-dessous :



Sa réalisation est extrêmement simple, sans aucun condensateur, et ne comporte qu'une paire de transistors complémentaires PNP et NPN et 7 résistances.

En fonctionnement il y a obligatoirement un transistor qui conduit pendant que l'autre est coupé.

Malgré son extrême simplicité, le circuit DOMINO procure les avantages suivants :

1° Avantages logiques

Universalité

Circuit élémentaire, il suffit à lui seul pour établir n'importe quel ensemble logique. Toutes les structures logiques antérieures connues en sont des cas particuliers, correspondant à des signaux d'entrée déterminés.

De là résulte sa souplesse logique.

Souplesse logique

Prenant le signal C comme paramètre, si dans la formule :

$$S = \overline{A}B + \overline{B}C + \overline{C}A$$

l'on fait : $\overline{C} = 0$

on obtient :

$$S = \overline{A}B = \overline{A} + \overline{B}.$$

On voit que le circuit DOMINO fonctionne alors comme un circuit « OU complémenté » (NI ou NOR).

Si l'on fait $\overline{C} = 1$, on obtient : $\overline{S} = \overline{A} + \overline{B} = \overline{A}B$ circuit équivalent à un « ET complémenté » (Incomptabilité).

Une commande sur une entrée suffit à transformer un « ET » en « OU ».

Gain logique

Le circuit DOMINO accomplissant une fonction logique déjà complexe, il en faudra, en général, un nombre inférieur à celui des circuits conventionnels dans certains ensembles.

Par exemple 3 circuits minoritaires, à 3 entrées, constituent un additionneur élémentaire, contre 7 circuits « NI » à 3 entrées.

2° Avantages technologiques et sécurité de fonctionnement

Excellente protection contre les parasites : cette protection est due au rapport de l'impédance d'entrée, basse et constante, et de l'impédance de sortie, élevée et constante.

Très larges tolérances des tensions d'alimentation

Des machines de comptabilité ont été réalisées dont le bloc de calcul électronique fonctionne normalement, lorsqu'il est alimenté par des tensions continues variant entre 6 et 18 V correspondant à une tension alternative du secteur comprise entre 60 et 180 V.

Détection aisée des défauts de fonctionnement

Le circuit est toujours actif (c'est un inverseur et non un interrupteur) et sa sortie doit toujours donner une tension, positive ou négative. Un détecteur de tension nulle suffit donc pour signaler un défaut.

Programme de test très réduit et très rapide

Il suffit en effet de deux manœuvres successives, imposant simultanément à tous les circuits d'une machine une polarité dans un sens, puis dans l'autre. Le système de détection de zéro indique immédiatement un circuit en défaut.

Pas d'accès direct aux transistors d'où une plus grande sécurité d'emploi.

Fiabilité et réduction du prix de revient

La réalisation d'un seul type de circuit et son emploi en nombre réduit, diminuent le prix de fabrication.

L'ensemble de ces propriétés conduit à envisager l'emploi du circuit DOMINO, en toute sécurité, dans des milieux à fort niveau de parasites, tels que :

- centrales électriques ;
- chemin de fer (circuits de voie) ;
- usines ;
- poste de contrôle général d'engins (bases d'essais spatiaux).

Le présent document a mis en lumière les avantages des circuits DOMINO à 3 entrées.

On conçoit aisément que les mêmes circuits, à 5 entrées, puissent permettre une richesse de combinaisons bien supérieure.

PONT GENERAL RADIO POUR MESURE DES SELFS

La firme GENERAL RADIO Co., représentée par les Ets RADIO-PHON, vient de créer un nouveau pont pour les mesures des selfs.

Parmi les particularités de cet appareil, on peut citer :

- Mesures de L et de Q pour une tension alternative et un courant continu préréglés à l'avance dans de très larges limites par l'utilisateur et constants pendant l'équilibrage du pont.
- Mesures en cours d'utilisation des selfs de filtrage, de transformateurs, d'enroulements de moteurs, etc., directement dans les circuits auxquels ces éléments appartiennent.

— Caractéristiques principales :

L 0,1 μ H à 1 000 H.

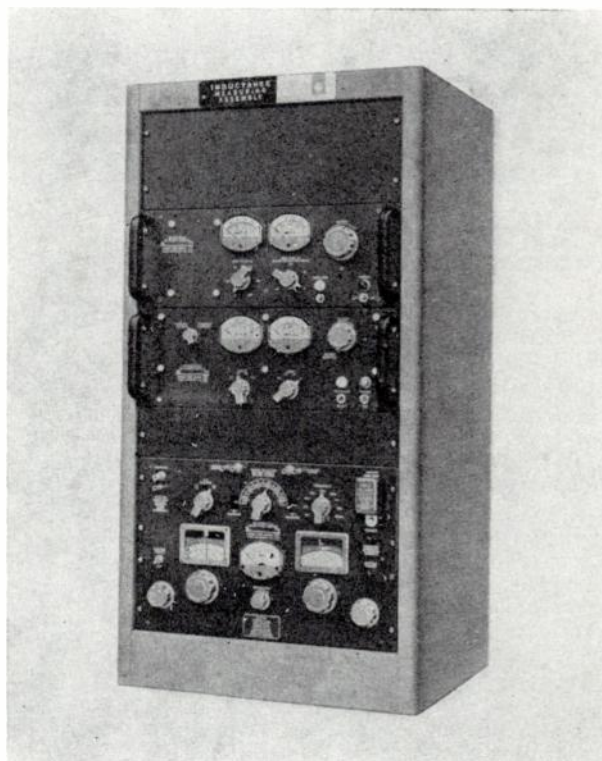
R 10 m Ω à 1 m Ω .

Q 1 à 1 000.

I continu superposé jusqu'à 7 A.

V alternatif de mesure jusqu'à 1 250 V.

Précision : 1 % pour L , 2 % pour R et Q .



Pont General Radio pour mesure des selfs

UN NOUVEAU GÉNÉRATEUR HYPERFRÉQUENCE

Un nouveau générateur hyperfréquence couvrant une large bande vient d'être mis sur le marché par ALFRED ELECTRONICS.

Cet appareil est fabriqué en trois versions couvrant les trois gammes : 1 à 2 GHz ; 2 à 4 GHz ; 4 à 8 GHz. La fréquence peut être ajustée d'une façon continue sur toute la gamme.

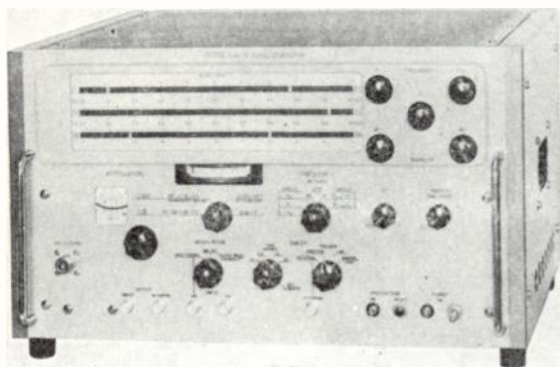
Le niveau de sortie peut être réglé de 0 à 60 dB en-dessous du mW. Dans toute cette gamme de réglage, un niveleur incorporé permet de régler la puissance à $\pm 0,5$ dB. Il est d'ailleurs possible d'obtenir une puissance de sortie supérieure à 1 mW, mais alors la régulation de niveau ne fonctionne plus. Un bolomètre équilibré assure la constance du niveau de sortie quand la température varie dans une large gamme.

Il est possible de faire fonctionner cet appareil en wobulateur, la largeur de balayage étant réglable de façon continue de 0 à n'importe quel point de la gamme de fréquence couverte. On peut également faire un balayage symétrique de 0 à $\pm 5\%$ autour de n'importe quelle fréquence. Le temps de balayage peut être choisi entre 100 s et 0,01 s en CW et de 100 s à 0,5 s en modulation par signaux carrés.

La FM résiduelle ($< 0,003\%$ crête pour la plus haute fréquence) et la dérive ($\pm 0,01\%$ à l'heure) sont faibles.

L'appareil est muni de 2 indicateurs limiteurs de bande et de 2 marqueurs de fréquence.

Il est livré dans un coffret de dimensions $26,67 \times 48,26 \times 39,37$ cm. Il est distribué en France par SPETEC, 12 rue Le Châtelier, Paris 17^e.



Générateur hyperfréquence Alfred Electronics

ENREGISTREUR X-Y « ELECTRONIC ASSOCIATES »

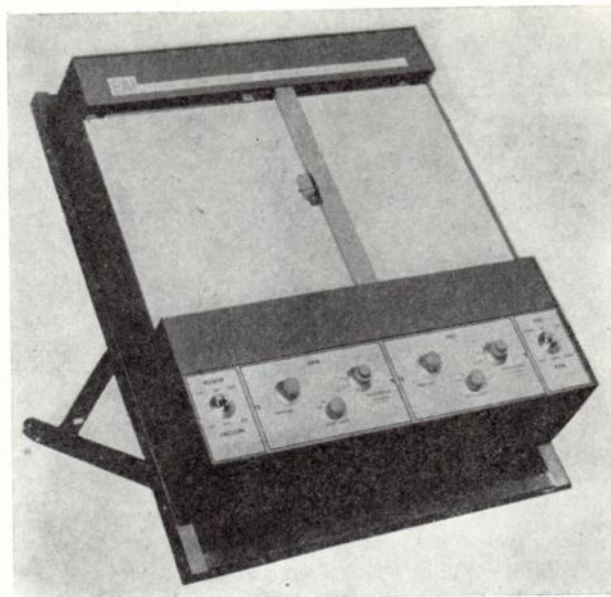
Un nouvel enregistreur X-Y transistorisé, d'une sensibilité maximale de 50 microvolts par centimètre, vient d'être annoncé par ELECTRONIC ASSOCIATES Inc. (représentation en France : 11 rue du Fg Poissonnière Paris 9^e).

Le VARILOTTER 1 110 enregistre les fonctions $Y = f(X)$ sur papiers de 28×43 ou 21×28 cm. Un dispositif inédit de contrôle du débit d'encre, à partir de cartouches interchangeables assure une écriture nette et sans bavures, même aux vitesses les plus élevées. Il peut être utilisé en position horizontale ou verticale.

Il comprend deux systèmes d'amortissement du type hydraulique, soit par inertie pour les enregistrements précis à haute vitesse, soit par freinage visqueux convenant particulièrement au travail « point par point » ou à l'enregistrement filtré de courbes à basse vitesse.

La précision statique est de 0,075 pour cent de fond d'échelle, et la précision dynamique de 0,1 pour cent pour une vitesse de 25 cm à la seconde. Les tracés successifs sont reproduits avec une fidélité de 0,05 pour cent.

Un assortiment de modules d'entrée (type universel, base de temps, haute sensibilité, suiveur de courbes, calculateur, etc.)



Enregistreur X-Y « Electronic Associates »

adapte aussi bien le VARILOTTER 1 110 aux applications particulières qu'à l'usage général.

CONVERTISSEUR BINAIRE DÉCIMAL S44 DE NLS

Un nouveau convertisseur décimal à grande vitesse de conversion vient d'être présenté par NON-LINEAR SYSTEMS Inc. pour traduire un nombre binaire pur en un nombre décimal directement affiché.

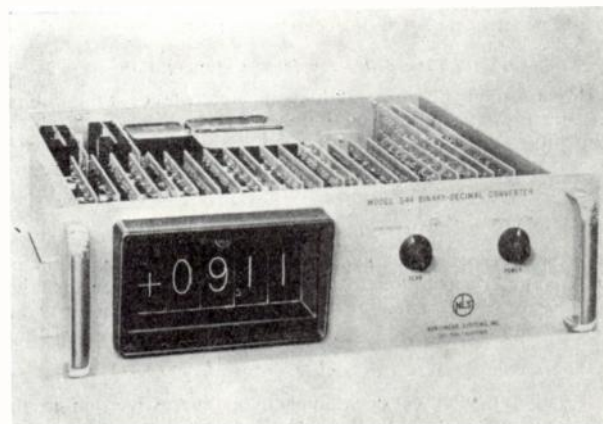
Le résultat est également disponible sous forme électrique à l'arrière de l'appareil.

Le domaine d'applications comprend :

- les convertisseurs analogiques numériques ;
- les calculateurs électroniques ;
- les systèmes de télémétrie codée ;
- les systèmes de commande numérique ;
- les équipements de test automatique (contrôle de cartes perforées).

Cet appareil, entièrement transistorisé, permet la conversion de nombres de 11 éléments binaires à la cadence de 6 000 opérations par seconde.

L'appareil est prévu pour être incorporé dans un rack de 19 pouces.



Convertisseur binaire décimal « Non-Linear Systems »

COMMUNIQUÉS

COLLOQUE INTERNATIONAL DES TECHNIQUES DE CALCUL ANALOGIQUE ET NUMÉRIQUE EN AÉRONAUTIQUE

Liège (Belgique) 9-12 Septembre 1963

L'Association Internationale pour le Calcul Analogique, la Société Belge pour l'Application des Méthodes Scientifiques de Gestion, la Société Royale Belge des Ingénieurs et des Industriels et l'Institut Belge de Régulation et d'Automatisme organisent conjointement à Liège (Belgique), du 9 au 12 septembre 1963, un colloque international sur les techniques modernes de calcul appliquées à l'aéronautique.

