

L'ONDE ÉLECTRIQUE

45^e ANNÉE - N° 454

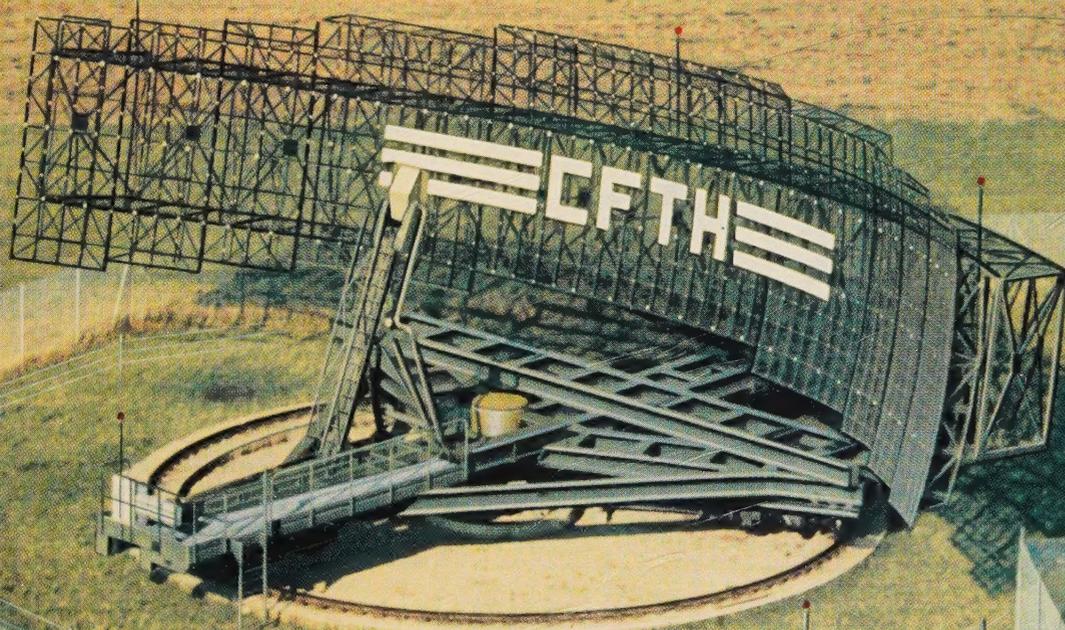
JANVIER 1965

P R I X : 10 F

revue mensuelle de la

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

— PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS —



■
Radar CONRAD à compression d'impulsions, étudié et construit par la Compagnie Française Thomson-Houston, sur contrat de la D.M.A. (Service Technique des Télécommunications de l'Air).

■
Numéro consacré au

BRUIT

**DANS LES RÉCEPTEURS
POUR LES GAMMES
HYPERFRÉQUENCES,
INFRAROUGE ET VISIBLE**

oscilloscope

du continu à **1000** MHz EN DIRECT

ÉPAISSEUR DU SPOT <12/100 mm
POUR UN NIVEAU DE LUMINANCE DE 350 NITS

SURFACE D'OBSERVATION : RECTANGLE 8 x 12 cm

BANDE PASSANTE : DU COURANT CONTINU à 1000 MHz

TEMPS DE MONTÉE : DE L'ORDRE DE 0,35 ns

IMPÉDANCE D'ENTRÉE : 100 Ω

VITESSE DE BALAYAGE (ÉTALONNÉE) : 2 ns/cm à 1 μs/cm

RETARD DE BALAYAGE : 0 à 35 ns

SYNCHRONISATION EFFICACE JUSQU'AU DELA DE 1000 MHz

**GÉNÉRATEURS
DE MARQUAGE
ET D'IMPULSIONS
INCORPORÉS**

CARACTÉRISTIQUES :

Déviaton verticale : attaque des plaques en direct - Dispositif spécial de retard (40 nanosecondes) incorporé.

Bande passante : du courant continu à 1000 MHz - Temps de montée : 0,35 ns.

Sensibilité : de l'ordre de 10 V/cm - Entrée sur fiche coaxiale Zc-100 Ω.

Déviaton horizontale : 9 vitesses de balayage étalonnées : 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500 et 1000 ns/cm ± 3% - En déclenché ou en synchronisé (sur signaux périodiques jusqu'au delà de 1000 MHz).

Balayage monocoup

Retard du balayage : de 0 jusqu'à 35 ns environ

Signaux de déclenchement : intérieurs ou extérieurs

Circuits auxiliaires : Générateur d'impulsions unité - Générateur de marquage en temps (50 et 500 MHz) et d'impulsions (durée : 10 ns - Temps de montée : 0,6 ns - 15 volts - 50 ohms).

Signaux délivrés : un "top" simultané avec le signal de déclenchement - un signal de "porte" retardée, de même durée que le balayage.

Fixation de caméra : monture standard

Dimensions hors-tout (avec possibilité de montage en rack)
400 x 444 (ou 483) x 643.

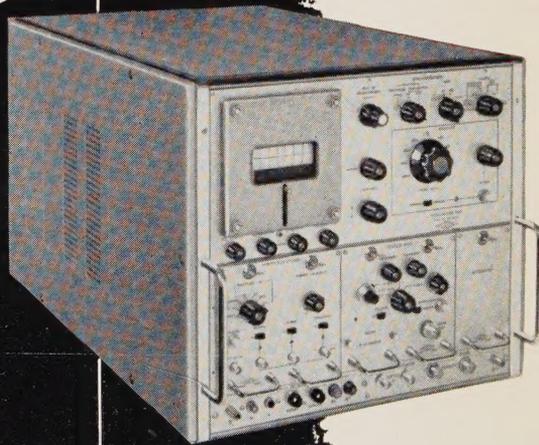
**DOCUMENTATION COMPLÈTE ET
PRIX FRANCO SUR DEMANDE**

OSCILLOSCOPE

T Y P E

100

**A LARGE
BANDE**



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

FERISOL

ETS GEFFROY & CIE
INGÉNIEUR-DOCTEUR
CONSTRUCTEUR

SOCIÉTÉ ANONYME AU CAPITAL DE 3.250.000 F

L'ONDE ELECTRIQUE

Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens

RÉDACTION

SOCIÉTÉ FRANÇAISE
DES ÉLECTRONICIENS
ET DES RADIO-ÉLEC-
TRICIENS, 10, av. Pierre-
Larousse, Malakoff (Seine).
Tél. : 253-04-16.

*

ÉDITION

ÉDITIONS CHIRON,
40, rue de Seine, Paris 6^e
Tél. : 633-18-93.

Abonnement (1 an,
11 numéros), chez l'éditeur:
France 54 F - Étranger 65 F.
C. C. P. Paris 53-35.

Pour les membres de la
S. F. E. R. voir au verso
"extrait des statuts".

*

PUBLICITÉ

Exclusivité :
M. R. DOMENACH, 161, bd
Saint-Germain, Paris 6^e -
Tél. : 222-41-97.

Secrétariat : 13, rue Charles-
Lecocq, Paris 15^e,
Tél. : 250-88-04 et 250-88-05.

*

Sur notre couverture

Le CONRAD, radar métrique
panoramique de couverture plane,
à grandes performances de détec-
tion, utilisant la technique de
compression des impulsions.

Il a permis le recueil d'échos
radar sur la Lune en octobre
1963.

Cet équipement est une des pre-
mières applications des théories
modernes du radar.

Compagnie Française THOMSON-HOUSTON
Groupement Systèmes Electroniques Radar
1, rue des Mathurins, BAGNEUX (Seine)
Tél. 253-64-90

45^e année

Janvier 1965

Ce n° : 10F

N° 454

SOMMAIRE

Les récepteurs à faible bruit pour les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible

	Editorial	7
	J. LE MEZEC	
Le bruit dans les récepteurs pour les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible	J. LE MEZEC	9
Les sources de bruit dans les récepteurs de télécommunications. Application aux télécommunications par satellites	J.P. HOUSSIN	15
La mesure des faibles températures de bruit	M. RUPPLI	21
Evolution du tube à propagation d'ondes à faible bruit	P. DELPHIN	29
Les masers et leurs possibilités actuelles	M. SOUTIF	41
Problèmes de mesure des caractéristiques d'un maser au point de vue de sa température de bruit et de sa stabilité	M.J. GRANGEON	53
Introduction aux phénomènes non linéaires en hyperfréquences	J.P. POITEVIN	60
L'amplification paramétrique. Ses domaines d'application. Ses possibilités de développement	P. DEMAN	69
Etude de la température de bruit et de la bande passante des amplificateurs paramétriques à diodes semiconductrices	P. VUILLAUME	74
Les récepteurs à diodes tunnel aux hyperfréquences	J.M. COLIN	80
Le bruit de fond des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire utilisés en hyperfréquences comme détecteurs et mélangeurs	H. DERÖY, Ph. MONIER	87
Spectre de bruit des oscillateurs hyperfréquences. Application à deux types de klystrons, bande Ka	R. JUILLERAT	101
Le détecteur à antimoniure d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz)	J. BESSON, B. PHILIPPEAU, R. CANO, M. MATTÉOLI, R. PAPAULAR	107
Rapport signal/bruit des détecteurs photoélectriques	F. DESVIGNES	116
Performances des détecteurs photo-paramétriques à résistance positive	D.J. ROULSTON	122
Le bruit d'incohérence en modulation d'amplitude	C. DUCOT	131
	<i>Informations</i>	
	Documentation technique	139
	Communiqués	142
	Bibliographie	145

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1964)

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

Président désigné pour 1965

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

Vice-Présidents

M.M. P. GRIVET, Professeur d'Electronique à la Faculté des Sciences de Paris.
M. SURDIN, Chef du Département Electronique au C.E.A.
J. FAGOT, Directeur Technique à la C.S.F.

Secrétaire Général

M.R. CABESSA, Directeur des Applications Militaires et Spatiales à la C.A.E.

Secrétaires Généraux Adjoins

MM. B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique à l'E.S.E.
M. THUÉ, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Trésorier

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

Secrétaires

M.M. J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.
J.-M. COUPRIE, Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F.
A. SORBA, Chef de Travaux Principal à l'E.S.E.

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE DE BOURGOGNE

Président. — M. J. BOUCHARD, Professeur et Directeur du Département de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon.
Vice-Président. — M. J. PEYSSOU, Directeur du Centre R.P.C. de la C.S.F. à Dijon.
Secrétaires. — MM. L. GODEFROY, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon, J.M. GRANGÉ, Ingénieur à la C.S.F.

GRUPE 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.

GRUPE DE L'EST

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

Rédaction de l'Onde Electrique

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef, Président du Comité de Rédaction.
M. J. DUSAUTOY, Ingénieur E.S.E., Rédacteur en Chef de l'Onde Electrique. Tél. 225.24.19.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et des Techniciens	M. J. DEMONET	
2	Etudes scientifiques générales	M. L. ROBIN	
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. DELVAUX	M. AFANASSIEFF
9	Radiodétection et localisation. Radionavigation	M. D. COULMY	M. A. VIOLET
10	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. CSECH	M. M. JEULIN
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. P. DESNEIGES	Mme KOCH
12	Electronique biologique et médicale	M. E. ALLARD	M. P. SCHURR

EXTRAITS DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIO ÉLECTRICIENS 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 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° Etre agréé par le bureau de la Société.

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

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

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

Les membres âgés de moins de 25 ans, en cours d'études, pourront, sur leur demande, bénéficier d'une réduction de 50 % sur leur cotisation. Cette réduction ne leur sera accordée que pendant cinq années au plus.

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

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

MONTANT DES COTISATIONS

Particuliers résidant en France	F
Particuliers résidant en France âgés de moins de 25 ans en cours d'études	F
Particuliers résidant à l'étranger	F + 5,00 F pour frais postaux
Particuliers résidant à l'étranger âgés de moins de 25 ans en cours d'études	F + 5,00 F pour frais postaux
Sociétés ou Collectivités, à leur gré	F ou F

Cotisations à adresser à la S.F.E.R., C.C.P. Paris 697.38.

Changement d'adresse : joindre 1 F à toute demande.

*Pour les étrangers dans l'impossibilité de trouver des parrains, le Bureau pourra accorder le parrainage sur titres (diplômes, inscriptions à certaines sociétés, recommandations de personnalités scientifiques non membres de la S.F.E.R., etc.

**NDLR. Cette revue est l'Onde Electrique.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LE BRUIT DANS LES RÉCEPTEURS POUR LES GAMMES HYPERFRÉQUENCES, INFRAROUGE ET VISIBLE, par J. LE MEZEC, *Ingénieur en chef des Télécommunications au CNET, Président de la 4^e section d'Etudes de la SFER.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 7 à 14).

Comme introduction au numéro de l'Onde Electrique consacré aux récepteurs à faible bruit dans les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible, l'auteur rappelle quelques notions fondamentales et quelques définitions qui sont nécessaires pour aborder l'étude des dispositifs à faible bruit aux fréquences très élevées. Il en fait l'application aux détecteurs quadratiques dont il compare les propriétés du point de vue du bruit en hyperfréquences et dans le visible.

LES SOURCES DE BRUIT DANS LES RÉCEPTEURS DE TÉLÉCOMMUNICATIONS. APPLICATION AUX TÉLÉCOMMUNICATIONS PAR SATELLITES, par J.P. HOUSSIN, *Ingénieur des Télécommunications au Centre National d'Etudes des Télécommunications.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 15 à 20).

On décrit d'abord les principales sources de bruit d'un système de réception d'une station de télécommunications en considérant plus particulièrement le cas des stations terriennes de télécommunications par satellites pour lesquelles le problème de la réception à faible bruit est le plus important de la transmission.

On donne ensuite les principaux résultats de mesure de bruit obtenus à la station de télécommunications par satellites de Pleumeur-Bodou et on essaie de les interpréter.

LA MESURE DES FAIBLES TEMPÉRATURES DE BRUIT, par M. RUPPLI, *Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston (Groupe Electronique).* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 21 à 28).

On examine, d'un point de vue théorique, les différentes méthodes permettant de mesurer en hyperfréquences des faibles températures de bruit (inférieures à 300 °K et, plus spécialement, inférieures à 100 °K).

Trois méthodes sont considérées : mesure à l'aide de charges, mesure avec un tube de bruit et mesure avec un tube de bruit et une charge froide associés à un coupleur.

On détermine, dans chaque cas, la précision obtenue. On tient compte pour cela des erreurs dues aux désadaptations et à la mesure de ces désadaptations, et des erreurs d'étalonnage des sources de bruit utilisables. A titre d'illustration, on calcule la précision sur la mesure de la température de bruit d'un amplificateur paramétrique à faible bruit dans la bande des 4 GHz. En conclusion, on compare les différentes méthodes en délimitant le domaine d'application de chacune d'elles, et en soulignant la difficulté d'obtenir des précisions meilleures que 10 % sur des températures de bruit inférieures à 100 °K.

ÉVOLUTION DU TUBE A PROPAGATION D'ONDES A FAIBLE BRUIT par P. DELPHIN, *Ingénieur à la CSF.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 29 à 40).

La complexité des phénomènes qui déterminent le facteur de bruit des tubes à propagation d'ondes permet d'expliquer a posteriori la lenteur relative de leur évolution. L'analyse théorique de modèles simplifiés permet de mettre en évidence les facteurs qui limitent les performances de ces amplificateurs.

Les résultats expérimentaux récents montrent que cette évolution n'est pas achevée et que des progrès importants seront encore réalisés au cours des prochaines années. L'examen des performances des tubes industriels actuels et la description de quelques applications typiques font l'objet de la fin de cet article.

LES MASERS ET LEURS POSSIBILITÉS ACTUELLES, par M. SOUTIF, *Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 41 à 51).

L'interaction entre un rayonnement et des niveaux matériels quantifiés est présentée en insistant sur l'importance thermodynamique du problème et la définition des températures négatives. Le fonctionnement quantique d'un maser à 3 niveaux est ensuite analysé, puis son fonctionnement radioélectrique et, plus particulièrement, son facteur de bruit.

L'étude de l'amélioration de tels masers et les performances actuellement obtenues dans le domaine centimétrique permettent d'introduire le principe des masers à ondes progressives.

Enfin, quelques indications sont données sur les masers millimétriques déjà obtenus ou en cours d'étude, et sur les usages actuels de tels dispositifs.

PROBLÈMES DE MESURE DES CARACTÉRISTIQUES D'UN MASER AU POINT DE VUE DE SA TEMPÉRATURE DE BRUIT ET DE SA STABILITÉ, par M. J. GRANGEON, *Ingénieur au Centre de Recherches de la Compagnie Française Thomson-Houston.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 53 à 59).

La mesure de la température de bruit des différentes parties d'un récepteur dit « faible bruit » requiert la connaissance précise des différents paramètres physiques du système, en particulier, les températures, les gains, les bandes passantes.

La mesure de la température de bruit d'un maser à rubis à cavité est exposée en indiquant particulièrement toutes les erreurs intervenant dans l'estimation de cette température et les soins nécessaires pour exécuter la mesure.

Les relevés expérimentaux concordent assez bien avec les prévisions théoriques en ce qui concernent les températures mesurées et les dérives de gain en fonction des paramètres physiques comme la pression atmosphérique, le champ magnétique, etc.

La température de bruit mesurée du maser est de $37^{\circ} \pm 7^{\circ} \text{K}$. La stabilité de gain est de l'ordre de 10^{-2} sur une heure.

INTRODUCTION AUX PHÉNOMÈNES NON LINÉAIRES EN HYPERFRÉQUENCES, par J.P. POITEVIN, *Ingénieur des Télécommunications au CNET, (département « Transmission »).* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 60 à 68).

Cet article constitue une introduction à la théorie des effets non linéaires, orientée en vue des applications au domaine des hyperfréquences.

Après avoir rappelé les résultats essentiels de la théorie en « petits signaux » et de la théorie en « signal fort et signal faible », ces résultats sont appliqués aux diodes détectrices, mélangeuses, et paramétriques utilisées en hyperfréquence. On retrouve ainsi un certain nombre de résultats fondamentaux concernant les détecteurs quadratiques, les mélangeurs classiques et les amplificateurs paramétriques.