L'objectif poursuivi par les organisateurs du Colloque est de provoquer des contacts directs et personnels entre spécialistes des diverses disciplines de calcul intéressant l'aéronautique et de permettre une confrontation des méthodes de calcul mises en œuvre et des résultats que celles-ci peuvent fournir.

Le programme proposé par le Comité d'Organisation s'établit provisoirement comme suit :

- 1° Aérodynamique (étude des écoulements permanents, instationnaires et aléatoires).
- 2° Structures (comportement statique, dynamique et thermique des structures).
- 3° Dynamique de l'avion (influence des caractéristiques aérodynamiques, massiques et structurales sur la réponse de l'avion aux diverses excitations auxquelles l'avion est soumis — avion classique, S/VTOL et hélicoptère).
- 4° Etude des organes mécaniques (servo-mécanismes).
- 5° Cinématique et navigation (trajectoires particulières, approche, atterrissage ; problèmes de navigation à moyenne et grande distance).
- 6° Etude des résultats d'essais en vol (interprétation des résultats d'essais).
- 7° Le simulateur de vol (pilotage, comportement d'avion en cours de projet, caractéristique du pilote humain).
- 8° Problèmes de rentrée dans l'atmosphère.

Pour tout renseignement, s'adresser au Secrétariat du Colloque : 50 Avenue Franklin D. Roosevelt, Bruxelles 5, Belgique

PARTICIPATION DE G.A.A.A. A LA RÉALISATION DU RÉACTEUR « ESSOR »

Dans le cadre de la réalisation du réacteur Essor, dont la construction au Centre Commun d'Ispra a été décidée en 1962 par Euratom, deux contrats viennent d'être signés par le GROUPEMENT ATOMIQUE ALSACIENNE ATLANTIQUE.

- l'un désigne G.A.A.A. comme Chef de file pour assurer, avec la Société Allemande INTERATOM et la Société Italienne MONTECATINI, l'architecture industrielle de l'ensemble du « complexe Essor ».
- l'autre charge G.A.A.A. et INTERATOM de mener à bien les études et les essais nécessaires à Euratom pour établir les dossiers techniques des marchés de réalisation des grands « systèmes » du complexe Essor : génie civil, enceinte étanche, bloc-pile, circuits de fluides, maintenance de combustibles, contrôle-commande, distribution électrique, ventilation. G.A.A.A. est chargé de la gestion

administrative de ce contrat d'étude et de la coordination technique de l'ensemble des travaux effectués par les deux Sociétés.

Ainsi G.A.A.A. aura-t-il suivi de bout en bout la réalisation du réacteur Essor puisque, après l'étude préliminaire, suivie de l'avant-projet, c'est maintenant le détail du projet que G.A.A.A. est chargé d'établir et de coordonner. La collaboration avec INTERATOM, elle aussi établie depuis l'origine, se déroule par ailleurs dans les meilleures conditions de satisfaction mutuelle.

LABORATOIRE ITINÉRANT DE RADIO FREQUENCY LABORATORIES

Un laboratoire d'Electronique itinérant appartenant à RADIO FREQUENCY LABORATORIES Inc., (Boonton, N. J. - U.S.A.) est actuellement en Europe.

Ce laboratoire, installé dans un véhicule spécialement aménagé, visitera un certain nombre de pays européens pour effectuer des démonstrations de matériel électronique.

Il visitera dans le courant de l'année 1963 plus de 500 usines et laboratoires en France, Grande-Bretagne, Italie, Suisse, République Fédérale d'Allemagne, Belgique, Pays-Bas, Norvège et Suède. Les démonstrations des appareils R.F.L. seront faites dans les locaux d'utilisateurs éventuels.

Cela est, sans conteste, l'une des plus importantes campagnes de démonstration et de promotion des ventes jamais entreprise par une Société Américaine et il est à prévoir que de telles méthodes seront suivies dans l'avenir par d'autres Sociétés.

Mr Anthony R. FAIOLA, Ingénieur du Service Applications et Vente de RADIO FREQUENCY LABORATORIES Inc. procédera aux démonstrations. Dans chaque pays visité, Mr Anthony R. FAIOLA sera accompagné par le représentant local de la Société et, en particulier, en France par un Ingénieur des Etablissements RADIOPHON, 148, Avenue de Malakoff, Paris-16°.

CONTROLE D'UN AÉRIEN PAR CALCULATEUR NCR-ELLIOTT 803

Actuellement les signaux de conversations téléphoniques, de programmes de télévision et de messages télégraphiques sont régulièrement transmis, par l'intermédiaire de satellites artificiels, depuis la station américaine d'Andover (Maine) à celle de Goonhilly Downs en Cornouailles. Cette dernière, qui a été réalisée par le GENERAL POST OFFICE, est équipée d'un groupe NCR-ELLIOTT 803. Dès qu'ils apparaissent au-dessus de l'horizon les satellites sont suivis par un aérien de 870 tonnes dont les déplacements sont commandés à partir de bandes perforées préparées par le calculateur.

Un réseau MINITRACK Universel de stations de repérage effectue des observations sur les satellites. Celles-ci sont ensuite recueillies par la N.A.S.A. et lui permettent de calculer la position future des satellites. Les prévisions sont alors transmises par téléimprimeur à Goonhilly, où elles sont simultanément imprimées et enregistrées sur une bande perforée à 5 canaux. Les informations contenues sur cette bande sont ensuite utilisées comme données de travail par le 803, qui produit la bande perforée contenant les instructions qui permettent de pointer l'aérien. Le contrôle de cette bande est effectué par le calculateur lui-même et pour chaque passage du satellite une nouvelle bande est établie.

BIBLIOGRAPHIE

Cours de physique, par M. JOUGUET. Trois vol. 16 x 25 cm, tome I : *Chaleur, Thermodynamique, Acoustique*, 192 pages, 58 figures. Broché 17 F.
tome II : *Electricité*, 355 pages, 100 figures. Broché : 43 F.
tome III : *Ondes et corpuscules*, 272 pages, 153 figures. Broché : 35 F.
(Editions Eyrolles, Paris, 1961-1962).

Ces trois volumes correspondent à la première partie du cours professé par M. JOUGUET depuis bientôt 10 ans à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées et plus récemment à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.

Ils n'ont pas la prétention de donner au lecteur des connaissances encyclopédiques, mais plutôt de l'aider à dégager les idées essentielles et les principes fondamentaux de la physique. Les développements à caractère technique ou descriptif sont limités à des exemples caractéristiques peu nombreux.

Le premier volume traite de la chaleur (conduction calorifique, thermodynamique) et de l'acoustique (vibrations dans les fluides et propagation du son). Il permet d'introduire par des considérations théoriques, d'importantes notions qui se retrouvent dans de nombreuses branches de la physique.

Le deuxième tome commence par une théorie de la relativité restreinte qui sera largement utilisée dans la suite de l'ouvrage. Puis viennent des chapitres sur l'électrostatique, la magnéto-statique, l'électromagnétisme et l'électrodynamique où l'irritante question de la différence entre champ et induction est traitée avec bonheur.

Indiquons au passage que M. JOUGUET choisit le système d'unités en fonction du sujet traité. Il est certain qu'utiliser le système MKSA rationalisé peut dans le chapitre sur les équations de Maxwell masquer l'identité de nature entre les grandeurs E et D ou B et H . Il est préférable d'employer le système de Gauss. Mais ne risque-t-on pas en utilisant une relation sous plusieurs formes de ne plus la retenir qu'à quelques coefficients numériques près ?

Le troisième volume débute par deux chapitres sur l'électricité corpusculaire puis traite de l'optique au sens large du mot. L'aspect corpusculaire du rayonnement n'est pas négligé. L'ouvrage se termine par des notions de mécanique ondulatoire.

De larges applications de ces notions seront faites dans le

tome IV (Structure de la matière) qui paraîtra prochainement.

L'ensemble constituera un résumé de ce que tout étudiant, tout ingénieur doit avoir assimilé en physique.

R. O. E.

Les actes de la conférence sur la physique des plasmas et la recherche concernant la fusion nucléaire contrôlée, 4-9 Septembre Salzbourg, Autriche. 2^e partie. Un vol. 21 x 29,5. Pages 403 à 864. Nombreuses illustrations et photos (Edité par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique). Broché : 40 F.

FUSION NUCLÉAIRE, journal de physique des plasmas et fusion thermonucléaire, est une publication scientifique internationale éditée tous les trimestres par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique. Cette revue contient des rapports sur des travaux de recherche inédits et des études générales concernant la physique des plasmas et la recherche en matière de fusion thermonucléaire contrôlée.

Les actes de la conférence sur la physique des Plasmas et la recherche concernant la fusion nucléaire contrôlée (4-9 septembre 61, Salzbourg) sont publiés en trois parties comme un supplément 1962 à ce journal.

La 1^{re} partie et la 3^e partie contiennent les textes et résumés des conférences prononcées dans les sessions I - II - IV - VII et IX. Quant à la deuxième partie, que nous analysons ici, elle a trait aux sessions III - V - VI et VIII. Etant donné la nature de cet ouvrage, nous ne pouvons analyser chacun des articles qui le composent. Bornons-nous à en donner le plan : il comporte, pour chacune des sessions concernées :

- le texte intégral, dans la langue d'origine, de chaque communication (avec figures, photos et bibliographie) ;
- le compte-rendu en anglais des discussions qui suivirent ;
- les résumés en 4 langues (anglais, français, russe, espagnol) de toutes les communications.

La présentation de l'ouvrage est très belle ; les nombreux clichés et l'impression sont de grande qualité (il semble que ce soit là un trait commun à tous les ouvrages édités par l'A.I.E.A.).

R.O.E.

PETITES ANNONCES

D. 620. — Membre de la S.F.E.R., Ingénieur en Chef, Professeur de l'Enseignement Supérieur, 43 ans, excellentes références, spécialiste des techniques digitales et des circuits logiques. Recherche poste de Direction Scientifique ou Technique ou situation équivalente dans l'un des domaines suivants : électronique industrielle, traitement des informations, automatisation, mesure ou contrôle industriel. Libre de suite. Etudierait toutes propositions. Ecrire à la S.F.E.R. qui transmettra.



Revue affiliée au Syndicat
de la Presse Radioélectrique
Française - Paris

619 C. — IMPTE SOCIÉTÉ DE
TÉLÉCOMMUNICATIONS
Paris 15^e
demande

Chef de Groupe de contrôle

Agts Techniques de contrôle
TOUTES CATÉGORIES

Ayt plus. ann. d'expér. industr. en matériel
de télécommunication professionnelle.

Adress. correspond. avec C.V., références
et présent. n° 43 437 CONTESSE Publicité,
20, av. Opéra, PARIS-1^{er} q. tr.

617. C. — Cie INDUSTRIELLE
DES TÉLÉPHONES
Département TRANSMISSION
recherche

CHEFS GROUPE DE CONTROLE

AGTS TECHNIQUES
DE CONTROLE
TOUTES CATÉGORIES

Ayt plus. année d'expér. industrielle en
MATÉRIEL DE RADIO
PROFESSIONNELLE.

Adress. correspondance av. CV, référ. et
prét. Service du Personnel, 33, rue Emeriau
(15^e).

L'ONDE

ÉLECTRIQUE

43^e ANNÉE - N° 435

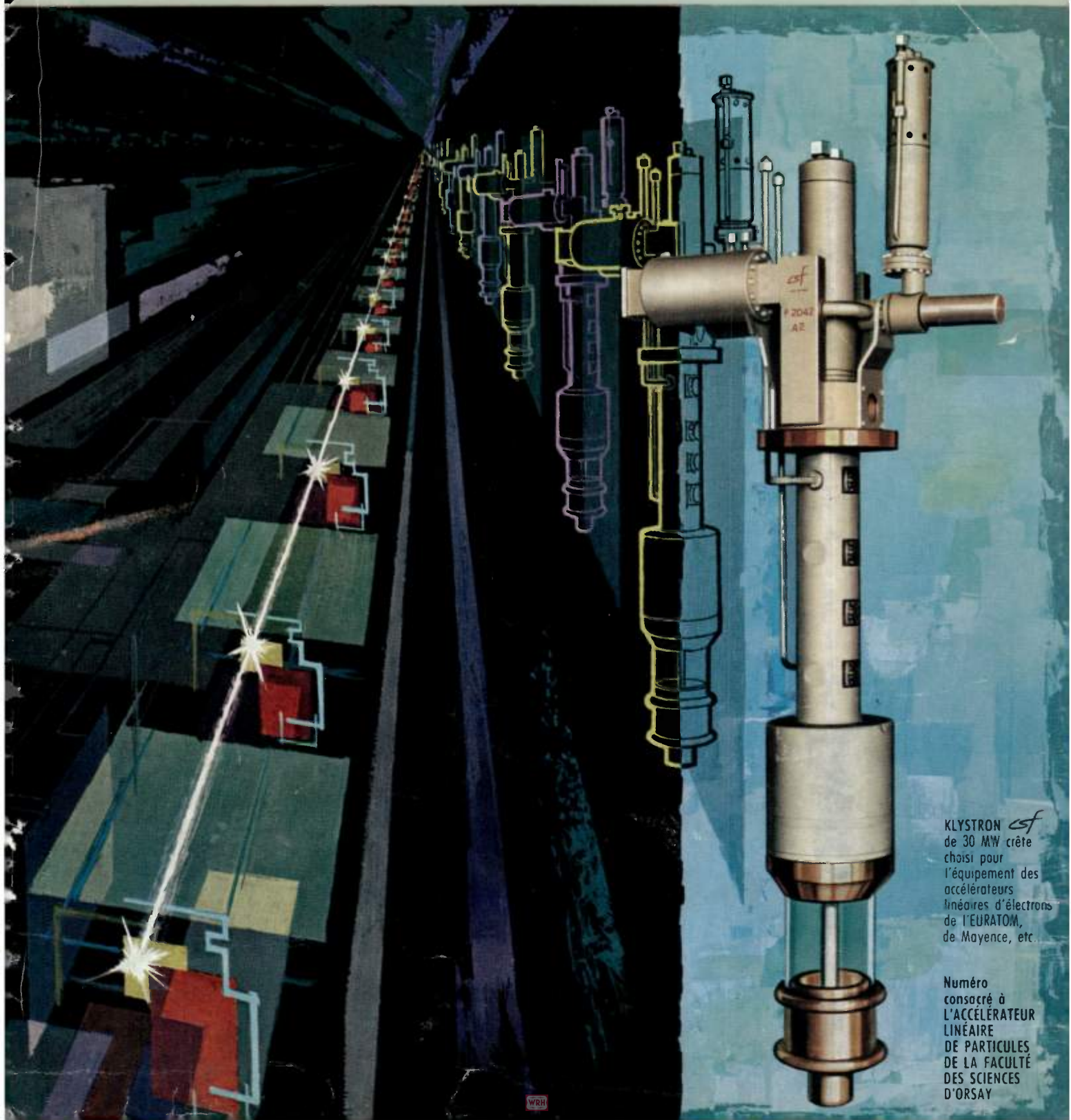
JUIN 1963

PRIX : 9 F

LIBRARY, BOULDER LABORATORIES
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS
BOULDER, COLORADO

AUG 12 1963

REVUE MENSUELLE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE des ÉLECTRONICIENS et des RADIOÉLECTRICIENS
PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS



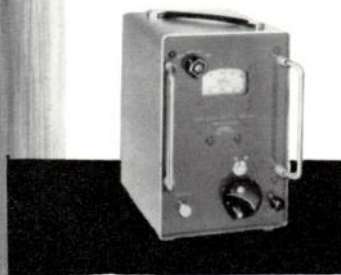
KLYSTRON *csf*
de 30 MW crête
choisi pour
l'équipement des
accélérateurs
linéaires d'électrons
de l'EURATOM,
de Mayence, etc.

Numéro
consacré à
L'ACCELERATEUR
LINÉAIRE
DE PARTICULES
DE LA FACULTÉ
DES SCIENCES
D'ORSAY

UNE GAMME COMPLÈTE D'OSCILLATEURS DE PUISSANCE



de 70 MHz à 11 GHz



OS 101 A

70 à 500 MHz

OS 201 A

250 à 900 MHz

1 seule gamme — Puissance de sortie ≥ 100 mW sur 50 Ω . Modulables en amplitude : sinusoïdal ou signaux carrés.

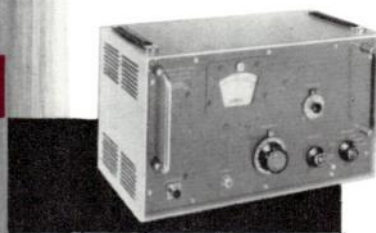
★ ALIMENTATION STABILISÉE TYPE **SCF 200 A**

Pour Oscillateurs types OS 101 A à OS 401.

Fournit :

- 1) Tension cavité : ajustable entre 300 et 325 V - 60 mA
- 2) Tension réflecteur : réglable entre 30 V et 300 V - 10 μ A (en série avec la précédente, d'où possibilité d'obtenir de -330 V à -625 V si la cavité est à la masse) Ronflement ≤ 5 mV
- Stabilité $\geq \pm 0,5\%$ pour $\pm 10\%$ secteur.
- 3) Tension de chauffage : 6,3 V. 2 A.
- 4) Tension de modulation en signaux carrés ou en dents de scie à 1000 Hz. Tension fixe : 300 V ; 25 mA pour Oscillateurs FERISOL.

Utilisable également pour l'alimentation des klystrons usuels à faible puissance et cavité incorporée



OS 301

0,8 à 2,4 GHz

OS 401

2 à 4,3 GHz

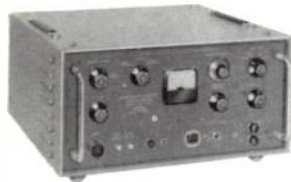
1 seule gamme — Oscillateurs à klystron reflex et cavité extérieure. Puissance de sortie : 10 à 100 mW pour l'OS 301 - 50 mW pour l'OS 401. Modulables intérieurement en A.M. et F.M. (avec l'alimentation Type SCF 200 A). Modulables extérieurement en impulsions + ou -, de 0,5 μ s jusqu'aux signaux carrés et en F.M., excursion : 0 à $\pm 2,5$ MHz.

★ ALIMENTATION STABILISÉE TYPE **SCF 300**

Pour Oscillateurs types OS 501 et OS 601.

Fournit :

- 1) Tension cavité V_c : réglable entre -325 et -1200 V. I max. 60 mA ; Stabilité : 0,2% - Ronflement < 5 mV eff.
 - 2) Tension réflecteur : Fixe : -700 V par rapport à - V_c . I max. : 10 mA. Réglable : 0 à -700 V par rapport à - V_c . I max. : 10 μ A. Stabilité : 0,5%. Ronflement < 5 mV eff.
 - 3) Tension grille : Fixe, +105 V. par rapport à - V_c . I max. : 25 mA. Ronflement < 5 mV eff.
 - 4) Tension fixe : 350 V par rapport à la masse. I max. : 30 mA. Stabilité : 0,5%. Ronflement < 5 mV eff.
 - 5) Tensions filaments isolées : 6,3 V - 2 A (klystron) 6,3 V - 1,2 A - 6,3 V - 1 A
- Modulation intérieure en signaux carrés : 300 Hz à 3 kHz - en dents de scie, synchrone avec le secteur
- Utilisable également pour l'alimentation des klystrons de puissance moyenne à cavité incorporée.



OS 501

4,3 à 7,3 GHz

OS 601

7 à 11 GHz

Oscillateurs à klystron reflex et cavité extérieure, 1 seule gamme. Puissance de sortie : 14 mW à 100 mW pour l'OS 501 et 14 mW à 60 mW pour l'OS 601. Modulables intérieurement en A.M. et F.M. (avec l'alimentation type SCF 300) Modulables extérieurement en impulsions + ou -, de 0,5 μ s jusqu'aux signaux carrés et en F.M. : excursion : 0 $\pm 2,5$ MHz.

AUTRES FABRICATIONS - Générateurs de tensions depuis 0,5 Hz jusqu'à 16 GHz. Oscillateurs de puissance de 70 MHz à 11 GHz. Analyseurs de Spectres. Amplificateurs à F.I. Générateurs d'impulsions. Oscilloscopes 1000 MHz. Fréquencemètres compteurs Automatiques. Q. Mètres. T.O.S. Mètres. Wattmètres Hyperfréquences. Accessoires Coaxiaux. Voltmètres, Millivoltmètres BF, HF, VHF - Alimentation stabilisées pour tubes klystrons, pour tubes carnotrons, pour usage courant, pour transistors. Mégohmmètres, Condensateurs étalons, Wattmètres BF...



ETS GEFFROY ET CIE
S.A. AU CAPITAL DE 3.250.000 F

18, AVENUE PAUL VAILLANT-COUTURIER - TRAPPES
(S.-&-O.) - TÉLÉPHONE 923-08-00 (5 LIGNES GROUP.)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLIII

JUIN 1963

N° 435

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"

Numéro consacré à L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ORSAY

L'Onde Électrique, 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 54 F — Etranger 60 F — Ce n° 9 F

Exclusivité de la Publicité : M. R. DOMENACH, 161, Bd St Germain, Paris 6^e - Tél. BAB. 41-97 et 41-98

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

- † Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.
† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne (M. p. F.).
† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.
M.P. BRENOT, Directeur de la Cie Générale de T.S.F.
† J. CORNU, Chef de Bataillon du Génie e.r.
† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

- R. MESNY (1947) — † H. ABRAHAM (1947) — † R. RIGAL (1959).
Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences, Prix Nobel de Physique (1956).

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

MM.

- 1922 † Le Duc Maurice de BROGLIE, Membre de l'Institut.
1923 † H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
1924 † R. de VALBREUZE, Ingénieur.
1925 † J.-B. POMEY, Inspecteur Général des P.T.T.
1926 † E. BRYLINSKI, Ingénieur.
1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
1930 † Ed. BELIN, Ingénieur.
1931 C. GUTTON, Membre de l'Institut.
1932 † P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
1933 † L. BRÉGUET, Ingénieur.
1934 † Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T.S.F.
1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité.
1937 † F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur ès Science.
1938 † P. FRANCK, Ingénieur Général de l'Air.
1939 † J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
1940 † H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
1945 L. BOUTHILLON, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
1946 † R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
1947 R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radioélectricité.
1948 Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences.
1949 M. PONTE, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.
1950 P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
1951 Le Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radio-diffusion-Télévision Française.
1952 J. de MARE, Ingénieur-Conseil.
1953 P. DAVID, Ingénieur en Chef de la Marine.
1954 G. RABUTEAU, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique ».
1955 H. PARODI, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.
1956 † R. RIGAL, Ingénieur des Télécommunications.
1957 R. AUBERT, Directeur Général Technique de la C.S.F.
1958 G. DUPOUY, Directeur Général Honoraire du C.N.R.S.
1959 P. ABADIE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
1960 L'Ingénieur Général A. ANGOT.
1961 Le Général de C.A. J. GUERIN.
1962 B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

MEMBRES D'HONNEUR

- Sir Edward APPLETON, Principal and Vice-Chancellor of Edinburgh University, Prix Nobel de Physique.
† André BLONDEL, Membre de l'Institut, Inspecteur Général des Ponts et Chaussées.
M. Paul BRENOT, Président d'Honneur de la S.F.R. Afrique et de la Société Fabrications Radioélectriques Marocaines.
M. Jean COULOMB, Membre de l'Institut, Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique.
† Eugène DARMOIS, Membre de l'Institut.
M. Gaston DUPOUY, Membre de l'Institut, Directeur Général du C.N.R.S.
† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut, Commandant Supérieur des Troupes et Services de Transmissions.
M. Alfred FESSARD, Professeur au Collège de France, Directeur du Centre d'Etudes de physiologie nerveuse et d'électrophysiologie.
† Paul JANET, Membre de l'Institut, Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité.
† Frédéric JOLIOT-CURIE, Membre de l'Institut, Prix Nobel de Chimie.
† Arthur E. KENNELLY, Professeur au Massachusetts Institute of Technology
M. André LALLEMAND, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.
M. Louis LEPRINCE-RINGUET, Membre de l'Institut.
M. Charles MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris, e.r.
M. Louis NEEL, Membre de l'Institut, Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Président de la Section Electronique du Comité National de la Recherche Scientifique, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Hydraulique, de Radioélectricité et de Mathématiques Appliquées.
† H. PERCY-MAXIM, Président de l'International Amateur Radio-Union de l'American Radio Relay League.
M. Francis PERRIN, Membre de l'Institut, Haut Commissaire à l'Energie Atomique.

MEMBRES DU CONSEIL

MM.

- L. BOITHIAS, Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T.
A. CHEVALLIER, Chef Adjoint de la Division Télécommunications d'Electricité de France.
Mme CUBAIN, Licenciée ès Sciences.
L. GOUSSOT, Ingénieur en Chef des Télécommunications à la R.T.F.
M. de MIRBECK, Ingénieur Militaire en Chef des Télécommunications à la S.E.F.T.
J. MENOT, Directeur technique de la C.I.F.T.E.
J. OSWALD, Sous-Directeur technique à la C.I.T.
J.C. SIMON, Directeur du Département de Physique Appliquée à la C.S.F.
R. BERTEROTTIÈRE, Chef du Service Orientation Technique, Groupe Electronique C.F.T.H.
Cl. CARDOT, Ingénieur en Chef des Télécommunications e.d., Ingénieur au C.R. de la C.G.E.
J.-L. DELCROIX, Maître de conférences (Physique des plasmas) à la Faculté des Sciences de Paris.
J. DEZOTEUX, Ingénieur des Télécommunications.
J. FRANÇOIS, Ingénieur des Télécommunications à l'E.N.S.T.
A. LAURENS, Directeur Technique à la Société T.R.T.
Ph. OLMER, Directeur de l'E.S.E., Directeur du L.C.I.E.
J.-P. VASSEUR, Chef de Laboratoire à la C.S.F.
M.Y. BERNARD, Professeur de Radioélectricité au C.N.A.M.
P. DESNEIGES, Chef de la Section Autonome d'Electronique Appliquée au C.E.A.
R. DESSOULAVY, Professeur, Titulaire de la Chaire Electronique et Télécommunications à l'E.P. de l'Université de Lausanne.
P. GAMET, Ingénieur-Conseil à la F.N.I.E.
A. HENRY, Ingénieur en Chef des Télécommunications (en disponibilité) I.B.M. (World Trade Europe Corporation).
B. LECLERC, Directeur adjoint des Etudes à la Compagnie des Machines Bull.
Ch. LOGEN, Secrétaire Général Technique de la F.N.I.E.
R. MARTINET, Ingénieur-Conseil en Propriété Industrielle.