L'AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE. SES DOMAINES D'APPLICATION. SES POSSIBILITÉS DE DÉVELOPPEMENT, par P. DEMAN, *Ingénieur en chef du Département Télécommunications à la C.F.T.H.* L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 69 à 73).

Après avoir rappelé les propriétés générales des divers amplificateurs à faible bruit, l'auteur décrit les différents types d'amplificateurs paramétriques. Partant des résultats obtenus en exploitation dans des faisceaux hertziens transhorizon, on examine les caractéristiques susceptibles d'amélioration et les moyens pour y arriver.

L'article se termine par les perspectives d'application et, plus particulièrement, dans les télécommunications spatiales.

SUMMARIES OF THE PAPERS

MASERS AND THEIR PRESENT-DAY POSSIBILITIES, by M. SOUTIF, *Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 41 to 51).

The interaction between radiation and quantified levels is discussed with emphasis on the thermodynamic importance of the problem and the definition of negative temperatures. The quantum functioning of a maser at three levels is then examined, with its radio-electric operation and particularly its noise factor.

A discussion of the improvement of such masers and performances currently obtained in the centimetric field introduces the principle of travelling wave masers.

Finally, various accounts are given concerning millimetric masers already functioning or in the course of development, and on the present-day use of such devices.

THE PROBLEMS INVOLVED IN THE MEASUREMENT OF MASER CHARACTERISTICS FROM THE POINT OF VIEW OF ITS NOISE TEMPERATURE AND ITS STABILITY, by M. J. GRANGEON, *Ingénieur au Centre de Recherches de la Compagnie Française Thomson-Houston*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 53 to 59).

Measurement of the noise temperature of different parts of a so-called « low noise » receiver requires an exact knowledge of different physical parameters of the system, notably temperatures, gains, and pass-bands.

The measurement of the noise temperature of a ruby cavity maser is discussed, with a particular account of all the errors which arise in the estimation of this temperature, and there is an account of the precautions necessary in making the measurement.

The experimental results agree fairly well with the theoretical forecasts as concerns the measured temperatures and the relationship between gain and physical parameters such as atmospheric pressure, the magnetic field, and so on.

The measured noise temperature of the maser is $37^{\circ} \pm 7^{\circ} \text{K}$. The gain stability is of the order of 10^{-2} over an hour.

INTRODUCTION TO NON-LINEAR PHENOMENA AT HYPER-FREQUENCIES, by J.P. POITEVIN, *Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T. département « Transmission »*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 60 to 68).

This article provides an introduction to the theory of non-linear effects and is written in relationship to applications in the field of hyper-frequencies.

After an account of the basic results of the theory for « weak signals » and the theory for « strong signal and weak signal », these results are applied to diode detectors, mixers, and parametric devices used at hyper-frequencies.

In this way there come to light a certain number of fundamental results concerning quadratic detectors, conventional mixers and parametric amplifiers.

THE PARAMETRIC AMPLIFIER. ITS FIELDS OF APPLICATION AND ITS POSSIBILITIES OF DEVELOPMENT, by P. DEMAN, *Ingénieur en Chef du Département Télécommunications à la C.F.T.H.* *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 69 to 73).

After an account of the general characteristics of various low-noise amplifiers, the writer describes the different kinds of parametric amplifiers. Working from the results obtained in the use of trans-horizon radio circuits, the characteristics which can be improved are discussed and the means of improvement.

The article concludes with a review of applications, particularly in space telecommunications.

NOISE IN RECEIVERS FOR THE HYPERFREQUENCY, INFRA-RED AND VISIBLE WAVE BANDS, by J. LE MEZEC, *Ingénieur en chef des Télécommunications au CNET. Président de la 4^e Section d'Etudes de la SFER*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 7 to 14).

As an introduction to the issue of *L'Onde Electrique* concerned with low noise reception in the hyperfrequency, infra-red and visible wavebands, the writer recalls various fundamental ideas and various definitions which are necessary in approaching the study of low-noise devices at very high frequencies. He considers the case of quadratic detectors whose properties he compares from the point of view of noise level at hyperfrequencies and in the visible range.

SOURCES OF NOISE IN TELECOMMUNICATION RECEIVERS. APPLICATION TO COMMUNICATIONS USING SATELLITES, by J.P. HOUSSIN, *Ingénieur des Télécommunications au Centre National d'Etudes des Télécommunications*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 15 to 20).

There is first a description of the principal sources of noise in the receiving system of a telecommunications station, with reference particularly to the earth terminal of satellite communications systems where low-noise reception is the most important requirement.

There follows an account of the principal noise measurements made at the Pleumeur-Bodou satellite communication station, and there is some discussion of their interpretation.

THE MEASUREMENT OF LOW NOISE TEMPERATURES, by M. RUPPLI, *Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston (Groupe Electronique)*. *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 21 to 28).

This account examines from a theoretical point of view the different ways of measuring at hyperfrequencies low-noise temperatures (lower than 300°K and particularly lower than 100°K).

Three methods are considered.

In each case the accuracy obtainable is considered. Account is taken of the errors which arise from mismatching and the order of mismatching, and the errors in the standardisation of sources of noise which can be used. For example, a calculation is made of the accuracy of the measurement of noise temperature in a parametric amplifier of low noise in the 4 GHz band. Finally the different methods are compared in defining the field of application of each and underlining the difficulty of obtaining accuracies better than 10 % for noise temperatures lower than 100°K .

THE EVOLUTION OF LOW-NOISE TRAVELLING WAVE TUBES, by P. DELPHIN, *Ingénieur à la C.S.F.* *L'Onde Electrique*, January 1965 (pages 29 to 40).

The complexity of the phenomena which determines the noise factor of travelling wave tubes makes it clear in arrears why their development has been relatively so slow. The theoretical analysis of simplified models makes it possible to show the factors which limit the performance of these amplifiers.

Recent experimental results show that this development is not yet at an end and that important progress can still be expected during the next few years.

The end of the article is concerned with the performance of present-day industrial tubes and a description of some typical applications.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (Suite)

ÉTUDE DE LA TEMPÉRATURE DE BRUIT ET DE LA BANDE PASSANTE DES AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES A DIODES SEMICONDUCTRICES, par P. VUILLAUME, *Ingénieur au centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Electricité, Département Télécommunications (Marcoussis, S.-et-O.)*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 74 à 79).

L'auteur présente une étude théorique de la bande et de la température de bruit que l'on peut atteindre, selon la diode utilisée, dans un amplificateur paramétrique à réflexion fonctionnant à 4 GHz.

Après avoir examiné la structure de tels amplificateurs en hyperfréquences, il passe en revue différents procédés d'élargissement de la bande d'amplification et compare leur influence sur la température de bruit.

LES RÉCEPTEURS A DIODES TUNNEL AUX HYPERFRÉQUENCES, par J.M. COLIN, *ingénieur au Laboratoire Central des Télécommunications*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 80 à 86).

Les diodes tunnel permettent la réalisation de mélangeurs et d'amplificateurs à faible bruit, légers et à faible consommation de puissance d'alimentation, dans une gamme de fréquences allant jusqu'à 10 000 MHz. Après une description sommaire de l'effet tunnel, les caractéristiques de ces récepteurs font l'objet d'une brève étude théorique et des résultats expérimentaux sont présentés.

LE BRUIT DE FOND DES ÉLÉMENTS SEMICONDUCTEURS A RÉSISTANCE NON LINÉAIRE UTILISÉS COMME DÉTECTEURS ET MÉLANGEURS HYPERFRÉQUENCES, par H. DEROT et Ph. MONIER, *Ingénieurs au Département de Recherches Physico-Chimiques de la C.S.F. (Puteaux, Seine)*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 87 à 100).

Pour la réception des hyperfréquences, on utilise souvent comme détecteurs et mélangeurs des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire. Les auteurs étudient ici trois classes de tels éléments : les diodes à pointe, les diodes PNP à effet de perçage, et les diodes tunnel et inverses. Ils mettent en évidence la limitation fondamentale des performances de ces éléments due au bruit de grenaille, et éventuellement au bruit de scintillation.

L'étude théorique de la caractéristique $I(V)$ et des sources de bruit de fond, données de base auxquelles on peut relier tous les paramètres importants d'un détecteur ou d'un mélangeur, est confirmée par des résultats expérimentaux. Enfin, les auteurs présentent pour chaque élément des mesures en mélangeur faites dans les mêmes conditions, ce qui permet d'esquisser une comparaison entre eux.

SPECTRE DE BRUIT DES OSCILLATEURS HYPERFRÉQUENCE. APPLICATION A DEUX TYPES DE KLYSTRONS, BANDE Ka, par R. JUILLELAT, *Société anonyme Lignes Télégraphiques et Téléphoniques. Laboratoire de Montrouge*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 101 à 106).

Le spectre de bruit accompagnant le signal émis par un oscillateur hyperfréquence peut avoir une importance primordiale lorsque cet oscillateur est utilisé dans un récepteur superhétérodyne.

On décrit les méthodes de mesure du spectre de bruit et l'on compare les résultats de ces mesures effectuées sur deux types de klystrons fonctionnant, en bande Ka, selon des principes d'interaction différents.

LE DÉTECTEUR A ANTIMONIURE D'INDIUM DANS LA BANDE DE 0,1 A 10 mm (30 à 3 000 GHz), par J. BESSON, B. PHILIPPEAU, *Ingénieurs à la Société Anonyme de Télécommunications*. R. CANO, M. MATTÉOLI et R. PAPOULAR, *Association Euratom, CEA, Groupe de Recherche sur la Fusion*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 107 à 115).

Après avoir exposé quelques idées actuelles sur les principes du fonctionnement du détecteur à InSb, nous en décrivons deux réalisations différentes, conçues en fonction de l'utilisation. Ces montages nous ont servi à mesurer les performances de plusieurs échantillons cristallins fabriqués dans nos laboratoires, performances que nous comparons à celles des autres détecteurs disponibles dans la même bande spectrale. Cela permet de définir les domaines d'utilisation de ce détecteur dont nous décrivons rapidement deux applications.

RAPPORT SIGNAL/BRUIT DES DÉTECTEURS PHOTOÉLECTRIQUES, par F. DESVIGNES, *Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 116 à 121).

Après un bref rappel sur la définition de la détectivité, on examine les hypothèses qui permettent de calculer simplement et de la manière la plus générale les puissances de signal et de bruit à la sortie d'un système photoélectrique. L'étude du résultat obtenu permet de définir les limites du domaine de validité de la notion de détectivité, et de comparer les performances des photomultiplicateurs et des photodiodes. On examine ensuite des problèmes relatifs à l'amplification des signaux fournis par ces derniers détecteurs afin de mettre en évidence les paramètres de construction et d'emploi les plus importants.

PERFORMANCES DES DÉTECTEURS PHOTO-PARAMÉTRIQUES A RÉSISTANCE POSITIVE, par D.J. ROULSTON, *Ingénieur au Département de Recherches Physico-Chimiques de la CSF*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 122 à 130).

L'article commence par un exposé des performances fondamentales d'une photodiode employée pour la détection d'un signal optique modulé en amplitude. Ces performances sont comparées à celles d'un détecteur quantique idéal, ce qui permet la définition d'un facteur de mérite.

Ensuite deux types de circuit sont considérés : d'abord un amplificateur photo-paramétrique up-converter « classique » comportant un circuit résonnant accordé sur la fréquence de modulation à l'entrée, puis un circuit modifié dans lequel ce circuit résonnant est supprimé.

Les avantages de ce nouveau circuit sont mis en évidence ; il permet en effet, avec des bandes d'information de plusieurs mégahertz, des performances comparables à celles d'un photomultiplicateur typique.

LE BRUIT D'INCOHÉRENCE EN MODULATION D'AMPLITUDE, par C. DUCOT, *Directeur technique adjoint aux Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée*. L'Onde Electrique de janvier 1965 (pages 131 à 138).

L'article étudie les possibilités de transmission d'information sur onde porteuse incohérente modulée en amplitude.

On donne d'abord quelques remarques sur la cohérence du point de vue du radiotechnicien abordant le domaine des fréquences optiques. Ces remarques permettent de préciser la notion de porteuse incohérente.

Ensuite on considère la détection d'une telle porteuse modulée en amplitude. On définit la bande et le bruit d'incohérence. L'introduction d'un modèle mathématique classique pour représenter la porteuse permet alors d'examiner le rôle que joue dans la détection le bruit d'incohérence, d'abord seul, puis en association avec le bruit thermique de réception.

En conclusion, on rassemble les principaux résultats obtenus, notamment dans trois cas favorables : celui où la bande du signal modulateur est faible par rapport à la bande d'incohérence, celui où l'effet multiplicatif du bruit d'incohérence est rendu inoffensif par l'emploi d'une modulation en impulsions « tout ou rien », et celui où la fréquence inférieure du signal modulateur est supérieure au double de la largeur de bande d'incohérence. On rappelle enfin l'influence du bruit additif sur le choix optimal de la largeur de bande d'incohérence.

SUMMARIES OF THE PAPERS (Continued)

THE InSb DETECTOR IN THE BAND OF 0.1 TO 10 mm (30 à 3 000 GHz), by J. BESSON, B. PHILIPPEAU, *Ingénieurs à la Société Anonyme de Télécommunications*, R. CANO, M. MATTÉOLI et R. PAPOULAR, *Association Euratom, CEA, Groupe de Recherche sur la Fusion*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 107 to 115).

Some current ideas on the principle of operation of the InSb detector are stated. Two versions of this detector have been designed in view of different application. A number of crystalline specimens, produced on our laboratories, have been tested in both cases and their performances are compared with those of other available receivers in the same spectral band. This leads to the definition of the field of application of the InSb detector, use of which are briefly reported.

SIGNAL TO NOISE RATIO OF PHOTOELECTRIC DETECTORS, by F. DESVIGNES, *Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 116 to 121).

After a short survey of the concept of detectivity the hypothesis for a simple and general calculation process of signal and noise output of photoelectric devices is given. The analysis of the result gives the validity limits of the detectivity concept, and the bases for a comparison between the photomultipliers and photodiodes performances for high signal to noise ratio and wide band devices. The problem of the very low current amplification, is examined, showing the most critical parameters for the design of the photodiodes and amplifiers.

PERFORMANCE OF POSITIVE RESISTANCE PHOTO-PARAMETRIC DETECTORS, by D.J. ROULSTON, Ph. D. *Département de Recherches Physico-Chimiques de la C.S.F.* L'Onde Electrique, January 1965 (pages 122 to 130).

The paper starts by stating the basic performances obtainable with a photo-diode used as a detector of an amplitude modulated optical signal. A comparison is made with an ideal quantum detector and a figure of merit is thus defined.

Two circuits are then analysed : firstly, a « classical » photo-parametric up-converter with the photo-diode resonated at the input modulation frequency and secondly, a modified circuit in which there is no resonant circuit at the input frequency.

The advantages of the new circuit are demonstrated and it is concluded that, with information bands of several Mc/s ; performances comparable to those of typical photomultipliers may be obtained.

NOISE IN AMPLITUDE MODULATION, by C. DUCOT, *Directeur Technique Adjoint aux Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 131 to 138).

The article studies the possibilities of the transmission of information on a non-coherent carrier wave amplitude modulated.

There are first some comments about coherence from the point of view of the radio technician working in the field of optical frequencies. These observations help to clarify the idea of a non-coherent carrier.

Next there is consideration of the detection of such a wave when amplitude modulated. The band is defined and the non-coherent noise. The introduction of a conventional mathematical model to represent the carrier wave then makes it possible to examine the role which non-coherent noise plays in the detection, first alone and then in association with thermal reception noise.

Finally the principal results obtained are assembled particularly in three favourable instances. One of these is where the band of the modulation signal is small in comparison with the non-coherent band; another is where the (multiplying) effect of the non-coherent noise is avoided by the use of modulation using « on and off » pulses. The third is where the lowest frequency of the modulating signal is at least twice as high as the width of the non-coherent band. There is then an account of the effect of additive noise on the optimum choice for the width of the non-coherent band.

STUDY OF NOISE TEMPERATURE AND BANDWIDTH OF PARAMETRIC AMPLIFIERS USING SEMICONDUCTOR DIODES, by P. VUILLAUME, *Ingénieur au Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Electricité, Département Télécommunications (Marcoussis, S.-et-O.)*. L'Onde Electrique, January (pages 74 to 79).

A theoretical study of the attainable noise temperature and bandwidth of a 4 Gc/s parametric amplifier according to the type of the used diode is presented.

The structure of such microwave amplifiers is first discussed. Different ways of widening the band are then examined and their effect on noise temperature compared.

MICROWAVE TUNNEL DIODE RECEIVERS, by J.M. COLIN, *Ingénieur au Laboratoire Central des Télécommunications*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 80 to 86).

The tunnel diode enables the realization of mixers and amplifiers with low noise, light weight and low power consumption in a frequency range reaching up to 10,000 Mc/s. After a brief description of the tunnel effect, the performances of these receivers are deduced from a brief theoretical analysis and some experimental results are given.

NOISE PERFORMANCE OF NON-LINEAR RESISTANCE SEMICONDUCTOR DEVICES USED AS MICROWAVE DETECTORS AND MIXERS, by H. DERoy and Ph. MONIER, *Ingénieurs au Département de Recherches Physico-Chimiques de la C.S.F., Puteaux, Seine*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 87 to 100).

Non-linear resistance semiconductor devices are often used as detectors and mixers in microwave receivers. The authors study three such devices : point-contact diodes, punch-through P.N.P. diodes, backward and tunnel diodes. They show that the performance of these elements is fundamentally limited by shot noise and in some cases by flicker noise.

The theoretical study of the $I(V)$ characteristic and of the noise sources is confirmed by experiments : these parameters completely define the performance of detectors and mixers. Finally, for each device in the same mixer configuration, the authors give experimental results which enable a comparison to be made between them.

MICROWAVE OSCILLATOR NOISE SPECTRUM. NOISE MEASUREMENTS OF TWO TYPES OF Ka BAND KLYSTRONS, by R. JUILLERAT, *Société anonyme Lignes Télégraphiques et Téléphoniques, Laboratoire de Montrouge*. L'Onde Electrique, January 1965 (pages 101 to 106).