COMMISSAIRES AUX COMPTES

MM.

- F.D. DAYONNET, Ingénieur en Chef des Télécommunications (en disponibilité) C.D.C.
L. ROBIN, Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T.
I. VILLEMAGNE, Ingénieur, Chef d'un Département Radar au L.C.T.

SOMMAIRE DE CE NUMÉRO

L'Accélérateur linéaire d'Orsay	A. BLANC-LAPIERRE J.L. DELCROIX	597
1 ^{re} Partie : Problèmes physiques de la construction de l'accélérateur 1 GeV	H. LEBOUTET	599
2 ^e Partie : Description de l'Accélérateur d'Orsay		
I. Le guide accélérateur	R. JEAN	623
II. Stabilité et largeur du spectre d'énergie dans les accélé- rateurs linéaires	R. JEAN	632
III. Les modulateurs	E. OGER	637
IV. Les klystrons de l'Accélérateur d'Orsay	O. DOEHLER P. PALLUEL G. HENRY-BEZY	651
V. La focalisation et le guidage du faisceau	R. JEAN	662
VI. Le vide	R. JEAN R. LIOT	664
VII. Le bâtiment et les équipements généraux	J. VERLON	668
VIII. Fonctionnement de l'Accélérateur linéaire d'Orsay	L. BURNOD	673
3 ^e Partie : Développement des méthodes de mesure et de réglage		
I. Propriétés générales de la phase de l'onde hyperfréquence accélétratrice par rapport aux électrons à l'entrée d'une section d'accélérateur linéaire	P. BRUNET	678
II. Influence du courant sur l'énergie dans un accélérateur linéaire	L. BURNOD	688
4 ^e Partie : Les problèmes de contrôle des radiations à l'Accélérateur linéaire d'Orsay	G. DARDENNE	694
5 ^e Partie : Possibilités futures des accélérateurs linéaires de grande énergie	H. LEBOUTET	700
Informations :		
Documentation technique.....		703
Communiqués		705
Correspondance		706
Bibliographie		713

Sur notre couverture :

Klystron C.S.F. de 30 MW crête, choisi pour l'équipement des accélérateurs linéaires d'électrons de l'EURATOM, Bureau Central de mesures nucléaires à Geel (Belgique), de Mayence, Université Johannes Gutenberg, etc.

C.S.F. - CEPEC, Domaine de Corbeville, par Orsay (Seine-et-Oise). Tél. 928.47.27.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1963)

M. G. LEHMANN, Directeur Scientifique à la C.G.E.

Président désigné pour 1964

M. L. BRAMEL de CLÉJOLUX, Directeur des Services d'Enseignement des P.T.T.

Vice-Présidents

MM. J. DAUVIN, Ingénieur Général des Télécommunications e.r., Directeur délégué du Centre de Recherches de la C.G.E.

P. GRIVET, Professeur d'Electronique à la Faculté des Sciences de Paris.

M. SURDIN, Chef du Département Electronique au C.E.A.

Secrétaire Général

M. R. CABESSA, Directeur de la Division systèmes électroniques à la Société Le Matériel Téléphonique.

Secrétaires Généraux Adjoints

MM. B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique à l'E.S.E.

M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

Treasorier

M. J.M. MOULON, Directeur Général Adjoint de la Société M.E.C.I.

Secrétaires

MM. J. BLOUET, Chef de la Section Métrologie de la Division Radioélectricité et Electronique du L.C.I.E.

J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.

J.M. COUPRIE, Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F..

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Président	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et des Techniciens et des Techniciens	M. J. DEMONET	
2	Etudes scientifiques générales	M. L. ROBIN	M. M. MENORET
3	Physique de l'état solide	M. Ch. DUFOUR	M. G. PARICARD
4	Tubes électroniques	M. J. LE MEZEC	M. O. CAHEN
5	Composants électroniques	M. DANZIN	M. Ch. LOYEN
6	Propagation des ondes	M. J. VOGÉ	M. DU CASTEL
7	Electroacoustique. Enregistrement des sons	M. R. LEHMANN	M. P. RIETY
8	Télécommunications-Radiodiffusion-Télévision	M. J. FAGOT	M. AFANASSIEFF
9	Radiodétection et localisation. Radionavigation	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
10	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. CSECH	M. G. ROTH
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. P. DESNEIGES	Mme KOCH
12	Electronique biologique et médicale	M. E. ALLARD	

Rédaction de l'Onde Électrique

M. L.-J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Président du Comité de Rédaction.

M. J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications, Rédacteur en Chef de l'Onde Électrique.

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications

GROUPES RÉGIONAUX

GROUPE D'ALGER

GROUPE DE BRETAGNE

Président. — M. L.J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Directeur du Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

Vice-Président. — M. J. MEVEL, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.

Secrétaire. — M. J.M. PERSON, Ingénieur des Télécommunications au Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

GROUPE DE DIJON

Président. — M. J. BOUCHARD, Professeur et Directeur du Département de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon

GROUPE DE L'EST

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

Secrétaire. — M. E. GUDEFIN, Maître de Conférences à l'E.N.S.E.M.

GROUPE 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

GROUPE DE LYON

Président. — M. A. SARAZIN, Professeur de Physique Nucléaire à la Faculté des Sciences de Lyon, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Secrétaire. — M. R. ARNAL, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Lyon.

GROUPE DE MARSEILLE

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

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

GROUPE DU NORD

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

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

— M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.

Secrétaire. — 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 bien-faiteurs ou de membres donateurs, et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresser au Président une demande écrite

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

2° Être 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 (Assemblée Générale Janvier 1962)

Particuliers	30,00 F
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	15,00 F
Sociétés ou Collectivités	150,00 F
ou	350,00 F
ou	750,00 F

au gré de la Société ou Collectivité.

Particuliers résidant à l'étranger 30,00 F

plus frais postaux 5,00 F

* NDLR. Cette revue est l'Onde Électrique.

Changement d'adresse : joindre 0,50 F à toute demande.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LES PROBLÈMES PHYSIQUES DE LA CONSTRUCTION DE L'ACCÉLÉRATEUR 1 GeV, par H. LEBOUTET, *Compagnie générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 599 à 622).

L'accélérateur d'Orsay a eu comme modèle l'accélérateur Mark III de Stanford et des accélérateurs de plus faible énergie tels que celui de Saclay. On montre comment à partir de ces exemples on a choisi les paramètres fondamentaux et les techniques de construction. Ce choix semble aujourd'hui justifié par les résultats obtenus avec la mise en œuvre de moyens relativement réduits et l'expérience acquise au cours de la construction de cette machine ne ferait pas fondamentalement changer les techniques utilisées si la construction devait être reprise aujourd'hui.

Ensuite, sans reprendre les éléments connus de l'interaction d'un faisceau avec une onde électromagnétique, l'auteur recherche les éléments de ces calculs pouvant intervenir dans les mouvements radiaux : problèmes du groupement à l'entrée d'un accélérateur, excitation de modes parasites et problèmes du raccourcissement des impulsions. Ces calculs montrent pour quelles raisons l'accélérateur d'Orsay n'a pas eu à souffrir de certains défauts tels que le raccourcissement des impulsions.

LE GUIDE ACCÉLÉRATEUR, par R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 623 à 631).

L'accélérateur a été divisé en 16 sections de 6,1 m de longueur utile pour l'énergie de 1 GeV. L'étude de la structure a fait rejeter une construction en structure uniforme imitée de l'accélérateur de Stanford pour réduire la puissance haute fréquence et la longueur du bâtiment nécessaires. Le guide est constitué d'éléments préaccordés, assemblés sous pression, formant une structure à champ constant. Cela a permis d'obtenir une énergie de 62,5 MeV pour chaque section avec seulement 18 MW de puissance haute fréquence. Les méthodes de construction et de contrôle sont exposées. Elles permettent une reproductibilité excellente ce qui s'est montré très utile au moment de l'extension à 22 sections. Le coupleur d'alimentation a été étudié spécialement pour cet accélérateur pour ne pas introduire de composante radiale de champ accélérateur.

STABILITÉ ET LARGEUR DE SPECTRE DANS LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES, par R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 632 à 636).

Les diverses exigences des utilisateurs conduisent à rechercher les conditions dans lesquelles un faisceau peut être accéléré à une énergie donnée, stable, et dans une bande d'énergie aussi faible que possible. L'examen théorique de ces questions a permis de définir dès l'origine les fluctuations diverses permises pour les réglages du guide accélérateur, la fréquence de référence du pilote, et les tensions d'alimentation des klystrons amplificateurs. Les tolérances de réglage du guide accélérateur (compte tenu de ses variations de température) sont faciles à obtenir avec les méthodes de construction développées. Il s'est avéré plus délicat de réaliser les modulateurs pour le pilote et les amplificateurs avec les caractéristiques de faisceau souhaitées.

LES MODULATEURS, par M. OGER, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 637 à 650).

L'accélérateur comporte 22 modulateurs 75 MW et trois modulateurs auxiliaires (pilote, préamplificateur, injection).

Tous ces modulateurs fonctionnent sur le même principe d'une ligne à retard chargée en haute tension et déchargée dans le circuit d'utilisation par un commutateur approprié.

Pour le pilote (1,1 MW), on utilise un thyatron, pour le pré-amplificateur (15 MW), un éclateur à 3 électrodes, pour les modulateurs 75 MW un éclateur à électrodes multiples.

Après l'exposé du principe de cet éclateur, et de ses avantages, on indique comment ont été choisis les autres éléments du modulateur.

Le modulateur d'injection fonctionne sans transformateur d'impulsions avec des lignes à constantes réparties, chargées à 90 kV et deux éclateurs à 3 et 2 électrodes.

La synchronisation des modulateurs est assurée par un générateur d'impulsions multivoies, le retard des signaux est variable.

LES KLYSTRONS DE L'ACCÉLÉRATEUR D'ORSAY, par O. DOEHLER, P. PALLUEL et G. HENRY-BEZY, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 651 à 661).

La réalisation d'un accélérateur d'électrons 1 GeV est facilitée par l'emploi de klystrons amplificateurs de grande puissance, fonctionnant scellés à la plus basse tension possible.

Ces klystrons à quatre cavités et de pervéance 2×10^{-6} fournissent à 240 kV une puissance crête supérieure à 20 MW ; leur gain est supérieur à 40 dB dans une bande de 50 MHz, un klystron oscillateur à haute stabilité est également décrit.

Un fonctionnement scellé de longue durée résulte des procédés utilisés pour la construction et le pompage des tubes ; la reproductibilité de fabrication et le service fourni sur l'accélérateur sont analysés.

La stabilité du fonctionnement dans les conditions requises par l'accélérateur (puissance, phase, fréquence) est reliée aux valeurs limites admissibles des variations de la tension des sources haute tension.

Diverses voies d'accès sont indiquées pour la réalisation de klystrons à performances plus élevées.

FOCALISATION ET GUIDAGE DU FAISCEAU, par R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 662 à 663).

Le faisceau d'électrons doit être focalisé par un champ magnétique axial jusqu'à une énergie de l'ordre de 50 à 100 MeV pour combattre les forces de charge d'espace et les composantes radiales du champ électrique accélérateur. Le champ appliqué a été établi par un calcul simplifié qui est développé.

Par ailleurs des bobines de correction et des blindages magnétiques ont été prévus pour lutter contre les champs parasites susceptibles de dévier le faisceau hors de l'axe de l'accélérateur. Les dispositions adoptées sont décrites.

LE VIDE, par R. JEAN et R. LIOT, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 664 à 667).

La faible section et le développement en longueur d'un accélérateur linéaire obligent à prévoir un système de pompage réparti le long de la structure et constitué par un ensemble de pompes de faible capacité. Il est toutefois possible de se limiter à une pompe tous les 3 m environ en enfermant l'accélérateur dans une enveloppe étanche de conductance acceptable. Cette disposition présente l'avantage de constituer un volant de « vide » compensant des remontées de pression locales lorsqu'un dégazage se produit au niveau d'une cavité d'accélération particulière.

Le pompage de l'accélérateur d'Orsay a été réalisé dans cet esprit avec 45 pompes réparties le long de la structure, amorcées par cinq groupes constitués d'une pompe mécanique de faible capacité et d'un éjecteur à vapeur d'huile. Par ailleurs, les guides d'alimentation haute fréquence sont pompés par 22 groupes constitués d'une pompe à diffusion et d'une pompe à palettes. La protection contre les rentrées d'air dans les dispositifs expérimentaux est assurée par des robinets-vannes à fermeture rapide spéciaux.

LE BATIMENT ET LES ÉQUIPEMENTS GÉNÉRAUX, par J. VERLON, *Ecole Nationale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 668 à 672).

La construction de l'accélérateur a commencé en 1956. Il s'agissait de construire un édifice, muni de ses équipements fondamentaux pour abriter un accélérateur de 100 m de long, capable de produire une énergie de 1 GeV avec possibilité d'être utilisé par les physiciens à des énergies intermédiaires.

L'auteur se propose de faire ressortir les diverses particularités propres à la nature de l'appareil installé qui distinguent ce bâtiment d'un laboratoire classique.

SUMMARIES OF THE PAPERS

THE ORSAY ACCELERATOR KLYSTRONS, by O. DÖHLER, P. PALLUEL and G. HENRY-BEZY. *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 651 to 661).

The realization of 1 GeV electron accelerator was made easier by the use of high power klystron amplifiers working under sealed conditions.

These four-cavity klystrons produce a peak power of over 20 M W at a voltage of 240 kV. Their gain is greater than 40 dB's within a 50 Mc/s bandwidth. A high stability klystron oscillator is also described.

A long-term service under sealed conditions results from the construction and pumping techniques employed. The accuracy of duplication and the reliability performance under working conditions are analysed.

The stability in performance under the conditions required by the accelerator (power, phase, frequency) is a function of the limits imposed on the variations of the high tension supply.

Various design concepts for the production of higher performance klystrons are outlined.

FOCUSING AND DIRECTING THE BEAM, by R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 662 to 663).

The electron beam must be focussed by an axial magnetic field, up to an energy level of 50 to 100 meV, to overcome the space charge and the radial component of the accelerating electric field. The applied field has been calculated by a simple method which is here developed.

Correction coils and magnetic screens are also provided to counter the effects of random magnetic fields. The complete arrangements are described.

THE VACUUM, by R. JEAN and R. LIOT, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 664 to 667).

The relatively small cross-section and great length of a linear accelerator make it necessary to provide a pumping system, spread at intervals along the structure, each pump being of small capacity. It is, however, possible to limit the number to one pump every three metres provided the accelerator is encased in a tight chamber. This arrangement has the advantage of providing a « vacuum flywheel » where local variations are smoothed out.

The Orsay accelerator uses this technique with 45 pumps spread along its length divided into five groups, each comprising a low capacity mechanical pump and an ejector. The high frequency sections are pumped by 22 groups each comprising a diffusion pump and a valve pump. The experimental models are protected against a loss of vacuum by special high speed excluders.

THE BUILDING AND GENERAL EQUIPMENT, by J. VERLON, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 668 to 672).

The manufacture of the accelerator began in 1956. First of all it was necessary to construct a building together with its basic equipment to house an accelerator 100 metres in length, capable of generating 1 GeV with facilities for extracting energy at intermediate levels.

The author describes the particular characteristics of the equipment installed and emphasizes the difference between such an installation and a laboratory apparatus.

PHYSICAL PROBLEMS IN THE MANUFACTURE OF THE 1 GeV ACCELERATOR, by H. LEBOUTET, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 599 to 622).

The Orsay accelerator was derived from the Mark III Stanford accelerator and others of lower energy levels such as the Saclay model. The author shows how starting from these examples, the fundamental parameters and construction techniques were selected. The choice is justified by the results obtained, and practical experience would lead to the adoption of much the same techniques for a similar enterprise today.

Without recapitulating on the known facts about the interaction between a beam and an electromagnetic wave, the author seeks the elements in those basic equations which could affect radial movements. He shows the design of the Orsay accelerator made it free from certain drawbacks.

THE ACCELERATING MECHANISM, by R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 623 to 631).

The accelerator has been divided into 16 sections, each of a useful length of 6.1 metres, to obtain an energy of 1 GeV. A uniform structure design, similar to that of the Stanford accelerator, was rejected so as to reduce the overall length, and the H.F. power required.

The accelerating mechanism is made of pre-adjusted elements assembled under pressure resulting in a constant field structure. In this way an energy level of 62.5 MeV has been obtained for each section with an H.F. supply of only 18 MW. The building and control methods are described. They make it easy to duplicate the section, which proved a very useful asset when the machine was extended to include 22 sections. The supply system was specially designed to avoid the introduction of a radial component into the accelerating field.

STABILITY AND SPECTRUM BANDWIDTH IN LINEAR ACCELERATORS, by R. JEAN, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 632 to 636).

The needs of the users have led to research into conditions where a beam is accelerated to a given energy level, in a stable state, and within as narrow as possible a bandwidth. The theoretical examination of these requirements has made it possible to define the permitted tolerances in setting up the accelerating mechanism and with respect to the pilot's reference frequency and the supply voltages to the klystron amplifiers. The tolerances for the accelerator are within the reach of modern manufacturing methods. It has been more difficult to meet the specifications for the pilot's modulators and amplifiers with the required beam characteristics.

THE MODULATORS, by M. OGER, *Compagnie Générale de T.S.F. L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 637 to 650).

The accelerator comprises 22 modulators (75 MW) and the auxiliary modulators (pilot, pre-amplifier, injector).

All these modulators work on the same principle : that of a delay line charged to a high voltage and discharged into the appropriate circuit at the correct time by a switch.

A thyatron is used for the pilot (1.1 MW), a 3 electrode discharger for the pre-amplifier (15 MW) and a multiple discharger for the modulators (75 MW).

After describing the basic principles of the discharger, and its advantages, the design of the modulator is outlined.

The injection modulator works without an impulse transformer, with a distributed constant type of line charged to 90 kV and two dischargers : a 3-electrode and a 2-electrode type.

The synchronisation is effected by a multichannel impulse generator, the signal delay being variable.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (suite)

FONCTIONNEMENT DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ORSAY, par L. BURNOD, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 673 à 677).

Dans cet article sont indiquées les principales performances obtenues par l'accélérateur linéaire d'Orsay ainsi que ses caractéristiques de fonctionnement normal. Le réglage optimal d'une telle machine malgré le grand nombre de paramètres est facilité par l'emploi d'un certain nombre de détecteurs qui ont permis de faire les premières mesures sur la structure du faisceau.

INFLUENCE DU COURANT SUR L'ÉNERGIE DANS UN ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE, par L. BURNOD, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur linéaire d'Orsay*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 688 à 693).

Une des raisons de la dispersion en énergie d'un faisceau d'électrons dans un accélérateur linéaire est l'existence d'un régime transitoire dû à l'affaiblissement progressif du champ Haute fréquence par le faisceau. Après avoir indiqué la méthode d'étude d'un tel régime quelles que soient la structure accélératrice et la forme des impulsions haute fréquence et de courant, on l'appliquera à un accélérateur à champ constant équivalent à celui d'Orsay. Les résultats théoriques vérifiés expérimentalement permettront de dégager deux méthodes pour augmenter le courant dévié dans une bande étroite d'énergie et qui ont été essayées avec succès sur l'accélérateur d'Orsay.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DE LA PHASE DE L'ONDE HYPERFRÉQUENCE ACCÉLÉRATRICE PAR RAPPORT AUX ÉLECTRONS A L'ENTRÉE D'UNE SECTION D'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE, par P. BRUNET, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 678 à 687).

Sur un accélérateur linéaire d'électrons multi-sections (Haute Energie), la fréquence et la phase de l'onde accélératrice à l'entrée de chaque section sont deux paramètres fondamentaux liés entre eux et très critiques. La phase optimale est d'abord définie dans cet article puis calculée dans tous les cas de fonctionnement ; en conclusion on donne une application numérique relative à une section équivalente à celles de l'accélérateur d'Orsay. C'est cette phase optimale qui devra être retrouvée pour obtenir un réglage correct de la machine, soit par un opérateur soit par un système automatique.

LES PROBLÈMES DE CONTROLE DES RADIATIONS A L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ORSAY, par G. DARDENNE, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 694 à 699).

Il est fait un rappel, d'une part, des conceptions générales qui ont présidé à la construction de l'accélérateur et, d'autre part, de ses caractéristiques actuelles.

Celles-ci permettent d'expliquer l'origine et la nature des rayonnements produits.

On examine ensuite les principes qui ont permis de définir les protections nécessaires et quelles sont ces protections. On donne les résultats de mesures qui ont été faites pour vérifier leur efficacité.

Trois cas sont distingués :

- rayonnements produits pendant le fonctionnement avec faisceau ;
- rayonnements produits pendant le fonctionnement avec la haute fréquence seule ;
- rayonnements subsistant après l'arrêt de l'accélérateur.

POSSIBILITÉS FUTURES DES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES DE GRANDE ÉNERGIE, PAR H. LEBOUTET, *Compagnie Générale de T.S.F.*, L'Onde Electrique de juin 1963 (pages 700 à 702).

L'accélérateur d'Orsay marque une étape dans la construction des machines de grande énergie : un examen préalable des paramètres fonctionnant a permis de construire cette machine de la façon la plus économique possible.

Au moment où des projets de beaucoup plus grande envergure sont examinés, l'auteur du projet initial montre comment, dans le même esprit, l'étude d'une telle machine pourrait être entreprise, en soulignant quels sont les problèmes fondamentaux : ceux liés aux réglages et à la référence de fréquence.

SUMMARIES OF THE PAPERS (continued)

INFLUENCE OF THE CURRENT IN A LINEAR ACCELERATOR, by L. BURNOD, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur linéaire d'Orsay*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (page 688 to 693).

One reason for a waste of energy in a linear accelerator's electron beam is the existence of a transition state due to the progressive attenuation or the high frequency field. After describing a general design method independent of the accelerating structure, and the waveform of the current and H.F. pulses, the author applies this method to the Orsay accelerator. The theoretical results, experimentally confirmed, allow the derivation of two methods for increasing the current within a narrow energy band. These methods have been successfully applied in the Orsay accelerator.

THE ORSAY LINEAR ACCELERATOR AND ITS PERFORMANCE, by L. BURNOD, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 673 to 677).

In this article the characteristics and the performance of the Orsay linear accelerator are given. The optimum adjustment of such a machine, in spite of the great number of variables, is facilitated by the use of several detectors which also allow measurements to be made on the beam structure.

THE PROBLEM OF RADIATION CONTROL IN THE ORSAY LINEAR ACCELERATOR, by G. DARDENNE, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 694 to 699).

A recapitulation is made of the basic principles from which the accelerator was developed, and also of its present characteristics.

The latter give an insight into the origin and the kind of radiation produced.

The necessary protection requirements are then defined, the protection devices described, and measurements on the efficiency of those devices are given.

Three cases are considered :

Radiation under working conditions with a beam.

Radiation with high frequency only.

Radiation remaining after stopping the accelerator.

GENERAL ASPECTS OF THE PHASE RELATIONSHIP BETWEEN THE ACCELERATING H.F. WAVE AND THE ELECTRON BEAM AT THE INPUT OF A LINEAR ACCELERATOR STAGE, by P. BRUNET, *Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 678 to 687).

On a multi-section electron linear accelerator (high energy), the frequency and the phase of the accelerating wave at the input of each section are two fundamental and critical inter-dependent parameters. In this article the optimum phase has been defined and calculated for all working conditions. In conclusion a numerical example has been worked out for a section equivalent to one of the Orsay models. It is this optimum phase which determines the proper adjustment of the machine and can be obtained either manually or automatically.

FUTURE POSSIBILITIES OF HIGH-ENERGY LINEAR ACCELERATORS, by H. LEBOUTET, *Compagnie Générale de TSF*. *L'Onde Electrique*, June 1963 (pages 700 to 702).

The Orsay accelerator marks a stage in the construction of high energy machines. A prior analysis of the relevant parameters has made it possible to build the machine as economically as possible.

The author of the initial project shows how a similar approach could be made to solve the problems associated with the realization of greater projects. He underlines the fundamental problems those connected with critical adjustments and with frequency reference.

L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ORSAY

PAR

A. BLANC-LAPIERRE et J.L. DELCROIX

Professeurs

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire

*Ecole Normale Supérieure et Faculté des Sciences
de Paris*

1. Introduction

La décision fut prise, dans le courant de l'année 1955, de construire à Orsay un *grand accélérateur linéaire d'électrons*. Le projet a été conçu dans l'idée que l'énergie de l'accélérateur pourrait être portée jusqu'à 2 ou 2,5 GeV dans un avenir plus ou moins lointain. Toutefois, un premier programme de construction a été lancé début 1956, qui avait pour but de réaliser un accélérateur de 1 GeV ⁽¹⁾. Ce programme est maintenant réalisé et la série d'articles qui suit décrit les principaux problèmes liés à la construction de cet accélérateur et les performances obtenues.