The noise spectrum accompanying a microwave oscillator signal can be an important characteristic when this oscillator is used in a superheterodyne receiver.

The noise spectrum measurement methods are described and two types of Ka band klystrons which oscillate with different interaction principles are compared.

ÉDITORIAL

PAR

J. LE MEZEC

*Ingénieur en Chef des Télécommunications au CNET
Président de la 4^e Section d'Études de la S.F.E.R.*

Depuis une dizaine d'années, les performances des récepteurs à faible bruit en hyperfréquences ont été complètement bouleversées par l'invention de nouveaux amplificateurs et détecteurs dont certains sont entrés dans la technique courante. Tandis que le travail se poursuit dans les gammes centimétriques et millimétriques, l'invention des lasers a dirigé l'effort de recherche de nombreux radioélectriciens vers les gammes infrarouge et visible. Du point de vue du bruit, la situation qu'ils y trouvent est comparable à celle qui existait dans le domaine centimétrique vers la fin de la guerre.

En effet, dans la gamme des hyperfréquences, jusque vers 1952, on disposait seulement de récepteurs à détection directe ou à changement de fréquence, basés sur la mise en œuvre de diodes à pointe au silicium. Actuellement, les types de récepteurs se sont diversifiés tant par suite de l'invention d'amplificateurs à faible bruit que par suite de l'apparition de nouveaux dispositifs non linéaires à semiconducteur susceptibles d'être utilisés comme détecteurs ou comme mélangeurs. Le travail de recherche qui s'est poursuivi pendant la dernière décade a conduit à l'apparition successive des tubes à onde progressive à faible bruit, des masers, des amplificateurs paramétriques, des diodes semiconductrices à effet tunnel, des diodes inverses. Les considérations pratiques qui s'imposent aux utilisateurs ont conduit à effectuer un choix, entre les nombreux dispositifs qui ont été étudiés en laboratoire. C'est dans le but de faire le point de la situation actuelle, jugée du point de vue du praticien, que nous avons réuni dans ce numéro de *l'Onde Electrique* des articles provenant de plusieurs laboratoires français qui ont une activité dans le domaine des récepteurs à faible bruit en hyperfréquences. Nous avons complété ce numéro par quelques articles consacrés aux détecteurs dans les gammes submillimétrique, infrarouge et lumineuse.

Après un rappel des notions de base concernant les dispositifs à faible bruit aux fréquences élevées, le numéro se poursuit par deux articles à caractère général : le premier analyse les différentes sources de bruits dans une liaison de télécommunications, en considérant plus spécialement une liaison par satellites où les performances de l'émetteur et du récepteur doivent être particulièrement poussées ; le second est consacré aux problèmes de mesure de la température de bruit.

Les deux articles suivants sont consacrés à deux amplificateurs, le tube à onde progressive à faible bruit et le maser, dont les performances sont complémentaires, le premier ayant une température de bruit moyenne et une bande très large tandis que le second possède une température de bruit extrêmement faible, mais une bande relativement étroite ; la mesure des caractéristiques du maser pose des problèmes spécifiques qui sont étudiés dans un article complémentaire.

Tous les autres articles de ce numéro sont consacrés à des dispositifs qui sont essentiellement non linéaires, même si l'action d'une polarisation continue ou d'un champ alternatif fort (oscillateur local ou onde de pompage) permet de les considérer comme linéaires dans le domaine des signaux faibles. Une introduction à ces dispositifs donne leurs propriétés essentielles du point de vue de la théorie des réseaux ; elle aboutit, en particulier, à une classification logique des amplificateurs paramétriques en fonction de leurs propriétés vues des accès. Parmi les nombreux types d'amplificateurs paramétriques qui ont été étudiés, l'amplificateur dipôle à résistance négative utilisant une diode semiconductrice à réactance variable est pratiquement le plus utilisé : deux articles lui sont consacrés, l'un à ses performances actuelles et ses possibilités d'avenir, l'autre aux problèmes que pose la réalisation d'un tel amplificateur.

Les deux articles suivants sont consacrés aux éléments semiconducteurs à résistance non linéaire : le premier étudie l'utilisation des diodes à effet tunnel dans les récepteurs ; le second est consacré à l'analyse des causes de bruit dans ces éléments utilisés comme détecteurs et mélangeurs. Enfin la partie de ce numéro consacrée aux hyperfréquences se termine par un article qui traite du bruit apporté par l'oscillateur local dans un récepteur à changement de fréquence.

Dans la gamme des ondes submillimétriques et dans l'infrarouge lointain et moyen, où le manque de détecteurs sensibles se fait cruellement sentir, le détecteur à antimoine d'indium offre des caractéristiques intéressantes, bien que sa fréquence de réponse ne soit pas encore très élevée. Ce n'est qu'au-delà de la longueur d'onde de 2μ que l'on retrouve des détecteurs à réponse très rapide, avec les détecteurs photoélectriques : diodes photovoltaïques et photomultiplicateurs. En raison de leur gain élevé, ces derniers présentent généralement un avantage marqué, malgré leur faible rendement quantique. Une étude présentée ici a pour but d'améliorer les performances des récepteurs à photodiodes en utilisant le même élément semiconducteur pour effectuer la détection

et l'amplification paramétrique du signal détecté.

Enfin le dernier article de ce numéro vient nous rappeler que dans une opération de détection, une partie du bruit peut résulter de la nature de l'onde reçue : abordant un problème qui permet de préciser l'intérêt du laser par rapport aux sources incohérentes classiques dans la gamme lumineuse, il précise dans quelle mesure l'incohérence de l'onde porteuse est une cause additionnelle de bruit après détection.

Les quatre derniers articles ne présentent que certains aspects des problèmes de récepteurs à faible bruit dans les gammes submillimétrique, infrarouge et lumineuse. Nous espérons que *l'Onde Electrique* aura l'occasion de publier d'autres études sur ce sujet qui connaît un renouveau d'intérêt, et qui offre un vaste champ d'action à l'activité des chercheurs.

Nous tenons à remercier vivement tous ceux qui ont participé à la préparation de ce numéro, en particulier Monsieur D. COULMY, Ingénieur Militaire en Chef des Télécommunications, Président de la 9^e section d'études de la S.F.E.R., et Monsieur J.P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.

LE BRUIT DANS LES RÉCEPTEURS POUR LES GAMMES HYPERFRÉQUENCES, INFRAROUGE ET VISIBLE

INTRODUCTION

PAR

J. LE MEZEC

Ingénieur en Chef des Télécommunications au CNET

Un problème essentiel que doit résoudre le radio-électricien est de détecter le signal contenant l'information qu'il recherche. La nature du signal dépend du type d'application que l'on a en vue : information traduite par une modulation d'amplitude ou de phase d'une porteuse dans une liaison de télécommunication, onde réfléchie par un obstacle dans le radar, rayonnement propre des corps en radiométrie et en astrophysique. La valeur minimale du signal que l'on peut détecter est limitée par l'apparition de tensions et de courants à caractères plus ou moins aléatoires aux bornes du détecteur : ce sont ces tensions et courants que l'on qualifie du terme général de « bruit » [1] [4] [5]. Les types de bruits qui doivent être pris en considération varient avec les applications, plus précisément avec les opérations nécessaires à la détection du signal. Ainsi, dans une liaison par modulation de fréquence, les fluctuations de fréquence de la porteuse jouent un rôle important alors qu'elles peuvent avoir un effet négligeable dans telle liaison par modulation d'amplitude. Les sources de bruit sont en général très variées : les unes peuvent être localisées dans l'émetteur (par exemple fluctuations d'amplitude ou de fréquence, et plus généralement signaux parasites du générateur) ; d'autres proviennent du milieu de transmission (rayonnement du sol ou du ciel qui ont un effet important en radiométrie et en télécommunications par satellites). En général, cependant, la valeur du signal minimal détectable est déterminée par les sources de bruit localisées dans les éléments qui constituent le récepteur : lignes de transmission et circuits passifs, amplificateurs, changeurs de fréquence, détecteurs.

1. Causes physiques du bruit dans les récepteurs

Bien que les causes de bruit dans les récepteurs soient en apparence très variées, les plus importantes résultent d'un petit nombre de mécanismes physiques

[2] [3]. Par exemple, de nombreuses sources de bruit proviennent des fluctuations de grandeurs macroscopiques qui traduisent des phénomènes discontinus à l'échelle microscopique. Il en est ainsi du bruit de grenaille (ou bruit de granulation, shot noise en anglais) provenant des fluctuations du courant émis par une cathode, par suite du caractère granulaire de l'électricité. Si l'on admet que l'émission de chaque électron constitue un phénomène aléatoire indépendant de l'émission des autres électrons, on montre que la probabilité pour qu'il y ait n électrons émis pendant un court intervalle de temps suit la loi de Poisson. Il en résulte que les fluctuations autour du nombre moyen \bar{n} d'électrons émis sont données par :

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n}.$$

On en déduit que la valeur quadratique moyenne des fluctuations de courant dans une bande de fréquence B est donnée par $i^2 = 2eI_0B$ (I_0 : courant moyen ; e : charge de l'électron). Cette source de bruit intervient dans les tubes électroniques, concurremment avec les fluctuations de vitesse des électrons émis par la cathode. Elle intervient aussi dans les dispositifs à semiconducteur, en particulier dans les détecteurs. On admet généralement que la même loi de fluctuations s'applique à l'émission photoélectrique ; bien que ce fait ne soit pas évident, puisque l'émission des électrons est alors due à la réception d'une onde lumineuse, c'est-à-dire d'une population de photons dont le nombre fluctue suivant sa loi propre, l'expérience semble confirmer la généralité de la formule du bruit de grenaille.

Le bruit lié aux fluctuations des grandeurs macroscopiques présente un caractère général, mais il dépend du mécanisme mis en jeu à l'échelle microscopique. SHIMODA, TAKAHASI et TOWNES [7] ont ainsi étudié un mécanisme susceptible de nombreuses applications. Ces auteurs considèrent un nombre initial n_0 de

particules, chacune ayant une probabilité a de produire par unité de temps une autre particule semblable et une probabilité b d'être absorbée ou détruite tandis qu'une source indépendante produit des particules semblables avec une probabilité c par unité de temps. Ils établissent la loi de probabilité qui régit l'évolution du nombre de particules en fonction du temps et ils en déduisent les fluctuations. Ce mécanisme s'applique, par exemple, aux amplificateurs quantiques (masers), les particules étant des photons et les trois phénomènes considérés, l'émission stimulée (probabilité a), l'absorption (probabilité b) et l'émission spontanée (probabilité c). Il s'applique aussi à bien d'autres phénomènes : multiplication électronique, averses de rayons cosmiques, mutations dans les organismes vivants.

L'émission spontanée d'énergie électromagnétique par tous les corps est une source de bruit particulièrement importante : en particulier l'émission produite par une population de particules en équilibre thermodynamique constitue le bruit thermique. Aux fréquences très élevées, l'un de ses aspects les plus connus est le rayonnement du corps noir ; aux basses fréquences, elle se traduit par la production d'une énergie de bruit dans les circuits radioélectriques. Dans tous les cas, l'énergie électromagnétique ainsi produite est liée à l'énergie emmagasinée dans un résonateur couplé à un thermostat à la température T . La mécanique statistique nous enseigne en effet que l'énergie moyenne d'un tel résonateur est :

$$\frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}$$

(h : constante de Planck ; ν : fréquence de résonance ; k : constante de Boltzmann). Divers raisonnements, par exemple celui qui a été donné par NYQUIST en 1928, permettent d'en déduire que tout dipôle radioélectrique, présentant une résistance R à la température T , est une source de bruit susceptible de donner une puissance maximale de bruit :

$$N = \frac{hvB}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}$$

dans une bande de fréquence B autour de la fréquences centrale ν . En fait, aux fréquences élevées, une cavité résonnante peut présenter plusieurs modes de résonance dans une bande donnée ; de même, plusieurs modes peuvent se propager dans un guide d'ondes lorsque la longueur d'onde est petite par rapport aux dimensions transversales. Pour obtenir l'énergie totale de bruit emmagasinée dans une cavité ou la puissance totale transportée dans un guide, il faut alors sommer sur les différents modes possibles. En particulier, lorsque le nombre de modes dans l'intervalle B devient très grand, on obtient ainsi la formule bien connue du rayonnement du corps noir, cas particulier du bruit thermique aux fréquences très élevées.

A l'opposé, aux fréquences suffisamment basses pour que $h\nu \ll kT$ (soit $\nu \ll 200$ GHz si $T = 10$ °K), la puissance de bruit maximale donnée par un dipôle se réduit à $N = kTB$, expression bien connue de tous les radioélectriciens.

2. Température de bruit d'un dipôle

Parmi les différentes sources de bruit, c'est le bruit thermique qui a été choisi, en raison de son importance, comme bruit de référence dans les définitions et dans les mesures. Par exemple, si la puissance maximale de bruit que peut fournir un dipôle est N et si la partie réelle de son impédance à une fréquence donnée est la résistance positive R , on dit que sa « température équivalente de bruit » est T_e donnée par $N = kT_e B$. Ce dipôle est donc une source de bruit qui peut être représentée par un générateur de tension en série avec la résistance R , la valeur quadratique de la tension de bruit étant $\bar{e}^2 = 4kT_e R B$. Cette source de bruit peut aussi être représentée en plaçant en parallèle avec la résistance R un générateur de courant dont l'intensité est donnée par :

$$\bar{i}^2 = \frac{4kT_e B}{R}$$

A titre d'exemple, considérons le dipôle formé par un atténuateur à la température physique T_1 , fermé sur une résistance R_0 à la température physique T_0 . Nous supposons qu'il y a adaptation à l'entrée et à la sortie de l'atténuateur, de façon à ce qu'il n'y ait pas d'onde réfléchie. La puissance de bruit produite par la résistance R_0 est $kT_0 B$. La puissance absorbée par l'atténuateur est $N_a = (1 - A)kT_0 B$, où A , nombre inférieur à l'unité, est le gain en puissance de l'atténuateur. Si l'on désigne par N_p la puissance de bruit produite par l'atténuateur, la puissance à la sortie est : $N_s = AkT_0 B + N_p$. Si $T_0 = T_1$, il y a équilibre thermique et la puissance de bruit à la sortie de l'atténuateur est $kT_1 B$. On en déduit que la puissance de bruit produite par l'atténuateur est :

$$N_p = (1 - A)kT_1 B.$$

Cette puissance est évidemment indépendante de la température T_0 de la résistance R_0 . Dans le cas général, on a donc :

$$N_s = AkT_0 B + (1 - A)kT_1 B.$$

L'ensemble résistance + atténuateur se comporte donc comme un dipôle de température de bruit :

$$T = T_0 + (1 - A)T_1.$$

Cela est vrai, en particulier, lorsque l'atténuateur est une ligne adaptée, de longueur l et de coefficient d'affaiblissement linéique α ; on a alors :

$$N_s = kT_0 B \cdot e^{-2\alpha l} + kT_1 B(1 - e^{-2\alpha l}).$$

On en déduit que, du fait de ses pertes, une ligne se comporte, lorsque αl est petit, comme une source de bruit dont la température est :

$$T = T_1(1 - e^{-2\alpha l}) \approx 2\alpha l T_1.$$

Si $T_1 = 290 \text{ °K}$, $T \approx 7 \text{ °K}$ pour une atténuation de 0,1 dB. Le bruit introduit par les lignes de transmission à l'entrée des amplificateurs à très faible bruit, tels que le maser, peut n'être pas négligeable. Remarquons que le signal subit aussi l'atténuation A , ce qui réduit encore le rapport signal/bruit à la sortie : cet effet a, en général, moins d'importance que la production de bruit par la ligne ; on peut cependant en tenir compte rigoureusement en traitant la ligne comme un quadripôle dont nous allons définir la température de bruit à l'entrée.

3. Température de bruit et facteur de bruit d'un quadripôle

Si l'entrée du quadripôle est fermée sur une source de résistance interne R_S dont la puissance maximale utilisable de signal est S_E , on peut recueillir à la sortie une puissance maximale de signal S_S : le rapport $G = \frac{S_S}{S_E}$ est le gain en puissance utilisable du quadripôle.

T_0 étant la température de bruit de la résistance R_S , celle-ci peut aussi fournir une puissance maximale de bruit $N_E = kT_0B$: si le quadripôle n'introduisait aucune autre source de bruit, la puissance maximale utilisable de bruit à la sortie serait GkT_0B . En fait, dans un quadripôle réel, comportant soit des éléments dissipatifs, soit des éléments actifs, le bruit à la sortie est

$$N_S > GkT_0B.$$

Le bruit à la sortie est le même que si le quadripôle était non bruyant et le bruit à l'entrée

$$N'_E = \frac{N_S}{G} > N_E = kT_0B.$$

Nous poserons $N'_E = kT_eB + kT_0B$,

T_e étant appelée température équivalente de bruit du quadripôle : dans le cas général, elle dépend de l'impédance de fermeture R_S à l'entrée du quadripôle.

Remarquons que la température de bruit d'un quadripôle est ainsi définie à l'aide de la puissance de bruit ramenée à l'entrée. Cette précaution est nécessaire pour que la température équivalente de bruit du quadripôle ne soit pas d'autant plus grande que le gain est élevé. Il en résulte que la température de bruit d'un atténuateur considéré comme un quadripôle dont le gain G est égal à A et la température physique T_1 , est :

$$T_{att} = \left(\frac{1}{A} - 1 \right) T_1.$$

Avant que l'on se soit mis à utiliser systématiquement une température pour caractériser le bruit

introduit par les réseaux électriques, on utilisait uniquement la notion de « facteur de bruit ».