2. Description générale et performances

L'accélérateur linéaire d'Orsay a, pour une énergie de 1 GeV, une longueur utile de 100 mètres, soit une longueur réelle de 130 mètres environ, compte tenu des espaces morts servant à dévier le faisceau vers des salles expérimentales intermédiaires. Ses performances seront précisées au cours des articles qui suivent. Bornons-nous à indiquer ici qu'il fournit des courants directs moyens de quelques microampères et des courants déviés moyens correspondant à une bande d'énergie de 0,5 % qui peuvent varier, selon les cas, de 0,3 à 1,2 μ A. Le courant de faisceau est fourni sous la forme d'impulsions de l'ordre de la microseconde se répétant 50 fois par seconde.

Le plan général du bâtiment est représenté plus loin ⁽²⁾. On a prévu divers postes d'expériences autour

de l'appareil ; ces postes sont dans des salles — dites salles de cibles — et correspondent à des énergies de 250 MeV, 500 MeV et 1 GeV. La salle de cibles 1,3 GeV est actuellement en construction. On a utilisé au maximum la terre comme matériau de protection contre les rayonnements ; un certain nombre de buttes de terre séparent les salles dangereuses des salles où se trouvent les expérimentateurs.

Les qualités de l'accélérateur, des spectromètres d'analyse et les commodités du bâtiment qui abrite la machine sont, dans l'ensemble, assez remarquables. On peut notamment citer les points suivants :

— L'intensité du courant est élevée pour un accélérateur de cette gamme d'énergie.

— La stabilité de l'accélérateur et la finesse des appareils de détection permettent d'analyser les énergies des particules avec une précision qui va jusqu'à 10^{-3} .

— Le bruit de fond dans les salles d'utilisation est remarquablement faible.

— Le problème de la protection contre les rayonnements a, malgré sa difficulté, été résolu de façon satisfaisante et, soit en fonctionnement, soit, surtout, au cours des essais, il n'y a eu aucune irradiation de personne, même bénigne.

— Le réglage de l'accélérateur est relativement simple. En effet, une étude particulière du guide accélérateur a permis de n'utiliser que 16 klystrons amplificateurs de 20 MW au lieu de 31 légèrement moins puissants à Stanford pour des performances du même ordre.

Situons rapidement l'accélérateur linéaire d'Orsay dans l'ensemble des autres accélérateurs à *électrons*. Il n'existe qu'un autre accélérateur linéaire d'électrons de grande énergie au monde, celui de Stanford en Californie. Il a aussi une énergie maximum de

⁽¹⁾ Plus récemment, il a été décidé de construire la tranche supplémentaire portant l'énergie de 1 GeV à 1,3 GeV. Les premiers essais de cette tranche supplémentaire, fonctionnant isolément, ont déjà eu lieu. La mise en service de l'ensemble, à l'énergie de 1,3 GeV, est prévue dans le courant de l'année 1964.

⁽²⁾ J. VERLON, 2^e partie, VII. Le bâtiment et les équipements généraux.

1 GeV^(*). L'énergie maximum de l'accélérateur d'Orsay devant être, vers la fin de l'année actuelle, portée à 1,3 GeV, celui-ci aura alors une certaine suprématie qui lui sera de nouveau ravie par Stanford dans quelques années quand l'accélérateur linéaire à électrons de 40 GeV (le Monstre) entrera en service. Plusieurs synchrotrons à électrons fournissent des énergies supérieures au GeV : de 1 à 1,3 GeV pour ceux du Californian Institute of Technology, de Frascati, de Stockholm et de Cornell, 6 GeV à Harvard, 6 GeV environ à Hambourg (en service dans un an environ). Ces énergies sont donc actuellement supérieures à celles fournies par les linéaires existants. L'avantage de ces derniers réside essentiellement dans le fait que, par leur structure même, ils fournissent un faisceau *sorti* extrêmement bien défini, ce qui en fait des appareils de choix pour les expériences de diffusion d'électrons. On notera aussi que les synchrotrons à électrons actuellement en fonctionnement ont généralement des courants moyens plus faibles que celui des Accélérateurs linéaires. Cependant, cet argument n'est pas absolument décisif car, dans un synchrotron, la même particule peut traverser la cible un grand nombre de fois au prix, il est vrai, d'une perte progressive d'énergie qui peut, dans certains cas, imposer des servitudes et des limitations non négligeables. Notons, de plus, que, dans un synchrotron, on ne sait pas faire de mesure absolue précise du nombre d'électrons ayant traversé la cible, alors que cela est possible dans un linéaire. Par contre, la valeur du « duty cycle » (temps relatif de fonctionnement), bien plus élevée dans le cas des synchrotrons, fait que ces derniers permettent aisément des expériences de coïncidences qui sont difficiles sur un accélérateur linéaire.

3. Historique et équipes de construction

Les étapes de construction de l'accélérateur ont été les suivantes :

Octobre 1955 : Définition du cahier des charges.

Septembre 1956 : Début de la construction de l'accélérateur et de son bâtiment.

Mai 1958 : Le bâtiment est terminé dans sa majeure partie et permet l'installation de la machine.

24 Décembre 1958 : Premier faisceau d'électrons : énergie 3 MeV.

Décembre 1959 : Fonctionnement d'une première tranche à énergie réduite : 190 MeV.

Septembre 1960 : Installation des premiers klystrons scellés de puissance 20 MW.

Décembre 1960 : Fin de la construction : énergie 730 MeV.

(*) Cet accélérateur fonctionne depuis plusieurs années ; son énergie maximale a été élevée progressivement de 600 MeV jusqu'à environ 1 GeV. Les équipes de Stanford ont eu le très grand mérite de montrer qu'un accélérateur de ce type pouvait fonctionner et possédait de grandes qualités. Nous saisissons d'ailleurs l'occasion de cet article pour remercier les professeurs GINZTON, W.K.H. PANOFKY et leurs collaborateurs de l'aide qu'ils ont apportée au projet d'Orsay, dès son début, et pour l'atmosphère de franche collaboration qui est ainsi née entre les deux laboratoires.

Décembre 1961 : Essais généraux de l'accélérateur : énergie 1 000 MeV.

Le choix des équipes de construction posait un problème un peu particulier. En 1956 les terrains récemment acquis par la Faculté des Sciences à Orsay ne constituaient encore qu'un grand parc désert où l'emplacement de l'accélérateur linéaire n'était marqué que par une grande prairie, un peu marécageuse. Il fallait donc partir de zéro. D'ailleurs l'entreprise dépassait de loin en ampleur les moyens de construction dont peut disposer un laboratoire universitaire ordinaire. C'est pourquoi on décida pour aller assez vite de procéder comme suit :

— La définition du cahier des charges et la responsabilité de la construction ont été confiées au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure sous la direction de Y. ROCARD, H. HALBAN Directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire jusqu'au 1^{er} Juillet 1961 et J.L. DELCROIX alors Sous-Directeur de ce même laboratoire.

— L'étude et la fourniture de l'appareil lui-même étaient demandées à la Compagnie Générale de T.S.F. (C.S.F.). Ce travail a été mené au Centre de Recherches de Corbeville dirigé par R. WARNECKE, par H. LEBOUTET Chef du Département Grandes Energies. Il a nécessité la contribution de plusieurs groupes d'ingénieurs, dirigés notamment par O. DOEHLER pour les klystrons, et par OGER pour les sources de puissance.

— La formation des équipes destinées à utiliser l'appareil était parallèlement entreprise par H. HALBAN d'abord à l'Ecole Normale même où, en tant que Professeur, il rassembla une jeune équipe de chercheurs français et anglais, puis à Orsay où, de 1958 à 1961, il remplit les fonctions de Directeur de Laboratoire et où il créa les divers groupes de travail suivants :

1. Installation, essais, fonctionnement et amélioration de l'accélérateur (L. BURNOD, J.L. DELCROIX, J. VERLON).
2. Définition et exécution du programme de recherches (G. BISHOP, P. LEHMANN, J. PEREZ).
3. Construction et études des équipements d'analyse et de détection (G. ALON, R. BOUTOUYRIE, B. MILMAN).
4. Mesures de rayonnement (G. DARDENNE).

La présente série d'articles est due à des ingénieurs de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil ayant joué un rôle particulièrement important dans la construction de la machine et, en ce qui concerne le laboratoire de l'accélérateur linéaire, aux groupes 1 et 4 cités ci-dessus, c'est-à-dire aux groupes de travail du laboratoire les plus directement liés à l'installation et à la marche de l'accélérateur lui-même.

Les appareillages annexes et les premiers résultats obtenus par les physiciens ont été décrits dans le numéro d'avril 1962 de l'Onde Electrique.

PROBLÈMES PHYSIQUES DE LA CONSTRUCTION DE L'ACCÉLÉRATEUR 1 GeV

PAR

H. LEBOUTET

Compagnie Générale de T.S.F.

1. Le choix des paramètres fondamentaux

Dès que les physiciens ont décidé des caractéristiques générales du faisceau de particules qu'ils désirent, on peut essayer de définir la machine qui permettra de les obtenir.

Pour l'accélérateur d'Orsay, on se proposait, en fait, d'obtenir les caractéristiques (1 GeV, 20 mA) qui avaient été visées pour l'accélérateur de Stanford mis en marche deux ans plus tôt.

La première solution était de recopier purement et simplement cette dernière machine. Mais, d'une part, son fonctionnement n'était pas encore très sûr et elle était assez loin d'atteindre l'énergie qui avait été prévue, et, d'autre part, les solutions choisies pour les éléments ne semblaient pas forcément les meilleures possibles. L'intérêt de cette machine préexistante était cependant immense : elle montrait que le problème posé avait effectivement une solution, et elle servait de guide en fournissant un ensemble cohérent de valeurs numériques pour les composantes. Cependant les conditions actuelles à Orsay d'un contrat industriel de fourniture imposaient au constructeur la responsabilité de tenir les caractéristiques prévues, donc d'être sûr de choisir les solutions correctes.

L'avantage était de libérer l'Université des problèmes d'électronique générale, et de lui laisser tout le temps pour la préparation du programme expérimental de physique des hautes énergies.

Cette situation est d'ailleurs assez spéciale et n'aurait même pas été envisagée aux Etats-Unis, où aucun groupe industriel n'accepterait de donner des garanties sur les qualités de faisceau sortant d'une machine dont il n'existe pas de bon modèle. Le constructeur se bornerait à garantir une bonne exécution

mécanique des éléments, la maîtrise d'œuvre restant toujours au laboratoire universitaire.

On va montrer tout d'abord sur quelles considérations on a pu définir les caractéristiques des éléments principaux de la machine. Elles reposent sur quelques résultats-clés, et représentent un ensemble de compromis, où l'on a essayé de pondérer aussi bien que possible les données sûres, et l'estimation des marges, pour ce qui était moins sûr.

L'âme de la machine étant le guide accélérateur, c'est à partir de lui que les autres éléments doivent être définis, aussi bien les sources de puissance que le bâtiment destiné à recevoir la machine et, par contrecoup, tout l'ensemble de l'installation.

Il faut donc déterminer d'abord les paramètres fondamentaux du guide accélérateur, et s'assurer qu'on choisit bien la meilleure solution. Il n'est pas nécessaire pour cela de reprendre la théorie de l'interaction d'un faisceau d'électrons et d'une onde H.F. dans un accélérateur linéaire, qui a fait l'objet d'un nombre important de publication. La théorie élémentaire est suffisante pour permettre la définition des paramètres principaux de la machine et définir les domaines de stabilité de fonctionnement : tolérances sur les dimensions géométriques, tolérances sur la stabilité de la fréquence, tolérances sur la qualité des impulsions électriques. Pour ce qui est de la définition précise des dimensions, ou des paramètres fondamentaux, on n'a fait strictement confiance qu'à la méthode expérimentale.

Résumons les résultats principaux :

Pour un élément de ligne accélératrice, dont le coefficient d'atténuation par effet Joule est γ'' , si on appelle v_g la vitesse de groupe de l'onde H.F., P la

puissance circulante, l'intensité du champ électrique accélérateur peut se mettre sous la forme réduite suivante :

$$E^2 = L \omega \gamma \frac{c}{v_g} P$$

$L\omega$ est un facteur de qualité géométrique de la ligne, γ est la constante de propagation $\gamma = \gamma' - j\gamma''$ et l'atténuation (en champ) γ'' est liée à la vitesse de groupe et la surtension des cavités (1) par :

$$\gamma'' = \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{Q_0} \frac{c}{v_g}$$

Q_0 est la surtension d'un élément de ligne isolé, court, fermé par des parois normales à l'axe, infiniment conductrices, et de longueur telle qu'il résonne sur le même mode à la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur.

L'équation d'évolution de la puissance P le long de la ligne peut être écrite, en première approximation, sous la forme suivante :

$$\frac{dP}{dz} = -2\gamma'' P - EI_0 \cos \psi$$

où I_0 est l'intensité du courant accéléré et ψ le déphasage des paquets d'électrons et de l'onde H.F.

Dès qu'on fait quelques applications numériques, on s'aperçoit que toute la machine dépend essentiellement des deux paramètres $L\omega$ et Q_0 , et du domaine de variation de $\frac{c}{v_g}$ qui est pratiquement utilisable, compte tenu de toutes les difficultés de construction et de réglage.

Les dimensions et le prix de l'accélérateur sont tels qu'il n'est pas pensable de le bâtir sur la foi de résultats purement théoriques. Le premier travail est donc de déterminer expérimentalement les domaines de variation de $L\omega$ et de $\frac{c}{v_g}$ possibles, et les valeurs de Q_0 .