Le facteur de bruit F caractérise la dégradation du rapport signal/bruit entre l'entrée et la sortie du quadripôle :

$$F = \frac{S_E/N_E}{S_S/N_S}.$$

On a :

$$F = \frac{S_E}{S_S} \times \frac{N_S}{N_E} = \frac{1}{G} \times \frac{GkT_0B + GkT_eB}{kT_0B}$$

soit
$$F = 1 + \frac{T_e}{T_0}.$$

La définition de F suppose que T_0 soit déterminée : par convention, on a pris $T_0 = 290 \text{ °K}$, voisine de la température moyenne du laboratoire. Le facteur de bruit s'exprime généralement en décibels, par $10 \log F$. Le tableau suivant donne la correspondance entre température de bruit et facteur de bruit :

T_e (°K)	7	35	75	290	870	2 600	29 000
F (dB)	0,1	0,5	1	3	6	10	20

Pour définir la température de bruit et le facteur de bruit, nous avons fait appel au gain maximal en puissance utilisable et non au gain réel : ce dernier dépend des conditions de fermeture et un gain de désadaptation (qui est d'ailleurs, en général, une atténuation) vient s'ajouter au gain utilisable lorsqu'on n'est pas dans les conditions optimales de fermeture. Comme le gain de désadaptation est le même pour le signal et pour le bruit, il n'est pas nécessaire de le faire intervenir dans la définition de la température de bruit. Cette remarque permet de généraliser la définition de la température de bruit et du facteur de bruit lorsque le quadripôle présente une résistance négative à la sortie : il suffit alors de remplacer la puissance maximale utilisable par la puissance maximale échangeable, valeur extrême de la puissance échangée avec la charge lorsque l'impédance de celle-ci est égale à la quantité complexe conjuguée de l'impédance du quadripôle vue de la sortie [6] [9].

Les définitions de la température équivalente de bruit et du facteur de bruit peuvent également se généraliser aux réseaux contenant des résistances négatives. En particulier, à un dipôle à résistance négative, on peut associer une température négative, notion qui prend un sens physique précis dans les amplificateurs quantiques.

Comme illustration, établissons la formule qui donne les performances de bruit d'une chaîne de deux quadripôles. Soient G_1 et G_2 le gain en puissance échangeable des deux quadripôles ainsi mis en chaîne, T_1 et T_2 leurs températures de bruit : rappelons que ces grandeurs doivent être définies, compte tenu des impédances effectives de fermeture des quadripôles à l'entrée.

La puissance de bruit maximale échangeable, N_S , à la sortie du deuxième quadripôle comprend trois composantes :

- $kT_0BG_1G_2$ en provenance de la source ;
- $kT_1BG_1G_2$ en provenance du premier quadripôle ;
- kT_2BG_2 en provenance du deuxième quadripôle.

Le gain du quadripôle étant G_1G_2 , sa température de bruit est donc :

$$T_e = T_1 + \frac{T_2}{G_1}$$

et son facteur de bruit :

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1}$$

Ces formules se généralisent pour une chaîne de plusieurs quadripôles :

$$T_e = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1G_2} + \dots$$

4. Dipôles et quadripôles aux fréquences très élevées

Dans les définitions ci-dessus, nous avons pris comme expression du bruit thermique la formule simplifiée kTB . Lorsque $h\nu > kT$, les définitions précédentes restent valables en principe, mais on doit préciser si on définit la température équivalente à partir de la formule approchée ou de la formule quantique complète. L'utilisation de la formule quantique semble la plus logique et c'est ce que l'on fait généralement pour définir les températures équivalentes de rayonnement des corps. Cependant l'expression simplifiée est intéressante, elle aussi, pour définir les performances d'un élément de récepteur : on obtient en effet ainsi une grandeur qui est a priori proportionnelle à la puissance minimale du signal susceptible d'être distingué du bruit. Nous verrons cependant que cette grandeur présente peu d'intérêt pour un grand nombre de détecteurs des gammes infrarouge et visible.

Dans les amplificateurs, par contre, la notion de température équivalente reste intéressante, mais la prédominance de l'aspect quantique du rayonnement vient modifier profondément la situation. Dans les amplificateurs quantiques, l'émission spontanée vient en effet limiter les performances de bruit d'autant plus sévèrement que la fréquence est élevée. On sait que l'on peut caractériser la répartition des atomes actifs d'un maser entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 par une température T , définie par

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad \text{ou} \quad T = \frac{h}{k} \left[\text{Log}_e \frac{n_1}{n_2} \right]^{-1}$$

n_1 et n_2 étant les populations des deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 ($E_2 > E_1$; $E_2 - E_1 = h\nu$).

Lorsque T est positif et croît de 0 à l'infini, $\frac{n_2}{n_1}$ croît de 0 à 1 ; s'il y a « inversion de population », c'est-à-dire si $\frac{n_2}{n_1} > 1$, T est négatif et

croît de $-\infty$ à 0 lorsque $\frac{n_2}{n_1}$ croît de 1 à l'infini.

Lorsqu'il y a inversion de population, le matériau présente une absorption négative, et une cavité contenant un tel matériau se comporte comme un dipôle à résistance négative R et à température négative T . Du fait de l'émission spontanée des atomes du niveau supérieur E_2 , ce dipôle est une source de bruit qui peut se représenter par un générateur de tension de bruit $\tilde{\epsilon}$. On peut montrer que l'expression de $\tilde{\epsilon}$ reste formellement la même que pour un dipôle à résistance positive et à température positive, à condition de considérer l'expression quantique complète, c'est-à-dire :

$$\tilde{\epsilon}^2 = \frac{4R h\nu B}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Lorsque $h\nu \ll k|T|$ cette expression admet la même valeur approchée que dans le cas d'une résistance positive à température positive, soit :

$$\tilde{\epsilon}^2 \approx 4k|R||T|B.$$

Par contre, lorsque $h\nu \gg k|T|$ (inversion de population très grande ou fréquence très élevée)

$$\tilde{\epsilon}^2 \approx 4|R|h\nu B.$$

On voit ainsi que l'expression $h\nu B$ se substitue à l'expression kTB traditionnelle. En fait, on peut montrer que, dans ces conditions, la puissance équivalente de bruit ramenée à l'entrée d'un amplificateur quantique est $h\nu B$. Dans un excellent article de synthèse, A.E. SIEGMAN [8] a montré que cette limite de bruit pouvait à volonté être rattachée à l'émission spontanée de photons, à l'énergie minimale d'un oscillateur quantique ou au principe d'incertitude. En la prenant en considération, on voit que les amplificateurs quantiques dans les gammes infrarouge et visible sont extrêmement défavorisés par rapport aux masers centimétriques. Il ne faut pas en déduire cependant qu'ils ne présentent aucun intérêt : il faudrait pour cela comparer les performances d'un récepteur à détection directe et d'un récepteur muni d'un amplificateur. Nous n'effectuerons pas ici cette comparaison et nous nous contenterons d'examiner rapidement comment les différentes causes de bruit affectent les détecteurs dans les gammes hyperfréquences et visible.

5. Bruit dans les détecteurs quadratiques

Un détecteur quadratique se comporte comme un générateur de courant $i = \beta P$, proportionnel à la puissance reçue P . Dans la gamme des hyperfréquences, ces détecteurs sont des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire (diodes à pointe, diodes inverses). Dans la gamme visible, ce sont des dispositifs à effet photoélectrique, photodiodes à jonction semiconductrice ou photomultiplicateurs. La réception d'un signal modulé en amplitude se traduit à la sortie du détecteur par le passage d'un courant continu $I_0 = \beta P_0$ proportionnel à la puissance moyenne du signal reçu et par le passage d'un courant $I_1 = 2mI_0$ à la fréquence de modulation, m étant l'indice de modulation. Au courant continu I_0 peut d'ailleurs venir s'ajouter un courant continu I_N traversant le détecteur en l'absence de signal: il en est ainsi d'un détecteur à semiconducteur polarisé par une tension continue. Du fait du bruit de grenaille, le détecteur comprendra un générateur de courant de bruit $i^2 = 2e(I_0 + I_N)B$, e étant la charge de l'électron, et B la bande de fréquence considérée. Dans un détecteur à semiconducteur, il vient s'y ajouter le bruit thermique de la résistance série r_s qui se traduit par un générateur de tension de bruit $v = \sqrt{4kTr_sB}$. Suivant la gamme de fréquence considérée, et la nature du détecteur, la contribution de chacune de ces sources de bruit est plus ou moins grande.

Dans le cas des détecteurs pour hyperfréquences fonctionnant à bas niveau, la contribution de I_0 est généralement négligeable et le détecteur peut être considéré, du point de vue du bruit, comme un dipôle actif d'impédance R pouvant donner une puissance maximale de bruit N indépendante du signal reçu. En posant $N = kT_e B$, on définit une température équivalente de bruit qui caractérise le détecteur; on introduit aussi couramment un rapport de température

de bruit $t = \frac{T_e}{T_0}$ où T_0 désigne la température ambiante que l'on prend par convention, égale à 290 °K. Ce rapport est généralement de l'ordre de grandeur de l'unité.

Dans la gamme visible, où les détecteurs à réponse rapide sont des détecteurs photoémisifs ou des détecteurs photovoltaïques, le bruit de grenaille provenant du courant d'obscurité I_N joue un rôle prépondérant dans les applications classiques de détection du rayonnement (astronomie, détection de particules nucléaires). Dans les applications plus récentes, telles que les expériences d'application du laser aux télécommunications, la puissance lumineuse qu'il faut recevoir pour obtenir une grande capacité d'information est telle que le bruit provenant de I_0 l'emporte. i^2 est donc proportionnel à la puissance moyenne reçue et il devient moins intéressant d'introduire une température équivalente de bruit pour caractériser le détecteur. Les détecteurs photoémisifs et photovoltaïques étant des détecteurs quantiques, on les caractérise généralement par leur rendement quantique g , nombre d'électrons contribuant au courant détecté I_0 divisé par le nombre de photons reçus par unité

de temps : $\frac{P_0}{h\nu}$.

On a donc $I_0 = g \frac{eP_0}{h\nu}$, c'est-à-dire $\beta = \frac{qe}{h\nu}$. La puissance S du signal détecté étant proportionnelle à $I_1^2 = 4m^2 I_0^2$ et la puissance du bruit N à la sortie du détecteur étant proportionnelle à $i^2 = 2eI_0B$.

On a :

$$S/N = \frac{2m^2 q P_0}{h\nu B}$$

6. Signal minimal détectable et détectivité

Pour définir de façon globale la sensibilité d'un récepteur à détection directe les radioélectriciens et les spécialistes de l'infrarouge et du visible ont été amenés à caractériser indépendamment des grandeurs qui présentent une grande parenté. Ces grandeurs ont généralement été définies en vue d'applications à des systèmes particuliers. Ainsi en hyperfréquences on a surtout considéré les récepteurs vidéo de radar où le signal détecté est affiché sur l'écran d'un oscilloscope: la définition originale de la « sensibilité tangentielle » tient compte de cette particularité. Par contre la définition du « signal minimal détectable » ou du « signal nominal détectable » est plus générale: c'est la puissance qu'il est nécessaire de recevoir pour obtenir à la sortie une puissance de signal égale à la puissance de bruit; évidemment cette grandeur dépend non seulement du détecteur, mais aussi de l'amplificateur et, en particulier, de sa largeur de bande. Les spécialistes de l'infrarouge ont introduit une notion identique à celle de « signal minimal détectable » sous le nom de « flux équivalent au bruit » P_B (en anglais « Noise equivalent Power »). Plus souvent, cependant, ils caractérisent un détecteur par sa « détectivité »

$D = \frac{1}{P_B}$. Si l'on tient compte des particularités des

détecteurs d'infrarouge, on est même amené à introduire une autre grandeur, la détectivité spécifique D^* . En effet, dans les applications classiques, pour un détecteur de type donné, P_B est proportionnel à la racine carrée de la surface sensible A et à la racine carrée de la bande passante B de l'amplificateur. La quantité

$D^* = \frac{\sqrt{A} \cdot \sqrt{B}}{P_B}$ caractérise un type de détecteur et

croît avec sa sensibilité. Elle s'exprime généralement en centimètre · watt⁻¹ · hertz^{1/2}. Elle n'a de signification que si on précise les conditions de fonctionnement du détecteur (polarisation, type d'amplificateur, longueur d'onde du rayonnement reçu, fréquence de modulation). Par exemple, pour une photodiode au germanium, pour $\lambda = 1 \mu$, on aura environ $D^* = 10^{12}$. Pour une surface sensible de 1 mm² et une bande passante de 1 MHz, on aurait donc $P_B = 10^{-7}$ W. Cette valeur est à rapprocher de celle que l'on déduit du « signal minimal détectable » des bons détecteurs vidéo de la gamme centimétrique, soit -55 dB/m (décibels au-dessous du milliwatt) pour une largeur de bande de 1 MHz, ce qui correspond à $P_B = 3 \cdot 10^{-9}$ W.

Conclusion

Nous avons rappelé quelques notions fondamentales et quelques définitions qui sont nécessaires pour aborder l'étude des dispositifs de réception à faible bruit dans les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible. Malgré des différences quantitatives importantes entre les hyperfréquences et le visible, les problèmes de bruit gardent une parenté certaine d'une extrémité à l'autre de ce domaine de longueurs d'ondes. Bien que le caractère quantique de l'énergie électromagnétique marque profondément les performances de bruit des dispositifs dans la gamme visible, les notions macroscopiques classiques, telles que celles de bruit de grenaille, y restent valables dans l'étude des détecteurs quantiques. Les détecteurs s'y caractérisent par des rendements quantiques bien meilleurs que dans la gamme des hyperfréquences, mais, exprimés en termes de « signal minimal détectable », leur sensibilité est moins bonne dans la gamme visible que dans la gamme centimétrique. Quant aux amplificateurs et aux mélangeurs qui permettent de disposer en hyperfréquences de récepteurs très sensibles, leurs équivalents n'existent pas encore dans la gamme visible, malgré certaines expériences déjà effectuées en laboratoire. On peut prévoir cependant que leurs performances seront également affectées par les limites quantiques. De cette conclusion assez défavorable pour les récepteurs de la gamme visible, il ne faut pas déduire cependant que les ondes lumineuses, et plus particulièrement les ondes cohérentes émises par les lasers, ne présentent pas d'intérêt du point de vue des applications aux télécommunica-

tions et à la détection électromagnétique. Une liaison de télécommunications ou un dispositif radar est en effet, un ensemble dont les performances dépendent non seulement de la sensibilité du récepteur, mais aussi de la puissance des émetteurs, des possibilités de modulation, de l'atténuation apportée par le milieu de transmission, ainsi que de la directivité des antennes d'émission et de réception.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BLANC-LAPIERRE A. et FORTET R. — Théorie des fonctions aléatoires, 1953, Masson éd.
- [2] VAN DER ZIEL A. — Noise, 1954, Pentrice-Hall, éd.
- [3] GRIVET P. et BLAQUIÈRE A. — Le bruit de fond, 1958, Masson.
- [4] An introduction to the theory of random signals and noise 1958, McGraw Hill, éd.
- [5] BLANC-LAPIERRE A. et PICINBONO B. — Propriétés statistiques du bruit de fond, 1961, Masson, éd.
- [6] HAUS H.A. et ADLER R.B. — Circuit theory of linear noisy networks, 1959, *the Technology Press of M.I.T.*, Wiley and Sons, éd.
- [7] SHIMODA K., TAKAHASHI H. and TOWNES C.H. — Fluctuations in amplification of quanta with application to maser amplifiers. *The Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 12, n° 6, June 1957, pp. 686-700.
- [8] SIEGMAN A.E. — Thermal noise in microwave systems. *The Microwave Journal*, March 1961, pp. 81-90 ; April 1961, pp. 66-73 ; May 1961, pp. 93-104.
- [9] Description of noise performances of amplifiers and receiving systems, IRE subcommittee on noise, Proceedings of the IEEE, vol. 51, n° 3, March 1963, pp. 434-442.

LES SOURCES DE BRUIT DANS LES RÉCEPTEURS DE TÉLÉCOMMUNICATIONS

Application aux télécommunications par satellites

PAR

J.P. HOUSSIN

*Ingénieur des Télécommunications
au Centre National d'Études des Télécommunications*

1. Introduction

Dans les télécommunications par voie radioélectrique, on transmet l'information en utilisant une onde électromagnétique porteuse que l'on a préalablement modulée par cette information. Pour pouvoir restituer l'information à la réception, il faut recueillir une partie de l'énergie de l'onde et, par conséquent, coupler l'antenne de réception au milieu de propagation. De ce fait, il est inévitable que l'antenne recueille aussi du bruit provenant de ce milieu par suite de l'agitation thermique des électrons. On sait que la puissance de bruit recueillie par un récepteur donné est proportionnelle à sa bande passante, dans la mesure où ses performances sont constantes dans cette bande. De plus, les amplificateurs du récepteur ajoutent du bruit provenant de sources internes. Quel que soit le procédé de modulation, on ne peut donc restituer l'information que si elle n'est pas noyée dans le bruit, autrement dit si, au moment de la démodulation, la puissance de l'onde porteuse est suffisante comparée à la puissance du bruit.

Qu'il s'agisse de radiocommunications en onde décimétrique, de faisceaux hertziens transhorizon, de faisceaux hertziens en visibilité ou de télécommunications par satellites, les origines du bruit dans le système de réception sont identiques. La seule différence est due à l'importance des puissances de bruit de chaque source qui peut être très variable.

C'est dans le cas des systèmes de réception des stations terriennes de télécommunications par satellites que l'on peut le mieux reconnaître et comprendre les problèmes posés par le bruit parce qu'ils y sont particulièrement importants. En effet, la grande largeur de bande nécessaire à la transmission d'une quantité importante d'informations conduit, comme dans les faisceaux hertziens, à utiliser des ondes hyperfréquences dont la propagation ne s'effectue qu'en ligne droite. L'altitude élevée d'un satellite utilisé comme relais le met en visibilité commune de

points de la terre situés à plusieurs milliers de kilomètres l'un de l'autre. Il est facile de montrer que c'est sur le trajet satellite-terre qu'il est le plus difficile d'obtenir un rapport signal à bruit suffisamment élevé et que, par suite, les satellites actifs qui amplifient l'onde reçue avant de l'émettre, permettent les capacités les plus importantes. A la différence des autres systèmes, pour lesquels les stations émettrices sont au sol, la puissance émise par les satellites actuels et par ceux qui pourront être lancés dans un proche avenir est faible car l'énergie disponible à bord est limitée. Comparé au gain des antennes de faisceaux hertziens, le gain d'antenne des satellites est limité parce qu'un gain élevé nécessite une précision de pointage très grande qui pose de difficiles problèmes pour la stabilisation d'attitude du satellite. De plus, la distance qui sépare le satellite du lieu de réception et donc l'affaiblissement de propagation sont très grands. Par conséquent, la puissance reçue à l'entrée du récepteur des stations au sol est faible même avec de grandes antennes, dont la réalisation pose des problèmes techniques de difficultés croissantes avec leurs dimensions. Il faut donc profiter de tous les moyens permettant de recueillir et d'ajouter au signal au cours de l'amplification un bruit aussi faible que possible.