C'est un travail de tracé systématique d'abaques.

Une étude des lignes utilisées dans les tubes à ondes progressives et éventuellement quelques mesures expérimentales convainquent rapidement que le type de ligne le meilleur pour l'accélération des électrons est la ligne cylindrique à iris métalliques. Seul, ce type de ligne a fait l'objet de l'étude. On exclut les lignes à iris diélectriques à cause de l'incertitude sur leur tenue sous rayonnement intense.

Les figures 1, 2 et 3 donnent un exemple des résultats obtenus.

On trouve (1) que pour une longueur donnée de ligne accélératrice et une puissance donnée P , l'énergie acquise est maximale lorsque la ligne est réalisée de façon telle que le champ électrique accélérateur soit

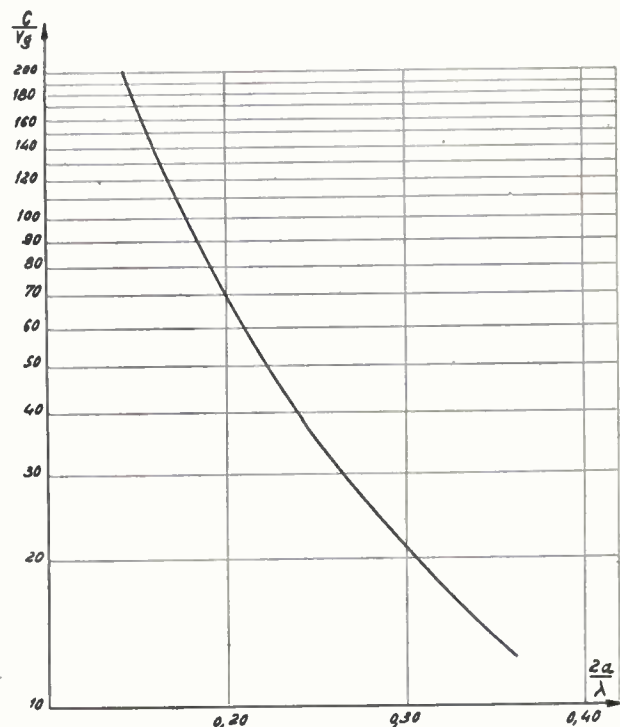


FIG. 1. — Etude des guides chargés par des iris. Vitesse de groupe en fonction du diamètre des iris.

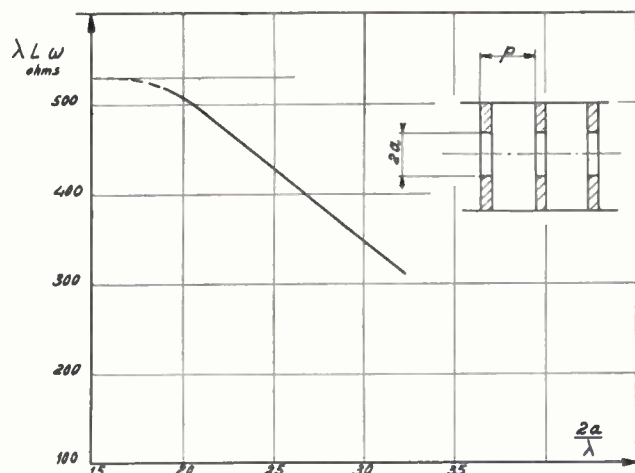


FIG. 2. — Etude des guides à iris : Inductance en fonction du diamètre des iris.

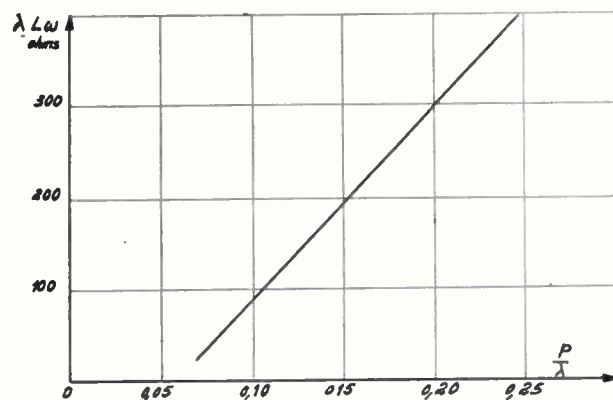


FIG. 3. — Etude des guides à iris : Inductance en fonction du pas.

(1) H. LEBOUTET. Essai de théorie de l'accélérateur linéaire à électrons. Annales de Radioélectricité. XIII, 52, 107, avril 1958.

sensiblement constant le long de la ligne, compte tenu de l'atténuation par effet Joule et de l'énergie cédée au faisceau.

Si on néglige la variation de $L\omega$, l'optimum correspond à un champ électrique rigoureusement constant.

En fait, comme les déterminations expérimentales le montrent, le paramètre $L\omega$ varie sensiblement lorsque $\frac{c}{v_g}$ varie entre les valeurs 20 et 150, qui sont le domaine en général utilisé, et cette relation n'est valable qu'en première approximation.

La variation de $L\omega$ avec $\frac{c}{v_g}$ signifie simplement que lorsqu'on fait varier le couplage des cavités successives de la ligne, non seulement la proportion d'énergie transmise d'une cavité à la suivante varie, mais la répartition de l'énergie à l'intérieur de chaque cavité est aussi un peu modifiée.

1.1. SUPÉRIORITÉ DES LIGNES A CHAMP CONSTANT SUR LES LIGNES UNIFORMES

Pour une meilleure utilisation de la puissance H.F. disponible, on est donc conduit à envisager des structures dites « à champ constant », par opposition aux lignes classiques dites à « structure uniforme ». Dans ces dernières, cependant nettement plus faciles à construire et beaucoup plus facile à traiter mathématiquement, l'énergie se propage dans une structure géométriquement uniforme et on a, en l'absence du faisceau, une décroissance exponentielle de la puissance circulante, donc aussi une décroissance exponentielle de l'intensité du champ accélérateur.

Le champ électrique est donc très intense au début de la ligne, et très faible au bout d'un certain parcours. La pointe de champ est dans les conditions les plus favorables, environ le double du champ moyen.

Comme les difficultés de dégazage et les possibilités de claquages croissent très vite avec l'intensité du champ électrique, on a un énorme intérêt à réduire les pointes d'intensité de champ. Une structure à champ sensiblement constant sera beaucoup plus facile à dégazer et à monter en puissance pour une énergie donnée qu'une structure uniforme.

Ces avantages nous ont paru, dès 1955, être suffisamment déterminants pour n'envisager que ce type de ligne, malgré les beaucoup plus grandes difficultés de construction qu'il entraîne.

Pour réaliser un champ constant, compte tenu des pertes de puissance par effet Joule et interaction avec le faisceau, il faut faire varier le produit $L\omega \frac{c}{v_g}$ pour

conserver le produit $L\omega \frac{c}{v_g} P$ constant.

Pratiquement, le paramètre principal est $\frac{c}{v_g}$, commandé essentiellement par le diamètre des iris des cavités. Il entraîne les variations de $L\omega$; mais aussi une variation du déphasage introduit par la cavité dans la ligne. Pour conserver un déphasage constant,

qui corresponde à une vitesse de phase constante égale à la vitesse de la lumière, il faut donc corriger toutes les cotes des cavités chaque fois qu'on en modifie une seule. De là venait la nécessité d'avoir des abaquages complets des valeurs cohérentes des cotes, et la difficulté de réaliser correctement la ligne.

Le fait que les sections de l'accélérateur 28 MeV de Saclay aient été construites sur le même principe et fonctionnaient correctement était une assurance suffisante pour envisager aussi cette solution pour Orsay.

Pour un tel type de ligne, on obtient pour l'énergie acquise pour un courant I_0 :

$$V = R_0 I \left[-\frac{I_0}{2} + \sqrt{\frac{I_0^2}{4} + \frac{P_e - P_s}{R_0 I}} \right]$$

V est l'énergie en électrons volts acquise par les électrons,

I_0 l'intensité du courant accéléré,

l la longueur de la ligne,

$R_0 = L\omega Q$ une valeur moyenne de ce paramètre le long de la ligne,

$P_e - P_s$ la puissance H.F. effectivement dissipée dans la ligne.

Cette expression donne un ordre de grandeur de l'énergie qu'on peut obtenir et un premier ensemble de valeurs des paramètres de la ligne.

Le calcul plus précis est conduit de la façon suivante : on connaît les valeurs expérimentales de $L\omega$ en fonction de $\frac{c}{v_g}$ donc on peut faire un calcul par différences

finies de l'équation d'évolution de la puissance, à partir d'une solution déterminée par l'équation ci-dessus, on fait varier systématiquement les paramètres pour rechercher l'optimum vrai. En fait, les corrections ainsi apportées sont assez faibles et correspondent à des gains de quelques unités pour cent.

1.2. TECHNIQUE DE CONSTRUCTION

Les difficultés de construction de ces lignes, où la vitesse de l'énergie doit suivre une loi imposée à l'avance, alors que la vitesse de phase demeure sensiblement constante, entraînaient une variation continue et extrêmement précise des dimensions géométriques des cavités tout le long de la ligne et exigeaient, avant le choix définitif, de définir une technique de réalisation suffisamment souple pour permettre tous les contrôles et les retouches nécessaires, et cependant suffisamment élaborée pour permettre la construction d'un grand nombre de sections, sur une durée de plusieurs années. Le mode de réalisation choisi est décrit par ailleurs. La grosse difficulté qu'il entraînait était la réalisation d'excellents contacts H.F. entre les cavités. La réalisation de surfaces usinées avec soin et le serrage avec une pression contrôlée sur joint d'indium ont apporté une solution correcte, stable dans le temps, détruisant toute crainte au sujet des mauvais contacts.

Dans les sections de l'accélérateur d'Orsay, la puissance moyenne est assez faible, et il n'a pas été

jugé nécessaire de chauffer les sections accélératrices pour les dégazer. Les cavités ne sont donc pas soudées par l'indium. Actuellement, avec le recul du temps et l'expérience acquise, on peut considérer que la réalisation de guides construits sur le même principe, mais soudés par diffusion de l'indium est certainement possible et permet de conserver la qualité exceptionnelle des lignes à retard telles qu'elles ont été réalisées.

Le détail de la réalisation des enceintes à vide et du système de refroidissement sont décrits plus longuement ci-après par M. JEAN.

La haute qualité de ces lignes entraînait aussi une autre difficulté : celle de la conservation de l'étalon de fréquence pendant les quatre ou cinq ans que durerait la construction, pour que toutes les sections ajoutées successivement à la machine soient strictement réglées sur la même fréquence que les sections déjà en place.

Après quelques essais peu concluants avec un étalon à quartz, la solution utilisée a été celle d'une cavité étalon massive en cuivre, de coefficient de surtension 75 000, conservée dans une pièce à température constante et degré d'humidité contrôlé, et servant au contrôle des étalons secondaires.

1.3. CHOIX DU PAS DE LA LIGNE

Jusqu'alors, la forme géométrique des éléments de ligne n'est pas complètement définie.

Le paramètre fondamental intervenant dans l'expression de l'énergie qu'elle est susceptible de conférer à un faisceau est l'impédance shunt $R_0 = L\omega Q$ qui dépend essentiellement de la forme des cavités, lorsque la fréquence et la nature des parois sont imposées par d'autres considérations.

En fait, si on considère tous les impératifs, autant mécaniques qu'électriques, peu de latitude est laissée pour les variations des paramètres géométriques (tels que l'épaisseur des iris et la forme des cavités). On aurait avantage à se rapprocher d'une forme ellipsoïdale plutôt que cylindrique, mais les difficultés d'usinage sont telles qu'on rejette en général cette solution. Cependant, dans les lignes C.S.F., l'iris est relié au cylindre par un chanfrein qui rapproche la forme de la cavité résonnante de celle de l'ellipsoïde, tout en donnant une plus grande rigidité mécanique à l'iris, et assurant une meilleure évacuation de la chaleur.

La figure 4 (2) donne l'allure de la variation théorique du paramètre R_0 en fonction du pas de la ligne et de l'épaisseur des iris pour la fréquence de fonctionnement de 3 000 MHz.

On voit, sur cette figure, qu'on a intérêt à utiliser des iris aussi minces que possible. Cependant, le bord intérieur des iris est une région de champ électrique intense, et il est prudent de conserver un rayon de courbure assez grand pour éviter les risques d'émission froide.