2. Les caractéristiques du bruit d'un système de réception

Le bruit du système de réception d'une station de télécommunications provient de quatre sources :

- le bruit du ciel,
- le bruit du sol,
- le bruit de la ligne reliant l'antenne aux amplificateurs et celui du radome, au cas où il y en a un,
- le bruit des amplificateurs.

La température de bruit du récepteur est la somme des températures de bruit équivalentes de chacune de

ces sources ramenées à l'entrée du récepteur. Rappelons que la température de bruit d'un quadripôle est une fonction de l'impédance de la source. En pratique, pour éviter certains phénomènes parasites en hyperfréquence, on adapte toujours les éléments. Dans ce qui suit, la température de bruit sera toujours celle de l'élément travaillant sur une source adaptée.

2.1. LE BRUIT DU CIEL ET LE BRUIT DU SOL

Le bruit du ciel et le bruit du sol vus à travers l'antenne de réception constituent le bruit de l'antenne.

En effet, si T_{Δ} est la température apparente vue par l'antenne dans une direction Δ où elle a un gain G_{Δ} , la température de bruit de l'antenne est définie par l'intégrale :

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int T_{\Delta} G_{\Delta} d\Omega$$

$d\Omega$ étant un angle solide infiniment petit autour de la direction Δ .

Si Δ est orientée vers le sol, T_{Δ} est la température apparente de bruit du sol — pour un sol à la température T , de coefficient d'absorption σ et de coefficient de réflexion ρ , on a la relation :

$$T_{\Delta} = T \cdot \sigma + T_c \cdot \rho$$

où T_c est la température apparente dans la direction du rayon réfléchi. Par exemple la terre arable, pour une température ambiante de 20 °C, a une température de bruit apparente de l'ordre de 220 °K à 230 °K.

Si Δ est orientée vers le ciel, T_{Δ} est la température de bruit du ciel T_c . Cette température est une fonction de la fréquence comme le montre la figure 1. Aux basses fréquences, le bruit du ciel est dû à notre galaxie,

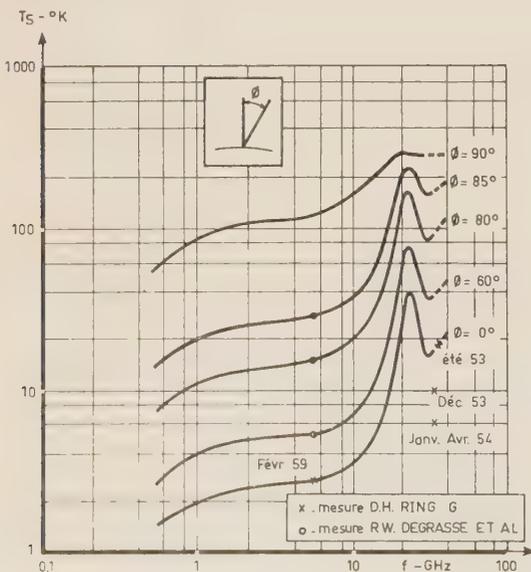


FIG. 1. — Température de bruit du ciel due à l'oxygène et à la vapeur d'eau (conditions estivales).

il diminue lorsque la fréquence croît. Aux fréquences élevées, l'atmosphère, par l'oxygène et la vapeur d'eau qu'il contient, est un absorbant à une température supérieure au zéro absolu et produit la principale source de bruit. On conçoit aisément que lorsque l'élévation diminue, la température de bruit augmente puisque l'épaisseur d'atmosphère augmente.

Pour chaque élévation, la température de bruit du ciel présente donc un minimum en fonction de la fréquence. Celui-ci se situe entre 1 et 10 GHz (fig. 2). C'est la raison pour laquelle cette bande de fréquences est utilisée dans les télécommunications par satellites.

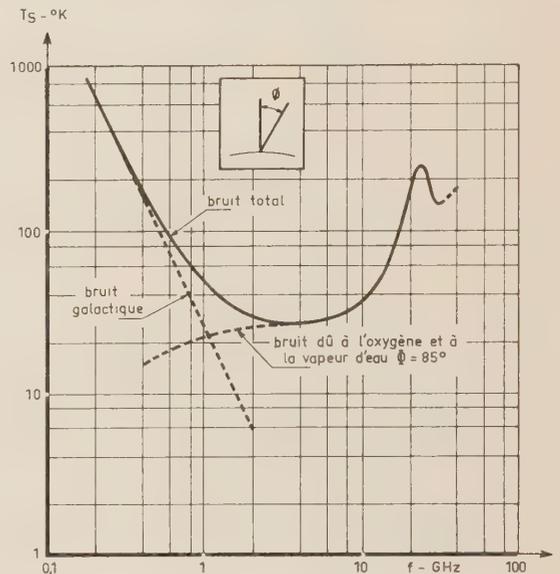


Fig. 2. — Température de bruit du ciel due à l'absorption atmosphérique et aux sources galactiques.

A titre d'exemple, à 4 GHz la température de bruit du ciel au zénith est de 2,6 °K. On peut admettre que, pour des élévations supérieures à 10°, la température de bruit du ciel varie selon la loi :

$$T_c = \frac{T_{cz}}{\sin El}$$

où T_{cz} est la température du ciel au zénith et El l'élévation. A 7,5° d'élévation, la température de bruit du ciel à 4 GHz a déjà atteint 19,9 °K.

Une antenne a une température de bruit d'autant plus élevée que les lobes ayant le plus grand gain sont dirigés vers des régions ayant une température de bruit apparente plus grande. Dans la pratique, pour les fréquences comprises entre 1 et 10 GHz, la température apparente du sol étant bien supérieure à celle du ciel, le gain relatif des lobes d'antenne tournés vers le sol a une importance considérable.

On notera que la température de bruit d'une antenne est au moins de l'ordre de grandeur de la température de bruit dans la direction du lobe principal. Elle est donc une fonction de la direction de pointage de l'antenne au-dessus de l'horizon. Elle est minimale

lorsque l'antenne est pointée au zénith. C'est aussi une fonction du bruit du ciel, de la nature et de la température du sol environnant. Une antenne est d'autant meilleure du point de vue du bruit que le bruit recueilli par ses lobes secondaires et arrière est faible, donc que son efficacité est grande. Pour les télécommunications par satellites, on cherche donc à réaliser des antennes ayant des lobes latéraux très réduits par rapport au lobe principal puisque les antennes sont destinées à être orientées vers le ciel. Dans les faisceaux hertziens, par contre, le lobe principal étant dirigé dans une direction voisine du sol, le bruit apporté par l'antenne est important et l'effet des lobes latéraux sur le bruit est de moindre importance.

Les températures de bruit du ciel indiquées précédemment sont celles que l'on mesure lorsque l'atmosphère est peu chargée d'humidité. Nous avons vu que le bruit du ciel était en partie dû à l'atmosphère jouant le rôle d'un absorbant à une température de 200 à 300 °K, particulièrement entre 1 et 10 GHz. Lorsque l'humidité augmente, l'affaiblissement que produit l'atmosphère augmente et, par suite, la température de bruit augmente. Des valeurs considérables peuvent être observées, principalement au moment de

respectivement de 36 000 °K, valeur augmentant considérablement lors des perturbations solaires, et de 220 °K au moment de la nouvelle lune. Au cours des phases de la lune, il faut en effet tenir compte du bruit solaire réfléchi vers la terre par la surface éclairée de la lune. Si l'ouverture du lobe principal de l'antenne est inférieure à 30', comme c'est le cas de l'antenne cornet réflecteur de la station de télécommunications par satellites de PLEUMEUR-BODOU, la température apparente de l'antenne dirigée vers le centre du soleil ou de la lune serait respectivement de 36 000 °K et de 220 °K environ. Les autres sources localisées qui peuvent augmenter de façon significative le bruit des antennes, principalement de celles utilisées dans les télécommunications par satellites, ont des diamètres apparents très faibles et sont beaucoup moins intenses. Les principales sont Cassiopée, le Taureau, le Cygne, Orion, la Vierge. Le tableau I donne l'ordre de grandeur des températures de bruit apparentes que l'on observerait si elles se trouvaient dans la direction du faisceau principal de l'antenne de PLEUMEUR-BODOU. On notera que toutes ces sources très localisées ont des positions apparentes variables dans le ciel par suite de la rotation de la terre sur elle-même.

TABLEAU I
Sources de bruit localisées

Source	Flux à 4 GHz en $W/m^2 \cdot Hz$	Diamètre apparent en minutes d'angle	Température de bruit apparente à 4 GHz recueillie à PLEUMEUR-BODOU
Soleil calme	10^{-20}	32	36 000 °K
Lune (à la nouvelle lune)	$6 \cdot 10^{-23}$	32	220 °K
Cassiopée A	$1,2 \cdot 10^{-23}$	5	210 °K
Taureau A	$7 \cdot 10^{-24}$	3	120 °K
Cygne A	$5 \cdot 10^{-24}$	6	88 °K
Vierge A	10^{-24}	5	18 °K

fortes chutes de pluie ou de neige. En réalité le phénomène est extrêmement complexe parce qu'il faut considérer la traversée de toute l'atmosphère dans des conditions très variables d'une zone à une autre et aussi tenir compte des phénomènes de diffusion. Il est certain que la turbulence de l'atmosphère joue un rôle non négligeable sur la valeur de la température de bruit du ciel dans une direction donnée.

D'autre part, il existe dans le ciel des sources de bruit localisées qui peuvent contribuer d'une façon non négligeable à une augmentation temporaire de la température de bruit apparente d'une antenne, principalement lorsque le lobe principal est dirigé vers l'une de ces sources. Il est toutefois important de considérer la grandeur relative de l'angle sous lequel on voit cette source par rapport à l'angle d'ouverture du faisceau de l'antenne. Les deux sources les plus importantes sont le soleil et la lune dont le diamètre apparent est de l'ordre de 30' et pour lesquelles, à 4 GHz, les températures apparentes de bruit sont

2.2. LE BRUIT DE LA LIGNE

Rappelons qu'une ligne à la température T ayant un affaiblissement L placée entre l'antenne et l'entrée de l'amplificateur produit une température apparente de bruit, définie à l'entrée de la ligne, qui est donnée par la relation :

$$T_e = T(L - 1)$$

A la température ordinaire, un affaiblissement de 0,1 dB produit une température de bruit équivalente d'environ 7 °K. A la température de l'azote liquide (77 °K), ce même affaiblissement ne produirait que 1,8 °K environ.

Il est donc indispensable, pour obtenir un système de réception ayant une faible température de bruit, de prendre soin de réduire le plus possible les pertes

en ligne. Il ne faut pas oublier aussi que toutes pertes en ligne diminuent par ailleurs la puissance du signal. Dans les faisceaux hertziens où les températures de bruit d'antenne sont élevées (et où souvent les amplificateurs apportent un bruit important), on peut tolérer une légère perte en ligne. Celle-ci est d'ailleurs principalement due aux aiguillages. Dans une station de télécommunications par satellites, au contraire, on cherchera à réduire au maximum les pertes puisque tout affaiblissement, même faible, contribue à une température de bruit non négligeable devant celle de l'antenne. Les éléments susceptibles de produire des pertes sont pourtant nombreux, ce sont : le diplexeur émission-réception, le guide d'ondes de connexion et, éventuellement, les aiguillages de réception, les joints tournants, les coupleurs pour les équipements de poursuite, l'adaptateur de polarisation.

Si, pour certaines raisons, l'antenne doit être recouverte d'un radome, ce dernier intervient aussi pour augmenter la température de bruit du système de réception. Il joue le rôle d'un élément absorbant à la température ambiante et il réfléchit dans l'antenne du bruit provenant du sol. La quantité de bruit réfléchi peut dépendre de l'élévation à laquelle l'antenne est pointée suivant la géométrie relative de l'antenne et du radome.

2.3. LE BRUIT DES AMPLIFICATEURS

L'apport de bruit le plus important provenant des amplificateurs est celui du premier étage amplificateur ou des deux premiers étages lorsque le gain du premier étage n'est pas très grand en vertu de la relation bien connue :

$$T_r = T_{p_1} + \frac{T_{p_2}}{G_{p_1}}$$

où T_{p_1} et T_{p_2} sont les températures de bruit du premier

et du second préamplificateurs et G_{p_1} le gain du premier préamplificateur.

Dans le cas des faisceaux hertziens, on a utilisé, jusqu'à ces dernières années, des étages à température de bruit élevé (changeur de fréquence et préamplificateur moyenne fréquence) à défaut d'éléments meilleurs suffisamment fiables. Les progrès des amplificateurs paramétriques et à diode tunnel sont maintenant mis à profit mais, compte tenu du bruit d'antenne, il n'est évidemment pas nécessaire d'utiliser des amplificateurs à très faible bruit, de température de bruit inférieure à 100 ou 200 °K.

Au contraire, pour les télécommunications par satellites, en raison des bandes de fréquences utilisées et par suite des températures de bruit atteintes pour le reste du système de réception, on utilise comme préamplificateurs le maser ou l'amplificateur paramétrique refroidi. Actuellement, les masers permettent d'atteindre des températures de bruit de système de réception significativement plus faibles (quelques degrés) que les amplificateurs paramétriques (quelques dizaines de degrés). L'intérêt de ces derniers réside toutefois principalement dans le fait qu'ils ne nécessitent pas la mise en œuvre d'hélium liquide et qu'ils sont, par suite, opérationnellement plus attrayants

3. Mesures de température de bruit effectuées à Pleumeur-Bodou

Le système de réception d'une station terrienne de télécommunications par satellites doit, comme nous l'avons déjà indiqué, être particulièrement étudié pour que la température de bruit résultante soit très faible. Il est donc extrêmement intéressant de voir quelles sont les performances qui sont obtenues à la station de PLEUMEUR-BODOU et quels sont les résultats des diverses mesures qui y ont été effectuées.

Le système de réception de la station de PLEUMEUR-

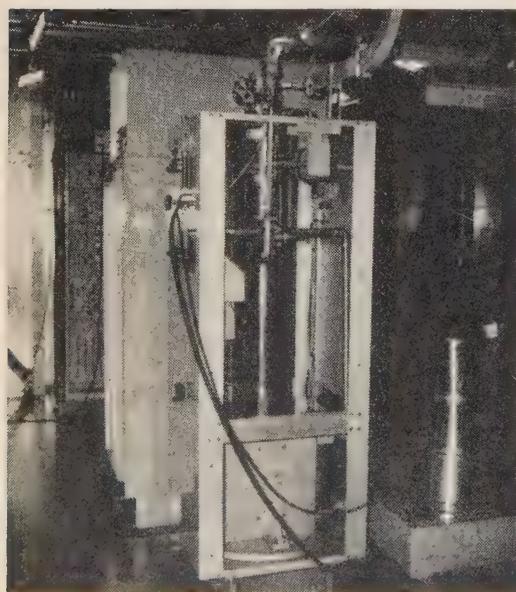


FIG. 3. — Maser à ondes progressives de la station de télécommunications par satellites de PLEUMEUR-BODOU.

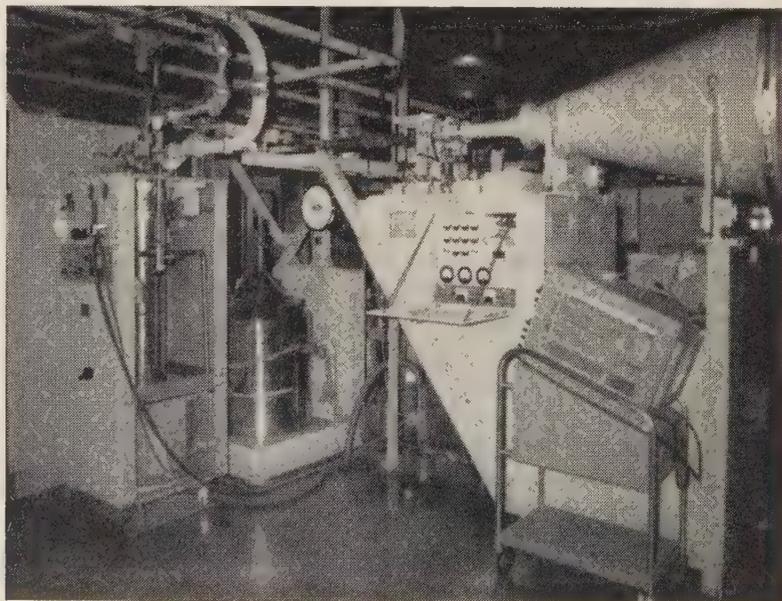


FIG. 4. — Equipements de liaison de l'antenne au récepteur de la station de PLEUMEUR-BODOU.

BODOU est pourvu d'un maser à ondes progressives alimenté par une antenne du type cornet réflecteur à grande efficacité ayant une ouverture de 20 m de diamètre ; l'ensemble est recouvert d'un radome en dacron.

Le maser à rubis (fig. 3) travaille à la fréquence de 4,17 GHz ; il a un gain de 40 dB et une bande passante à 3 dB de 16 MHz. Celle-ci peut être élargie à 25 MHz au moyen d'un réseau égaliseur. La température de bruit de cet amplificateur est de 3,5 °K. Par suite du gain élevé du maser, le reste du récepteur produit une température de bruit de 0,5 °K seulement.

A titre d'exemples, on peut aussi citer qu'à la station américaine d'ANDOVER il existe, en secours du maser, un amplificateur paramétrique refroidi à l'azote liquide ayant une température de bruit de 40 °K. En laboratoire, avec un refroidissement à l'hélium liquide, une température de bruit de 20 °K a été atteinte. Au JAPON, un amplificateur paramétrique refroidi à l'azote liquide ayant une température de bruit de 80 °K équipe une station de télécommunications par satellite.

A la station de PLEUMEUR-BODOU, les éléments de lignes (fig. 4) qui comprennent un diplexeur, un changeur de polarisation, un coupleur pour un équipement permettant la poursuite du satellite et un joint tournant, produisent une température de bruit de 12 à 14 °K.

Le radome a une épaisseur de 2 mm. Il produit par absorption une température de bruit de 3 °K. Par suite de la disposition géométrique relative de l'ouverture de l'antenne et du radome, la température de bruit produite par réflexion diminue avec l'élévation. Elle est de 7,5 °K lorsque l'antenne est pointée au zénith, de 1,5 °K seulement pour une élévation de 7,5°.

L'antenne recueille par ses lobes latéraux et arrière une température de bruit de 1 à 2 °K seulement et cela dès que l'élévation est supérieure à quelques degrés.

La température de bruit totale mesurée par temps sec lorsque l'antenne est pointée au zénith est de 31 °K.

La courbe des températures de bruit totale (fig. 5) relevée par temps sec pour différentes élévations de l'antenne montre que celle-ci augmente de moins de 1 °K lorsque l'élévation décroît de 90° à 30°. En effet, l'augmentation de la température de bruit du ciel et par suite de l'antenne est compensée par la diminution de la contribution du radome. Pour une élévation de 5° la température de bruit du système de réception n'est que de 44 °K et pour une élévation de 60 °K.

On peut distinguer deux courbes typiques lorsque l'atmosphère est humide (fig. 5). L'une correspond à une augmentation de température de bruit de quelques degrés seulement produisant une augmentation relative de la puissance de bruit à peu près constante lorsque l'élévation varie. L'atténuation de l'atmosphère, ou peut-être seulement d'une couche d'atmosphère a, augmenté. L'autre courbe typique montre que la température de bruit a augmenté de façon très impor-

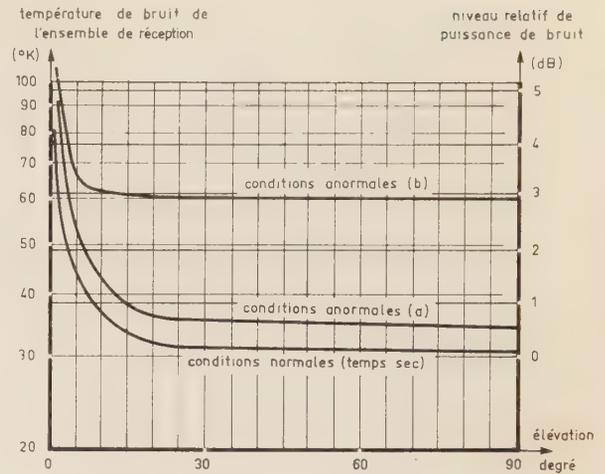


FIG. 5. — Température de bruit en fonction de l'élévation de l'antenne.

tante. L'augmentation peut varier considérablement avec l'élévation et la température de bruit la plus basse n'est pas forcément rencontrée au zénith. Cela est dû à la présence d'eau sur le radome. On a observé, dans ce cas, que la température de bruit dépend fortement de l'azimut de l'antenne, l'eau, par suite du vent, n'étant pas répartie régulièrement autour du radome.

Il est intéressant d'étudier la répartition statistique des températures de bruit. La courbe (fig. 6) donnant la température de bruit qui n'est pas dépassée pour un certain pourcentage de mesure porté en abscisse montre que la température bruit croît doucement lorsque ce pourcentage augmente. La valeur moyenne n'est que de 3 °K supérieure à la valeur mesurée par temps sec. La température de bruit est inférieure à 40 °K pour 80 % des mesures mais croît très rapidement pour des pourcentages plus élevés. La valeur maximale observée a été de 120 °K.

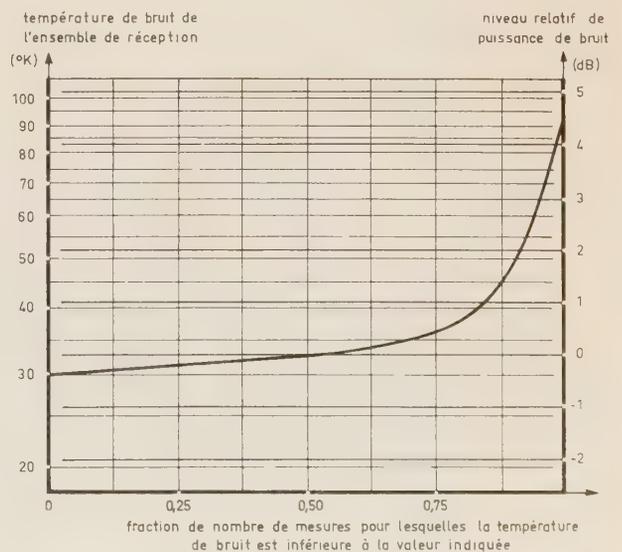


FIG. 6. — Répartition des températures de bruit mesurées au zénith (septembre 1962 à novembre 1963).

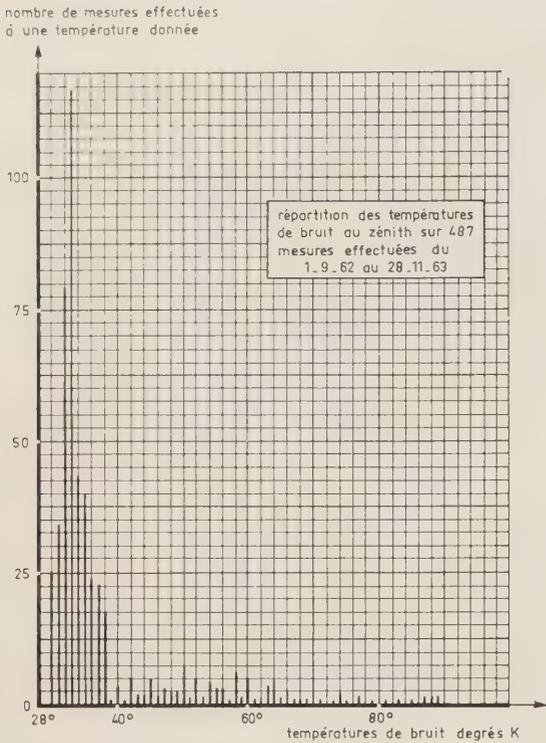


FIG. 7. — Statistique donnant par température de bruit le nombre de mesures obtenues.

Si on porte en ordonnées (fig. 7) le nombre de mesures correspondant à une valeur donnée de température de bruit indiquée en abscisse, on observe un maximum très aigu autour de 33 °K correspondant à la valeur moyenne indiquée plus haut et un autre maximum plus flou autour de 50 °K fournissant une valeur moyenne lorsque le radome est humide. On notera que les chutes de neige sont très peu abondantes en Bretagne, et que leur effet n'est pas sensible.

A la station américaine d'ANDOVER, où les chutes de neige sont abondantes chaque hiver, on a mesuré des températures de bruit atteignant 150 °K, la neige ne fondant que lentement sur le radome et produisant une absorption sensible.

4. Conclusion

La température de bruit du système de réception d'une station de télécommunications est un facteur primordial puisqu'il définit en grande partie la capacité de réception de cette station.

A cause des sérieuses limites qui empêchent d'augmenter la puissance de l'onde porteuse reçue, la capacité d'une station de télécommunications par satellites et, par suite, d'un système de télécommunications par satellites dépend en définitive des performances de bruit de cette station. Les sources de bruit, dont on a décrit la nature, doivent être minimisées autant qu'il est possible. Pour les systèmes actuels et avec les qualités requises, la modulation de fréquence est largement utilisée et le seuil de ce système de modulation limite les possibilités. Cela signifie qu'une amélioration de 1 dB du rapport porteur à bruit conduit à une augmentation d'environ 25 % des voies téléphoniques transmises par multiplexage.

Mais pour les télécommunications par satellites il faut aussi tenir compte de l'augmentation importante de la température de bruit du système de réception avec les conditions atmosphériques. Pendant un pourcentage de temps donné, on peut accepter une certaine dégradation de la qualité. Il est possible de déduire des résultats qui ont été indiqués que, lorsque l'on s'intéresse à la capacité la plus favorable d'un canal de transmission d'un système de télécommunications par satellites, la température de bruit d'ensemble optimale, mesurée par temps sec pour les grandes élévations de l'antenne d'une station de réception, est de l'ordre de 20 à 40 °K.

PROBLÈMES DE MESURE DES FAIBLES TEMPÉRATURES DE BRUIT

PAR

M. RUPPLI

*Ingénieur au Groupe Electronique
de la Compagnie Française Thomson-Houston*

Introduction

On se propose d'examiner, d'un point de vue théorique, les différentes méthodes permettant de mesurer, en hyperfréquences, des faibles températures de bruit (inférieures à 300 °K et plus spécialement inférieures à 100 °K) et de comparer les précisions susceptibles d'être obtenues. A titre d'illustration on en fait l'application au cas d'un amplificateur paramétrique à faible bruit dans la bande des 4 GHz.

Les diverses méthodes sont toutes basées sur le même principe qui consiste à comparer le bruit produit à la sortie de la chaîne testée par deux sources de bruit différentes à l'entrée.

Ces méthodes diffèrent essentiellement par les sources de bruit utilisées. Une source de bruit peut être caractérisée par sa température de bruit, qui serait la température absolue d'une charge adaptée fournissant la même puissance de bruit.

On distinguera trois méthodes suivant les températures de bruit des sources utilisées :

1° Température ambiante et température basse : mesure à l'aide de charges.

2° Température élevée et température ambiante : tube de bruit.

3° Température élevée et température basse : tube de bruit et charge froide associés à un coupleur.

La comparaison entre les bruits produits par les deux sources sera supposée faite au niveau de la détection, les autres méthodes possibles ne constituant que des variantes introduisant des causes supplémentaires d'erreurs.

Si on connaît la loi de détection avec précision, on peut comparer les niveaux après détection.

Sinon, on les compare, en moyenne fréquence, à l'aide d'un atténuateur variable placé immédiatement avant détection. C'est ce qui sera supposé dans ce qui suit.

1. Mesure à l'aide de charges

1.1. PRINCIPE DE LA MESURE

Il est donné par la figure 1.

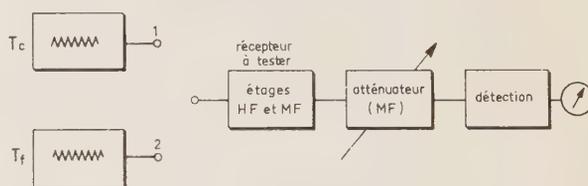


FIG. 1.

On emploiera les notations suivantes :

T_0 = température ambiante,

T_e = température de bruit d'entrée du récepteur testé,

T_c = température de la charge chaude,

T_f = température de la charge froide.

Avec la charge chaude, le niveau de bruit en sortie pour une atténuation A_1 est proportionnel à $T_e + T_c$.

Avec la charge froide, le niveau de bruit en sortie est proportionnel à $T_e + T_f$. Il faut régler l'atténuation à une valeur A_2 pour retrouver le niveau précédent.

$$\text{Posons : } Y = \frac{A_1}{A_2}$$

$$\text{soit : } Y \text{ dB} = A_1 \text{ dB} - A_2 \text{ dB} .$$

On a alors :

$$Y = \frac{T_e + T_c}{T_e + T_f} \quad (1)$$

d'où :

$$T_e = \frac{T_c - Y T_f}{Y - 1} \quad (2)$$

1.2. MISE EN ŒUVRE

Une solution simple consiste à prendre :

$T_c = T_0$ (température ambiante, soit 290 à 300 °K),
 $T_f = 77$ °K (charge plongée dans l'azote liquide).

Il existe sur le marché des générateurs de bruit pour lesquels :

$$T_c = 373 \text{ °K}$$

$$T_f = 77 \text{ °K}$$

L'atténuateur utilisé se situe immédiatement avant détection, à la sortie du dernier étage MF du récepteur. Il doit permettre de déterminer le rapport Y avec grande précision.

1.3. EXAMEN THÉORIQUE DE LA PRÉCISION DE LA MESURE

En différenciant la relation (2) on obtient :

$$dT_e = \frac{1}{Y-1} dT_c - \frac{Y}{Y-1} dT_f - \frac{T_c - T_f}{(Y-1)^2} dY \quad (3)$$

d'où une relation donnant l'erreur maximale ΔT_e en fonction des erreurs maximales ΔT_c , ΔT_f et $\frac{\Delta Y}{Y}$ (Y étant un rapport mesuré en décibels, l'erreur sur Y en décibels est une erreur relative).

$$\Delta T_e = \frac{1}{Y-1} \Delta T_c + \frac{Y}{Y-1} \Delta T_f + \frac{(T_c - T_f) Y}{(Y-1)^2} \frac{\Delta Y}{Y} \quad (4)$$

En tenant compte de la relation (1), on peut écrire :

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{1}{(T_c - T_f)} \left[\left(1 + \frac{T_f}{T_e} \right) \Delta T_c + \left(1 + \frac{T_c}{T_e} \right) \Delta T_f + \left(T_f + T_c + T_e + \frac{T_f T_c}{T_e} \right) \frac{\Delta Y}{Y} \right] \quad (5)$$

Pour les valeurs de T_e et T_f indiquées et pour $T_e < 150$ °K, la quantité $T_e + \frac{T_f T_c}{T_e}$ augmente quand T_e diminue.

Par suite, plus la température de bruit à mesurer est faible, plus la précision de la mesure diminue.

Par exemple, pour $T = 290$ °K, $T_f = 77$ °K, avec des erreurs : $\Delta T_c = 1^\circ$, $\Delta T_f = 0,5^\circ$ et $\frac{\Delta Y}{Y} = 0,5 \%$

(soit 0,02 dB), on obtient les résultats suivants :

$$\text{Pour } T_e = 150 \text{ °K : } \frac{\Delta T_e}{T_e} \cong 3 \%$$

$$\text{Pour } T_e = 100 \text{ °K : } \frac{\Delta T_e}{T_e} \cong 3,5 \%$$

$$\text{Pour } T_e = 60 \text{ °K : } \frac{\Delta T_e}{T_e} \cong 4,5 \%$$

$$\text{Pour } T_e = 30 \text{ °K : } \frac{\Delta T_e}{T_e} \cong 7 \%$$

1.4. ANALYSE DU MONTAGE PRATIQUE

1.4.1. Hypothèses générales

En fait, les puissances de bruit injectées dans le récepteur correspondent à des températures effectives T_1 et T_2 distinctes de T_c et T_f , par suite des pertes et des désadaptations diverses pouvant exister entre les sources que constituent les charges employées et le récepteur testé.

On a donc :

$$T_e = \frac{T_1 - Y T_2}{Y - 1} \quad (6)$$

T_1 et T_2 dépendent de la qualité des sources et des liaisons employées, ainsi que de la nature de l'étage d'entrée du récepteur.

L'analyse sera faite dans les hypothèses suivantes (fig. 2) :

La source chaude (fig. 2a) est constituée par une charge à température ambiante T_0 . Elle ramène à l'entrée du récepteur une température de bruit T_0 quelle que soit la ligne de transmission la reliant au récepteur, et présente au récepteur un coefficient de réflexion Γ_e .

La source froide (fig. 2b) est constituée par une charge à température T_f reliée à l'extrémité 1 d'une ligne de transmission A . L'extrémité 2 de cette ligne est supposée à température ambiante et, dans ces conditions, la température équivalente de bruit de la source à l'extrémité 2 de la ligne A a une valeur T_S supérieure à T_f par suite des pertes de la ligne.

La détermination de T_S en fonction de T_f peut se faire à partir de la connaissance des pertes et de la

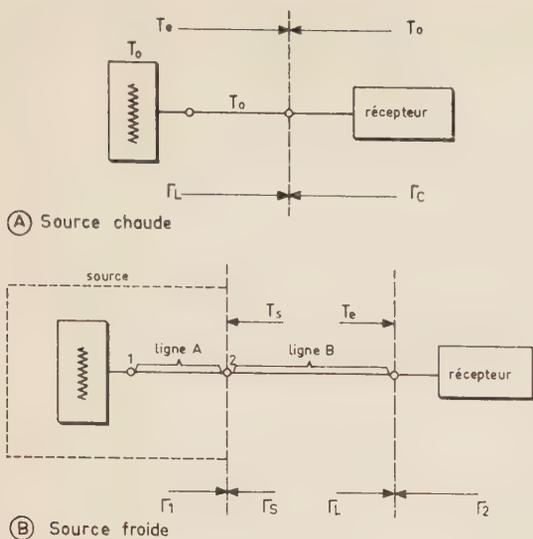


FIG. 2 a et b

répartition de température le long de la ligne 1-2 [1]. Le calcul ne sera pas repris ici.

Enfin, la source présente à son extrémité 2, par rapport à un système de référence, une désadaptation que l'on peut caractériser par un coefficient de réflexion Γ_s .

La source est supposée reliée au récepteur à tester par une ligne de transmission B définie par sa matrice de répartition :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (S_{12} = S_{21}) \quad (7)$$

Le récepteur présente, à son entrée, un coefficient de réflexion Γ_L .

A travers la ligne B, il présente à la source froide un coefficient de réflexion Γ_1 et la source froide lui présente un coefficient de réflexion Γ_2 .

Dans notre exemple d'application, l'étage d'entrée du récepteur est constitué par un amplificateur paramétrique à résistance négative comprenant, à ce titre, un circulateur que l'on supposera « à 4 bornes » (fig. 3) : un tel dispositif comporte une charge sur sa borne IV, ce qui réduit l'interaction entre les bornes III et I et améliore la stabilité.

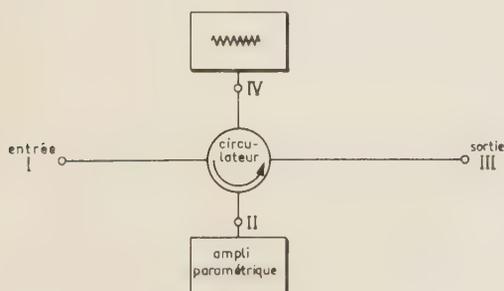


FIG. 3.

Par contre, cette charge constitue une source supplémentaire de bruit dès qu'il y a des désadaptations. Il est alors nécessaire de connaître la température de cette charge.