Des essais de claquage dans l'air ont montré qu'un rayon de courbure de 1,5 mm était suffisant pour « tenir » dans les conditions où le champ axial accélérateur ne dépasse pas 160 kV/cm environ. Le dessin de la ligne permettant de rester nettement en dessous

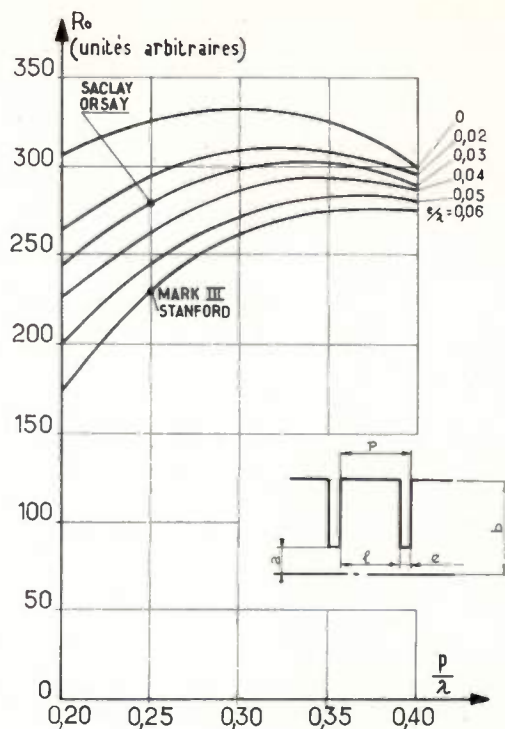


FIG. 4. — Etude des guides à iris : Impédance en fonction du pas et de l'épaisseur des iris.

de cette valeur, on peut donc prendre des iris d'épaisseur 3 mm.

Le pas optimum d'après la même figure est voisin de $\lambda/3$. Malgré l'avantage certain de cette valeur du pas, sur la valeur $\lambda/4$ utilisée pour l'accélérateur de Saclay, confirmé par une étude expérimentale effectuée en 1956, c'est-à-dire dès le début de l'étude de l'accélérateur, on a choisi cependant d'utiliser aussi des cavités de pas $\lambda/4$, c'est-à-dire déphasées de $\frac{\pi}{2}$ l'une par rapport à l'autre, à cause de la beaucoup plus grande simplicité de leur réglage.

Il nous a semblé, en effet, trop risqué d'utiliser en même temps des guides à champ constant, et un pas de $\pi/3$, deux techniques qui entraîneraient toutes les deux des difficultés de réglage importantes, surtout si elles sont vues dans l'idée de réaliser un grand nombre de structures qui devront avoir sur plusieurs années les mêmes qualités.

L'avantage des lignes à pas $\lambda/3$ est surtout sensible pour des accélérateurs à courant faible. Lorsque l'intensité du faisceau est grande et qu'une proportion importante de l'énergie H.F. est cédée au faisceau électronique (on a pu aller jusqu'à 78 %), les pertes par effet Joule sont un effet mineur et les lignes de pas $\lambda/4$ sont aussi bonnes que les précédentes. C'est pour cette raison qu'on les utilise pour les accélérateurs de puissance.

D'autre part, les lignes à pas $\lambda/3$ donnent des phénomènes de modulation de phase pendant les régimes transitoires, qui peuvent être très gênants.

(*) LEBOUTET. Etude du rendement d'un accélérateur linéaire. Rapport C.S.F., n° 12 086, 1956.

1.4. NOMBRE DE SECTIONS

Il est apparu très rapidement que pour un accélérateur faiblement chargé par le faisceau tel que celui qui était en projet (courant de crête 20 mA) l'utilisation correcte de la puissance H.F. nominale d'un klystron amplificateur (soit 20 MW) nécessite une longueur de ligne nettement supérieure à 3 m.

L'expérience connue en 1956, au moment du choix des paramètres, portait sur les sections équipant l'accélérateur de Stanford, de 3 m de longueur et à structure uniforme, et les sections de l'accélérateur 28 MeV de Saclay, de 3,25 m de longueur à champ constant.

Les difficultés de construction, de transport et de mise en place, soulevées par des sections de très grande longueur, nous ont limités à utiliser des sections de 6,1 mètres de longueur utile, donc susceptibles de délivrer 64 MeV lorsqu'elles reçoivent une puissance de 20 MW.

Actuellement, on doit considérer ce choix comme un compromis entre des sections à haute impédance et des sections susceptibles d'accélérer de très grands courants. Une section séparée peut permettre d'accélérer des courants supérieurs à 200 mA. Cependant, lorsqu'on associe un nombre important de sections accélératrices, un certain nombre de phénomènes secondaires, comme les défauts d'alignement et les champs parasites, peuvent entraîner une certaine réduction de l'intensité du courant susceptible de traverser l'ensemble correctement.

Dans l'absence totale d'information sur la proportion de courant qu'on pourrait perdre de cette façon, il a semblé sage de conserver cette marge confortable. Elle se traduit maintenant, après la période de réglage, par un gain substantiel du courant disponible dans les salles expérimentales ; on n'a cependant pas pu atteindre les 200 mA sur toute la longueur de la machine.

Si on refaisait cet accélérateur, il est certain que les résultats obtenus permettraient de choisir des valeurs de paramètres un peu différentes, conduisant à un gain d'énergie, toutes choses égales par ailleurs, de l'ordre de 10 à 15 %.

Le choix de la longueur des sections de 6,1 m, donnant 64 MeV, entraîne du même coup le nombre de sections, donc de klystrons nécessaires pour atteindre 1 GeV, soit 16.

Ce nombre de 16 a semblé fort agréable, permettant un découpage aisé de la machine en 4 tranches identiques de 4 sections chacune. L'ensemble de la chaîne H.F. de pilotage des amplificateurs est ainsi assez simple et comporte des éléments (coupleurs directionnels en particulier) aisément standardisables.

Un point important mérite une justification : on n'a pas prévu de section supplétive, destinée à remplacer les unités défaillantes, puisque les 16 sections prévues conduisent à pleine puissance, sans marge appréciable, à l'énergie de 1 GeV.

En fait, cette section, la 17^e, a été rajoutée par la suite, mais comme l'exploitation du faisceau au niveau 1 GeV n'a pas été intensive, elle n'a pas été encore d'une utilité impérieuse. D'autre part, les résultats des essais ont montré que les valeurs numériques ayant servi de base au calcul étaient suffisamment correctes pour permettre la prévision des performances avec une précision de l'ordre du MeV par section.

Arrivé à ce point, on peut chercher quelles seraient les conditions optimales.

La relation simple liant l'énergie maximale V qu'on peut obtenir à partir d'une puissance P , avec une ligne de longueur l , peut être assez grossièrement exprimée par :

$$V^2 = \Delta P \cdot R_0 l$$

Elle correspond approximativement aux performances effectivement obtenues pour :

$$\Delta P = 17 \text{ MW et } R_0 \approx 40 \text{ M}\Omega/\text{m}.$$

Comme on l'a vu, R_0 est une valeur pratique d'un paramètre sur lequel on peut très peu agir, car on a déjà pris des formes de structures excellentes.

Cette valeur est une valeur moyenne sur la section et supportant tous les facteurs correctifs dus aux phénomènes parasites éventuels.

Si on prend pour ΔP , la puissance H.F. consommée dans les sections, une valeur égale à 85 % de la puissance effectivement fournie par les amplificateurs, pour tenir compte des pertes le long des guides d'onde, et aussi de la fraction faible d'énergie non consommée en fin de ligne, on obtient, si N est le nombre d'amplificateurs de puissance unitaire P_s et l_0 la longueur d'une section :

$$V_{\text{GeV}}^2 \approx N^2 P_0 \times 0,85 \times 40 \times l_0 10^{-6}$$

soit :

$$N^2 P_{\text{MW}} l_{\text{m}} \approx 29\,400 V_{\text{GeV}}^2$$

$N l_0$ est la longueur utile d'accélérateur, qui entraîne la longueur du bâtiment.

$N P_0$ est la puissance H.F. totale fournie à l'accélérateur, qui entraîne, compte tenu du rendement global des amplificateurs, l'ampleur des sources d'énergie à installer.

Le choix de l'optimum peut être fait sur la base de la recherche du prix de revient minimal pour l'ensemble de la machine et du bâtiment.

Le prix total peut se décomposer en :

— une partie fixe, π_0 , comprenant les études de base et les installations générales,

— une partie proportionnelle à la longueur de la machine, $\pi_1 l$, comprenant le prix du bâtiment, de l'accélérateur, et des câblages,

— une partie proportionnelle à la puissance installée, $\pi_2 P$.

D'où le prix total :

$$\pi = \pi_0 + \pi_1 l + \pi_2 P$$

le produit Pl étant imposé par l'énergie à atteindre, le prix sera minimal pour :

$$N p_0 = \sqrt{\frac{29\,000\,\pi_2}{\pi_1}} \cdot V_{\text{GeV}}^2$$

et

$$\pi = \pi_0 + 2\sqrt{29\,400\,\pi_1\pi_2} \cdot V_{\text{GeV}}$$

La difficulté était d'évaluer π_0 , π_1 et π_2 avant d'avoir construit la machine. Il est clair aussi que le prix de la puissance H.F. doit faire intervenir aussi le prix du matériel consommable (amplificateurs et lampes), alors que le prix du bâtiment est une dépense faite une fois pour toutes.

Cependant, aussi, le prix du bâtiment doit inclure celui des massifs de protection, toute modification à ceux-ci devrait entraîner une modification du choix des paramètres.

Il n'a pas été possible d'aller plus avant dans cette direction, et, en fait, le choix d'une longueur de 100 mètres pour la machine et une puissance H.F. de 320 MW a semblé, assez sentimentalement il faut l'avouer, être dans la bonne direction de l'optimum.

1.5. LE CHOIX DE LA FRÉQUENCE DE FONCTIONNEMENT

Des expressions de $L\omega$ et Q , on peut voir que le facteur R_0 est proportionnel à $\sqrt{f}$.

Pour une longueur d'accélérateur donné, construit dans les meilleures conditions, l'énergie finale obtenue (à intensité faible) est proportionnelle au produit $P\sqrt{f}$.

Il faut donc se placer dans le domaine de fréquences où ce produit est le plus avantageux. Une autre considération moins précise, mais aussi importante, est celle d'aboutir à des éléments de dimensions pratiques, ni trop petites, ni trop grandes.

Cela limite le choix au domaine des ondes centimétriques et l'incertitude est entre 3 et 20 cm environ pour la longueur d'onde.

Sur 3 cm, le produit $P\sqrt{f}$ a des chances d'être plus faible qu'à 10 cm, parce que la puissance pratique des tubes décroît plus vite que proportionnellement à la longueur d'onde.

Par contre, entre 10 et 20 cm, le choix était moins catégorique il y a cinq ans. Le développement actuel des tubes dans la bande de 10 cm fait qu'il n'y a plus maintenant d'incertitude, et que c'est dans cette bande qu'on a des chances d'obtenir les meilleures performances.

La fréquence de 2 998,5 MHz correspondant à 10 cm de longueur d'onde exactement, a été choisie, de préférence à la fréquence 2 856 MHz de Stanford, parce que c'était alors une fréquence « européenne ». Aussi bien les accélérateurs étudiés en France par C.S.F. depuis 1952, que les accélérateurs construits en Angleterre étaient sur 2 998,5 MHz. Cette fréquence donne un supplément d'énergie de 2,5 % dû à l'augmentation de $L\omega$, toutes choses égales d'ailleurs, par rapport à la fréquence de 2 856 MHz.

Il semble que la fréquence vraiment optimale devrait être au voisinage de 4 000 MHz, mais il faudrait alors construire une machine assez grande pour justifier l'étude des amplificateurs de puissance qui malheureusement n'existent pas actuellement dans cette bande.

Le choix de 20 MW comme puissance unitaire relève de l'estimation faite auparavant à Stanford d'un niveau plausible auquel il serait possible d'arriver de façon industriellement reproductible.

L'expérience montre maintenant qu'il y avait dans ce choix une bonne part de prudence, mais aussi qu'il n'a pu être atteint qu'après que le difficile cap de la tenue des fenêtres de sortie a pu être passé.

1.6. CHOIX DE L'IMPLANTATION

L'implantation d'une machine de ce type doit satisfaire deux impératifs : la protection contre les rayonnements, d'une part, la facilité des opérations d'entretien, d'autre part.

Cela conduit à enterrer l'accélérateur dans une tranchée, avec un strict minimum de matériel autour de lui, et de rejeter dans une salle libre et correctement protégée les éléments nécessitant un entretien fréquent, c'est-à-dire les klystrons amplificateurs et leurs alimentations.

Ces derniers sont ainsi installés dans un hall, qui ne devrait en principe pas être soumis au rayonnement. Les retouches apportées au dispositif de protection contre les rayonnements tendent vers la réalisation correcte de ces conditions.

Un modulateur est cependant installé dans la tranchée de l'accélérateur, c'est le modulateur d'injection. Celui-ci avait été en effet prévu pour donner des impulsions à temps de montée et de descente extrêmement courts, dans l'espoir de définir avec précision la durée des impulsions de courant délivré par la machine, et cette condition a été jugée incompatible avec le transport de ces impulsions sur un câble d'une certaine longueur.

Bien que ce modulateur ait eu un nombre de pannes limité, il semble bien qu'on aurait pu l'éloigner de la tranchée, ce qui aurait simplifié les circuits de sécurité et n'aurait eu aucune influence marquante sur la qualité des impulsions de l'accélérateur, au moins dans les conditions où la machine a été utilisée jusqu'à maintenant.

L'autre groupe d'éléments restant dans la tranchée de l'accélérateur est constitué par les pompes à vide : pompes secondaires et éjecteurs.