Le calcul sera effectué ici en supposant cette charge à température ambiante, l'amplificateur pouvant être alors lui-même à température ambiante ou bien comporter un circuit de refroidissement pour la diode seule.

1.4.2. Température de la charge chaude

Compte tenu de la désadaptation entre la charge et le récepteur, la température équivalente de bruit de la charge, vue du récepteur est [1] :

$$T'_c = \frac{T_0(1-|\Gamma_L|^2)(1-|\Gamma_c|^2)}{|1-\Gamma_c\Gamma_L|^2} \quad (8)$$

De plus, le bruit injecté dans le récepteur comprend le bruit venant de la charge IV et réfléchi sur la borne I par suite de la désadaptation. La charge IV étant à température T_0 , le bruit de cette charge, transmis vers la source, représente une température égale à T'_c . La portion réfléchiée vers la borne II est donc $T_0 - T'_c$.

La température équivalant au bruit total injecté dans le système est :

$$T_1 = T'_c + (T_0 - T'_c) = T_0$$

1.4.3. Température de la charge froide

Les coefficients de réflexion Γ_1 et Γ_2 présentés à la source et au récepteur respectivement (fig. 2a) peuvent s'exprimer en fonction de $[S]$ et des coefficients de réflexion Γ_s et Γ_L de la source et du récepteur. On obtient [2] :

$$\Gamma_1 = S_{11} + \frac{S_{21}^2 \Gamma_L}{1 - S_{22} \Gamma_L} \quad (9)$$

$$\Gamma_2 = S_{22} + \frac{S_{21}^2 \Gamma_s}{1 - S_{11} \Gamma_s}$$

La température équivalant au bruit ramené de la source injecté dans le récepteur s'écrit alors [1] :

$$T'_s = (1-|\Gamma_L|^2) \left[\frac{(T_s - T_0)(1-|\Gamma_s|^2)|S_{21}|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_s|^2 |1 - \Gamma_2\Gamma_L|^2} + (1-|\Gamma_L|^2) T_0 \frac{1-|\Gamma_2|^2}{|1 - \Gamma_2\Gamma_L|^2} \right] \quad (10)$$

La température équivalant au bruit ramené de la charge IV du circulateur par réflexion sur la borne I est :

$$T_0 - T'_c = T_0 - \frac{T_0(1-|\Gamma_L|^2)(1-|\Gamma_2|^2)}{|1 - \Gamma_2\Gamma_L|^2} \quad (11)$$

La température équivalant au bruit total injecté dans le système est alors :

$$T_2 = T'_s + T_0 - T'_c$$

soit :

$$T_2 = \frac{(T_s - T_0)(1 - |\Gamma_s|^2)(1 - |\Gamma_L|^2)|S_{21}|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_s|^2|1 - \Gamma_2\Gamma_L|^2} + T_0 \quad (12)$$

et, compte tenu de l'erreur de mesure sur chacun de ces modules, on peut écrire, en supposant

$$|\Gamma_{s\max}| < |\Gamma_{L\min}|,$$

ce qui sera le cas usuel pour une bonne charge :

$$\frac{(1 - |\Gamma_{s\max}|^2)(1 - |\Gamma_{L\max}|^2)|S_{21\min}|^2}{(1 + |S_{11\max}|\Gamma_{s\max})^2(1 + |\Gamma_{2\max}|\Gamma_{L\max})^2} \leq \alpha \leq \frac{(1 - |\Gamma_{L\min}|^2)|S_{21\max}|^2}{(1 - |\Gamma_{2\max}|\Gamma_{L\min})^2} \quad (15)$$

Posons :

$$\alpha = \frac{(1 - |\Gamma_s|^2)(1 - |\Gamma_L|^2)|S_{21}|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_s|^2|1 - \Gamma_2\Gamma_L|^2}$$

$$T_2 = \alpha(T_s - T_0) + T_0 = (1 - \alpha)T_0 + \alpha T_s \quad (13)$$

1.4.4. Résultat et précision de la mesure

La mesure donne :

$$T_e = \frac{T_1 - Y T_2}{Y - 1}$$

soit :

$$T_e = \frac{T_0 - (1 - \alpha)Y T_0 - \alpha Y T_s}{Y - 1}$$

En différentiant, on a :

$$dT_e = \frac{1 - Y(1 - \alpha)}{Y - 1} dT_0 - \frac{\alpha Y}{Y - 1} dT_s + \alpha \frac{(T_0 - T_s)}{(Y - 1)^2} Y \frac{dY}{Y} + \frac{Y}{Y - 1} (T_0 - T_s) d\alpha$$

d'où l'erreur maximale ΔT_e en fonction des erreurs maximales sur les différents paramètres :

$$\Delta T_e = \frac{1 - Y(1 - \alpha)}{Y - 1} \Delta T_0 + \frac{\alpha Y}{Y - 1} \Delta T_s + \frac{\alpha(T_0 - T_s)}{(Y - 1)^2} Y \frac{\Delta Y}{Y} + \frac{Y}{Y - 1} (T_0 - T_s) \Delta \alpha \quad (14)$$

Si l'on compare cette formule avec la formule (4) qui correspond au cas où $\alpha = 1$, on voit que la présence de α diminue légèrement les termes de la somme (4), mais introduit un terme supplémentaire dû à l'erreur sur la détermination de α . α fait intervenir les coefficients Γ_s , Γ_L , S_{12} , S_{11} , Γ_2 dont les modules sont tous mesurables.

On peut écrire :

$$\frac{(1 - |\Gamma_s|^2)(1 - |\Gamma_L|^2)|S_{21}|^2}{(1 + |S_{11}|\Gamma_s)^2(1 + |\Gamma_2|\Gamma_L)^2} \leq \alpha \leq \frac{(1 - |\Gamma_s|^2)(1 - |\Gamma_L|^2)|S_{21}|^2}{(1 - |S_{11}|\Gamma_s)^2(1 - |\Gamma_2|\Gamma_L)^2}$$

soit : $\alpha' \leq \alpha \leq \alpha''$

Dans ces conditions, on peut écrire :

$$\alpha = \frac{\alpha' + \alpha''}{2}$$

avec une erreur maximale :

$$\Delta \alpha = \frac{\alpha'' - \alpha'}{2}$$

1.4.5. Exemple d'application

La difficulté de réalisation de mesures précises sera illustrée par un exemple supposant des éléments de grande qualité, mesurés eux-mêmes avec grande précision.

$$\begin{aligned} |\Gamma_s| &= 0,02 \pm 0,005 & (\text{TOS} = 1,04 \pm 0,01) \\ |\Gamma_L| &= 0,05 \pm 0,005 & (\text{TOS} = 1,1 \pm 0,01) \\ |S_{11}| = |S_{22}| &= 0,02 \pm 0,005 & (\text{TOS} = 1,04 \pm 0,01) \\ |S_{21}|^2 &= 0,97 \pm 0,005 & (\text{Pertes d'insertion de la ligne :} \\ & & 0,13 \text{ dB} \pm 0,02 \text{ dB}) \\ |\Gamma_2| &= 0,03 \pm 0,005 & (\text{TOS} = 1,06 \pm 0,01) \\ T_f &= 77 \text{ }^\circ\text{K} \pm 0,5 \text{ }^\circ\text{K} \\ T_0 &= 290 \text{ }^\circ\text{K} \pm 1 \text{ }^\circ\text{K} \\ T_s &= 79 \text{ }^\circ\text{K} \pm 1 \text{ }^\circ\text{K} \end{aligned}$$

Y sera supposé mesuré à $\pm 0,02$ dB près, soit avec une erreur : $\frac{\Delta Y}{Y} \approx 0,5$ %. Dans ces conditions, on aura :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,966 & T_1 &= 290 \text{ }^\circ\text{K} \\ \Delta \alpha &= 0,010 & T_2 &= 87,2 \text{ }^\circ\text{K}. \end{aligned}$$

En reprenant les valeurs déjà envisagées au § 1.3, on aura :

Pour :

$$T_e = 150^\circ\text{K} \quad Y \simeq 1,85 \quad \Delta T_e = 1,1^\circ + 2,1^\circ + 2,6^\circ + 4,6^\circ = 10,4^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_e}{T_e} \simeq 7 \%$$

$$T_e = 100^\circ\text{K} \quad Y \simeq 2,1 \quad \Delta T_e = 0,85^\circ + 1,85^\circ + 1,77^\circ + 4,03^\circ = 8,5^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_e}{T_e} \simeq 8,5 \%$$

$$T_e = 60^\circ\text{K} \quad Y \simeq 2,4 \quad \Delta T_e = 0,66^\circ + 1,66^\circ + 1,25^\circ + 3,62^\circ \approx 7,2^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_e}{T_e} \simeq 12 \%$$

$$T_e = 30^\circ\text{K} \quad Y \simeq 2,75 \quad \Delta T_e = 0,52^\circ + 1,52^\circ + 0,92^\circ + 3,32^\circ \approx 6,3^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_e}{T_e} \simeq 21 \%$$

Les différents termes indiqués dans ΔT_e représentent les contributions respectives des termes ΔT_0 , ΔT_s , $\frac{\Delta Y}{Y}$ et $\Delta \alpha$.

On voit l'influence considérable des désadaptations, le terme dû à $\Delta \alpha$ devenant prépondérant lorsque l'on veut mesurer des températures de bruit très faibles. Il y a donc lieu de minimiser $\Delta \alpha$, ce qui impose :

— de soigner le montage afin de diminuer les désadaptations,

— de soigner les mesures afin de connaître ces désadaptations avec grande précision.

2. Mesure à l'aide d'un tube de bruit

2.1. PRINCIPE DE LA MESURE

La source de bruit est constituée par un tube à décharge couplé à une ligne de transmission, l'ensemble présentant à la sortie une impédance adaptée au système de référence lorsque le tube est éteint ou lorsqu'il est allumé.

Avec le tube éteint (température ambiante T_0), le niveau de bruit de sortie, détecté dans le récepteur, est proportionnel à $T_e + T_0$, pour une atténuation A_1 .

Avec le tube allumé (température de bruit T_b), on règle l'atténuation à une valeur A_2 pour retrouver le niveau initial. Le bruit est alors proportionnel à $T_b + T_e$.

Posant : $Y = \frac{A_2}{A_1}$, on a : $Y = \frac{T_b + T_e}{T_0 + T_e}$,

d'où : $T_e = \frac{T_b - Y T_0}{Y - 1}$.

On pose généralement :

$p = \frac{T_b}{T_0} - 1$ (puissance de bruit relative en excès),

ce qui permet d'écrire :

$$T_e = T_0 \left(\frac{p}{Y - 1} - 1 \right) \quad (16)$$

2.2. MISE EN ŒUVRE

Les mesures sont effectuées en utilisant par exemple un tube à décharge dans l'argon, couplé à un guide

d'ondes, ce qui fournit une puissance de bruit de l'ordre de 15,2 à 16 dB suivant le tube et le couplage, donc suivant la bande de fréquences.

2.3. EXAMEN THÉORIQUE DE LA PRÉCISION DE LA MESURE

On a d'après (16) :

$$\frac{dT_e}{T_e} = \frac{dT_0}{T_0} + \frac{T_0}{T_e} \frac{1}{Y-1} dp - \frac{T_0}{T_e} \frac{p}{(Y-1)^2} dY \quad (17)$$

d'où :

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{\Delta T_0}{T_0} + \left(1 + \frac{T_0}{T_e} \right) \left(\frac{\Delta p}{p} + \frac{Y}{Y-1} \frac{\Delta Y}{Y} \right) \quad (18)$$

On voit que :

— la précision relative sur T_e est moins bonne que la précision relative sur p , c'est-à-dire la précision d'étalonnage du tube,

— la précision relative sur T_e est d'autant plus mauvaise que T_e est petit devant T_0 .

Par exemple, les tubes commercialisés sont fournis avec une précision de $\pm 0,25$ dB, soit $\frac{\Delta p}{p} \cong 6 \%$.

Dans ces conditions, en négligeant toutes les autres causes d'erreurs, on aurait :

T_e	$\frac{\Delta T_e}{T_e} \cong \left(1 + \frac{T_0}{T_e} \right) \frac{\Delta p}{p}$	ΔT_e
290 °K	12 %	$\geq 35^\circ\text{K}$
150 °K	18 %	27 °K
100 °K	23 %	23 °K
60 °K	35 %	21 °K
30 °K	60 %	18 °K

Pour améliorer la précision de la mesure, il apparaît nécessaire de procéder à un étalonnage particulier du tube utilisé. Un tel étalonnage peut être effectué,

par exemple, à partir d'une charge froide, suivant la méthode décrite en [2]. Mais l'emploi d'un matériel élaboré ne peut guère permettre d'obtenir une précision meilleure que $\pm 0,1$ dB, soit $\Delta p/p = 2,5\%$, valeur fournie par le service de calibration du National Bureau of Standards [3].

Dans ces conditions, déterminons les précisions théoriques auxquelles on peut s'attendre suivant la température de bruit à mesurer.

Avec $\Delta T_0 = 1^\circ\text{K}$ et $\frac{\Delta Y}{Y} = 0,5\%$, on aura :

T_c	$\frac{\Delta T_e}{T_e}$ en %	ΔT_e
290°K	$0,3 + 2 [2,5 + 0,5] \cong 6,3$	18°K
150°K	$0,3 + 3 [2,5 + 0,5] \cong 9,3$	14°K
100°K	$0,3 + 3,9 [2,5 + 0,5] \cong 12,8$	12°K
60°K	$0,3 + 5,8 [2,5 + 0,5] \cong 18$	11°K
30°K	$0,3 + 10,7 [2,5 + 0,5] \cong 33$	10°K

La précision théorique est donc beaucoup plus mauvaise que pour la méthode de la charge froide en dépit d'un étalonnage nécessitant, lui aussi, une charge froide. En fait, l'intérêt du tube de bruit apparaîtra plus clairement dans la troisième méthode.

3. Mesure avec tube de bruit. Utilisation d'un coupleur directif

3.1. PRINCIPE DE LA MESURE [4]

Le tube de bruit est masqué par un coupleur directif.

Soient : c le coefficient de couplage du coupleur et T la température de la charge d'entrée.

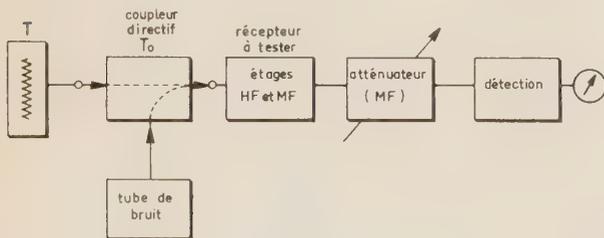


FIG. 4.

Avec le tube éteint et une atténuation A_1 , le niveau de sortie est proportionnel à $T_e + T_0c + T(1-c)$.

Avec le tube allumé (température de bruit T_b), on règle l'atténuation à une valeur A_2 pour retrouver le même niveau de sortie.

En posant : $Y = \frac{A_2}{A_1}$

$$\text{on aura : } Y = \frac{T_e + T_b c + T(1-c)}{T_e + T_0 c + T(1-c)} \quad (19)$$

$$\text{d'où l'on tire, en posant : } \frac{T_b}{T_0} - 1 = p,$$

$$T_e = T_0 \frac{pc}{Y-1} - T - (T_0 - T)c \quad (20)$$

3.2. MISE EN ŒUVRE

Il est essentiel d'utiliser un coupleur présentant une directivité élevée et de faibles pertes par dissipation.

Pour $T = T_0$, on obtiendrait $T_e = T_0 \left(\frac{pc}{Y-1} - 1 \right)$ c'est-à-dire une relation très semblable à celle obtenue pour la méthode II. Pratiquement, il est plus intéressant de prendre $T < T_0$, ce qui permet d'améliorer la précision de la mesure par rapport à la méthode II (voir 3.3. ci-après).

Mais pour que (20) ne soit pas la différence de termes importants, on est alors amené à prendre c faible ($c = 0,01$ par exemple, soit un couplage de 20 dB) ce qui restreint l'emploi de la méthode aux valeurs de T_e faibles.

3.3. PRÉCISION DE LA MESURE

Pour $c = 0,01$ et $T < T_0$, le terme $(T_0 - T)c = t$ sera de l'ordre de 2°K au maximum et peut donc être connu avec une bonne précision absolue.

On peut écrire :

$$T_e = T_1 + t \quad (21)$$

$$\text{avec : } T_1 = T_0 \frac{pc}{Y-1} - T$$

On aura :

$$dT_1 = \frac{pc}{Y-1} dT_0 + \frac{cT_0}{Y-1} dp + \frac{pT_0}{Y-1} dc - \frac{pcT_0}{(Y-1)^2} dY - dT$$

d'où :

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} \approx \frac{\Delta T_1}{T_1} = \left(1 + \frac{T}{T_e} \right) \left(\frac{\Delta T_0}{T_0} + \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta c}{c} + \frac{\Delta Y}{Y-1} \right) + \frac{\Delta T}{T_e} \quad (22)$$

On voit apparaître le terme $1 + \frac{T}{T_e}$, qui montre l'intérêt d'utiliser une charge refroidie.

Par exemple, pour $T = 77^\circ\text{K} \pm 1\%$, on aurait, en supposant $\frac{\Delta p}{p} = 2,5\%$ et $\frac{\Delta c}{c} = 1\%$:

T_c	$\frac{\Delta T_c}{T_c}$ en %
290 °K	$1,27[0,3+2,5+1+2,5]+0,3 = 8,3$
150 °K	$1,5 [0,3+2,5+1+1,6]+0,5 = 8,6$
100 °K	$1,77[0,3+2,5+1+1,4]+0,8 = 10$
60 °K	$2,28[0,3+2,5+1+1,2]+1,3 = 12,7$
30 °K	$3,56[0,3+2,5+1+1,1]+2,6 = 20$

En pratique, la charge d'entrée peut être constituée par l'antenne, de température de bruit $T = T_a$. La méthode permet de mesurer la température de bruit T_s du système complet antenne + récepteur en fonctionnement.

On a, en effet :

$$T_s = T_a + T_c = T_a + T_1 + t = \frac{pc}{Y-1} T_0 + t \quad (23)$$

d'où :

$$\frac{\Delta T_s}{T_s} \cong \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta c}{c} + \frac{\Delta T_0}{T_0} + \frac{\Delta Y}{Y-1} \quad (24)$$

Par exemple, avec $\frac{\Delta p}{p} = 6 \%$ ($\pm 0,25$ dB),

on aura (pour $p \cong 15,3$ dB) :

T_s	$\frac{\Delta T_s}{T_s}$ en %
290 °K	$6+1+0,3+2 \cong 9,5$
150 °K	$6+1+0,3+1,3 \cong 8,7$
100 °K	$6+1+0,3+1 \cong 8,3$
60 °K	$6+1+0,3+0,8 \cong 8,1$
30 °K	$6+1+0,3+0,7 \cong 8$

Il est à noter que la précision n'est pas détériorée pour les faibles valeurs de T_s .

4. Comparaison des différentes méthodes

Les méthodes exposées peuvent être comparées en reportant sur un graphique la précision que donne chacune d'elles suivant la température de bruit à mesurer, en fonction de l'imprécision sur les températures de bruit des sources utilisées et de l'erreur sur les mesures d'atténuation en moyenne fréquence.

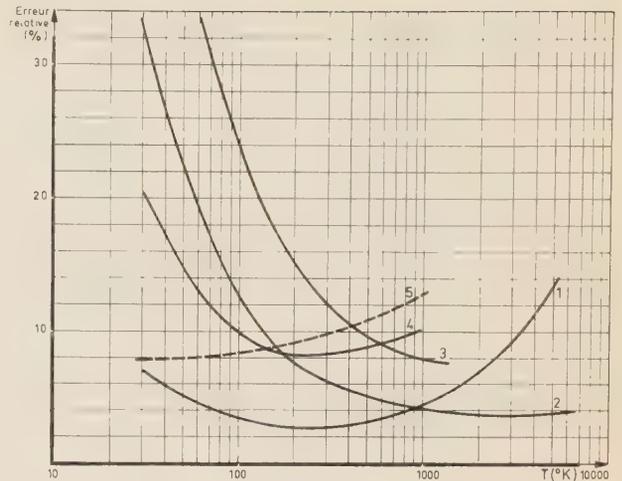


Fig. 5. — 1 - Charges à 290 °K ± 1 °K et 77 °K $\pm 0,5$ °K
 2 - Tube de bruit étalonné à 0,1 dB
 3 - Tube de bruit courant
 4 - Tube étalonné avec coupleur et charge à 77 °K
 5 - Température de bruit du système avec tube de bruit courant, coupleur et charge à 77 °K
 (Mesures d'atténuation à $\pm 0,02$ dB)

On obtient les courbes de la figure 5.

— Courbe 1 : Charges à 290 °K ± 1 °K et 77 °K $\pm 0,5$ °K.

— Courbe 2 : Tube de bruit spécialement étalonné

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \cong 0,1 \text{ dB}\right).$$

— Courbe 3 : Tube de bruit courant

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \cong 0,25 \text{ dB}\right).$$

— Courbe 4 : Tube de bruit étalonné et coupleur avec charge à 77 °K.

— Courbe 5 : Tube de bruit courant et coupleur. Température de bruit du système.

Ces courbes supposent des adaptations parfaites entre les éléments. L'effet des désadaptations peut être évalué à titre indicatif à partir des résultats indiqués en 1.4.5. (méthode des charges). On obtient les courbes de la figure 6.

— Courbe 1 : Charges à 290 °K ± 1 °K et 77 °K $\pm 0,5$ °K avec adaptations parfaites.

— Courbe 2 : Mêmes charges, compte tenu des désadaptations résiduelles. Il faut souligner que la courbe 2 suppose cependant des désadaptations très faibles et mesurées avec grande précision, ce qui nécessite un équipement de laboratoire de haute qualité. De plus, elle néglige l'influence de la stabilité de l'ensemble, qui conditionne en fait les résultats obtenus, comme l'expose l'article de M. GRANGEON (page 53).

On voit donc apparaître l'extrême difficulté d'obtenir des précisions meilleures que 10 % pour des tem-

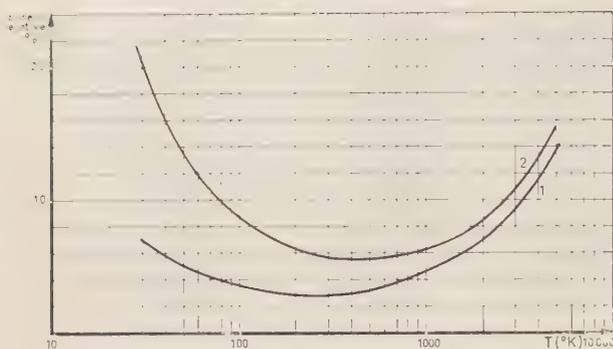


FIG. 6. — Mesures avec charges à $290\text{ °K} \pm$ et $77\text{ °K} \pm 0,5\text{ °K}$
 1 - Éléments parfaitement adaptés
 2 - Avec désadaptations résiduelles

pératures de bruit inférieures à 100 °K , la précision diminuant avec la quantité à mesurer.

La méthode du tube de bruit est la moins précise pour les mesures absolues, mais elle conserve son utilité en laboratoire pour les mesures relatives, la sensibilité du système dépendant de la chaîne de réception et non de la source de bruit. Si l'on peut détecter des écarts de $0,02\text{ dB}$, soit $0,5\%$, cela revient à apprécier une variation de $0,5\%$ sur $T_e + T_0$, soit une variation de l'ordre de 2 °K sur T_e (hormis la stabilité du système).

La méthode du tube de bruit associée à un coupleur et une charge refroidie est intéressante pour connaître la température de bruit totale d'un système en fonctionnement (antenne + récepteur).

La méthode des charges (chaude et froide) est la seule permettant la mesure absolue de la température de bruit d'un récepteur avec une précision acceptable, mais avec une charge refroidie à l'azote liquide, il est déjà difficile d'obtenir une précision de 10% sur

des températures de bruit de l'ordre de 60 °K . Une amélioration de la précision aux faibles températures de bruit nécessite alors l'emploi d'équipements plus complexes, comme l'utilisation d'une charge refroidie à l'hélium liquide. Cette méthode paraît justifiée si la chaîne à tester comporte elle-même l'utilisation d'hélium liquide (par exemple pour un maser), mais elle constitue une complexité supplémentaire dans le cas de préamplificateurs fonctionnant à température ambiante ou à la température de l'azote liquide.

Le travail que nous avons présenté a été effectué dans le cadre de l'étude d'un amplificateur paramétrique à faible bruit, dans la bande des 4 GHz . Cette étude, actuellement en cours à la Compagnie Française THOMSON-HOUSTON, fait l'objet d'un contrat passé par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais, qui a bien voulu autoriser la publication de cet article.

Nous remercions MM. DEMAN, ILLIS et MICHAUD pour les conseils qu'ils ont bien voulu nous donner au cours de cette étude.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] WELLS J.S., DAYWITT W.C. & MILLER C.K.S. — Measurement of effective temperatures of microwave noise sources. 1962 *IRE International Convention Record*. Part 3, p. 220 à 238.
- [2] MUKAIHATA T., WALSH B.L. Jr, BOITJER M.F. & ROBERTS E.B. — Subtle differences in system noise measurements and calibration of noise standards. *IRE Trans. on MTT*. Novembre 1962, p. 506 à 516.
- [3] Notes on the Excess noise ratio of a gas discharge noise tube. Informations techniques Magnetic AB.
- [4] STELZRIED C.T. — Improvement in the performance of an automatic noise figure meter with a liquid-nitrogen-cooled termination. *Proc. of the IRE*. Décembre 1961, p. 1963.

ÉVOLUTION DU TUBE A PROPAGATION D'ONDES A FAIBLE BRUIT

PAR

P. DELPHIN

Ingénieur à la CSF

Centre d'Etudes de Physique et d'Electronique Corpusculaires

1. Introduction

Au cours de la dernière décennie, de nombreux laboratoires ont porté leur effort de recherche sur les différents systèmes d'amplification à faible facteur de bruit fonctionnant dans le domaine des micro-ondes. La diminution du bruit propre des récepteurs prend en effet une importance considérable dans tous les problèmes de transmission à grande distance, lorsque l'on désire réduire la puissance d'émission ou augmenter la portée. A ce titre, le radar, les relais hertziens, les communications spatiales, la radiométrie sont intéressés par ces problèmes. Parmi les récepteurs hyperfréquences, les tubes à propagation d'ondes à faible bruit ont progressé de façon continue depuis leur apparition en 1949, et donnent maintenant, pour des bandes très larges et des gains élevés, des températures équivalentes qui sans être aussi faibles que celles des systèmes à état solide sont néanmoins intéressantes pour des raisons qui apparaissent clairement dans l'étude des applications. Plus récemment les amplificateurs paramétriques à faisceaux électroniques de ADLER [1] ont permis d'atteindre des températures propres très basses grâce aux propriétés intéressantes des ondes rapides, mais une certaine complexité de structure et leur bande passante relativement étroite ont limité leur emploi à des applications très particulières qui ne seront pas évoquées ici.

L'amélioration des performances des tubes à propagation d'ondes à faible bruit fut en vérité assez lente. Les premiers résultats obtenus par RCA en 1949 (16 dB) ont marqué le début d'une série de progrès surtout technologiques concernant l'hélice, la cathode, le canon. En 1952 des facteurs de bruit inférieurs à 10 dB étaient réalisés dans différents laboratoires [2, 3] pendant que la théorie du canon à trois régions, théorie reposant sur l'aspect linéaire du faisceau au-delà du minimum de potentiel, prévoyait un facteur de bruit optimal de 6 dB environ. Cette prédiction devait être bientôt contestée puisque RCA annonçait en 1956 sur une série de tubes 6861 des valeurs de facteur de bruit de l'ordre de 5 dB [4]. L'introduction des corrélations entre les fluctuations

de vitesse et de courant au niveau du minimum de potentiel voisin de la cathode permit alors l'élaboration de théories expliquant cette réduction du facteur de bruit [5, 6, 7] sans mettre en évidence une température minimale de bruit. Prudence justifiée, car en 1958 un nouveau type de canon à wehnelt positif, mettant à profit les corrélations vitesse-courant par un allongement de la région à faible potentiel, donnait une température propre de faisceau de l'ordre de 200 °K [8, 9] pour un facteur de bruit terminal de 3,5 dB en bande S. Depuis cette époque, les raffinements apportés au canon de Currie, l'amélioration des cathodes et d'autres perfectionnements ont permis de réduire encore cette température de bruit. L'importance accrue des pertes de l'hélice par rapport au bruit propre du faisceau a conduit alors les expérimentateurs à refroidir dans l'azote liquide le tube et, par la même occasion, le solénoïde de focalisation. Des facteurs de bruit terminaux inférieurs à 2 dB ont été obtenus par cette méthode [10]. Enfin très récemment, en 1964 [11], grâce à des champs magnétiques élevés, la firme RCA a pu annoncer 1 dB de facteur de bruit terminal et une température de faisceau de 50 °K. Ce résultat, spectaculaire puisqu'il permet au tube à onde progressive d'accéder aux températures de bruit réservées jusqu'ici aux amplificateurs paramétriques à varactors, n'est cependant qu'expérimental.

La lenteur relative de ces progrès est justifiée par l'extrême complexité des phénomènes de bruit au niveau de la cathode. Tout mode de calcul, même très élaboré, ne peut être qu'une grossière approximation des structures réelles. Les tendances générales ont été prévues par la théorie mais l'amélioration des tubes est due en majeure partie à une recherche expérimentale.

Les principes, même dans leur forme la plus simple, conduisent à des limitations qui prennent un intérêt particulier dans les cas extrêmes, par exemple aux longueurs d'ondes millimétriques.

Les résultats obtenus à titre expérimental ont, bien entendu, contribué à faire progresser les tubes

de série dont les performances sont maintenant intéressantes pour de nombreuses applications. En effet, le tube à onde progressive possède des caractéristiques très différentes de celles des amplificateurs à état solide, en particulier en ce qui concerne le gain, la bande passante, le découplage, la résistance aux signaux forts. Ces propriétés doivent être prises en considération dans les applications pratiques et permettent d'orienter le choix du récepteur vers le tube ou l'amplificateur paramétrique. A titre d'exemple, on peut citer la simplification des circuits d'entrée des récepteurs de radar dans le cas d'une amplification HF par tube à onde progressive. L'un des tubes éclateurs du diplexeur peut, en général, être supprimé car l'hélice du TPO peut supporter des puissances importantes. Il en résulte une diminution des pertes du circuit d'entrée.

C'est donc en étudiant les principes et les limitations de ces amplificateurs que l'on pourra envisager l'évolution future de leurs performances et de leurs applications.

2. Principes

2.1. LES ONDES DU FAISCEAU

Les propriétés fondamentales de l'amplification en régime linéaire dans les tubes à propagation d'ondes peuvent être facilement interprétées en partant du concept d'ondes de charge d'espace. Ces ondes peuvent être introduites dans un modèle très simple de faisceau unidimensionnel monocinétique se propageant dans la direction z avec une vitesse moyenne u_0 et une densité moyenne de charge ρ_0 . Il est assez facile de montrer par la résolution des équations de Maxwell que l'on peut, dans ce cas, exciter deux ondes caractérisées par un champ électrique longitudinal variable E_z et des vitesses voisines de u_0 [12]:

$$v = \frac{u_0}{1 \pm \frac{\omega_p}{\omega}}$$

La pulsation de plasma ω_p étant définie par

$$\omega_p^2 = \frac{e}{m} \frac{\rho_0}{\varepsilon_0}$$

Lorsque ces ondes sont excitées à la fréquence $\omega/2\pi$, la partie alternative \tilde{u} de la vitesse où la tension cinétique \tilde{V} associée:

$$e\tilde{V} = mu_0\tilde{u},$$

et la partie alternative \tilde{i} du courant sont de la forme:

$$\tilde{V} = \sqrt{\frac{2}{Y_0}} \left(a_1 e^{-j\left(\frac{\omega - \omega_p}{u_0}\right)z} - a_2 e^{-j\left(\frac{\omega + \omega_p}{u_0}\right)z} \right),$$

$$\tilde{i} = \sqrt{2Y_0} \left(a_1 e^{j\left(\frac{\omega - \omega_p}{u_0}\right)z} + a_2 e^{-j\left(\frac{\omega + \omega_p}{u_0}\right)z} \right).$$

Les amplitudes a_1 de l'onde rapide et a_2 de l'onde lente sont normalisées pour la valeur de Y_0 :

$$Y_0 = \frac{I_0}{2V_0} \frac{\omega_p}{\omega},$$

où I_0 et V_0 sont respectivement la densité de courant et la tension moyennes du faisceau.

Ces deux ondes, que l'on appelle lente ou rapide suivant que leur vitesse v est plus petite ou plus grande que la vitesse moyenne u_0 ont des propriétés très différentes. En effet, si l'on considère les amplitudes normalisées a_1 et a_2 , la « puissance cinétique » du faisceau définie par CHU [13] a pour valeur:

$$P = \frac{1}{2} R_c V_i^* = |a_1|^2 - |a_2|^2.$$

Cette expression sera utilisée dans le calcul du facteur de bruit sous une forme légèrement différente.

L'excitation de l'une ou l'autre de ces ondes conduit donc à des puissances cinétiques de signes différents et, pour cette raison, il est possible de parler d'« énergie positive » pour l'onde rapide et d'« énergie négative » pour l'onde lente. La considération de ces énergies permet d'aborder l'étude des amplificateurs à faisceaux électroniques sous un angle très général.

L'onde lente peut être utilisée dans un amplificateur puisque, pour l'exciter, on recueille de l'énergie. En revanche, il est impossible de diminuer l'excitation de cette onde par un système passif, qui ne peut qu'absorber de l'énergie. L'application de ce principe est faite dans l'amplificateur à paroi résistive, dans lequel un faisceau cède de l'énergie en passant au voisinage d'une couche absorbante. L'onde lente se trouve alors progressivement excitée et on peut recueillir un signal amplifié. Cet amplificateur très simple n'est pas utilisé car son rendement est très faible, beaucoup de puissance étant dissipée dans la paroi résistive. Dans un tube à onde progressive, cette propriété intéressante de l'onde lente de plasma est mise à profit pour amplifier le signal, mais en revanche il est facile de voir que la puissance de bruit transportée par le faisceau ne peut pas être absorbée par un système passif, au moins dans la région monocinétique linéaire. Toute recherche dans ce sens ne peut aboutir qu'à un accroissement de la puissance cinétique de bruit qui, dans le meilleur des cas, reste constante.

L'onde rapide à énergie positive échappe naturellement à cette règle et peut céder son énergie à un système passif. Il est donc possible de la « refroidir » en diminuant la puissance de bruit qu'elle transporte. Cette onde, séduisante a priori pour réaliser des amplificateurs à faible bruit, ne peut être utilisée dans ce but que dans un dispositif paramétrique trouvant l'énergie nécessaire à l'amplification dans une source hyperfréquence de fréquence différente. En fait dans ces amplificateurs développés par

ADLER [1], on utilise une onde rapide cyclotron. Le bruit de ces amplificateurs peut être très faible.

Dans un tube à propagation d'ondes, on réalise un couplage électromagnétique entre l'onde lente d'un faisceau d'électrons et l'onde directe d'un circuit. Ces deux ondes sont couplées fortement lorsque leurs vitesses sont égales, mais on doit en toute rigueur considérer aussi l'onde rapide du faisceau et l'onde inverse du circuit. Parmi les quatre ondes résultantes, une seule est fortement amplifiée grâce aux propriétés d'énergie cinétique négative de l'onde lente. En revanche, comme on l'a remarqué plus haut, il n'est pas possible de débarrasser cette onde de son bruit.

2.2. LA RÉGION MONOCINÉTIQUE

Les sources de bruit d'un tube à progression d'ondes sont donc les fluctuations de vitesse et de courant du faisceau, les pertes du circuit, l'interception d'une partie des électrons par les électrodes et l'hélice et les perturbations apportées par les électrons secondaires. Les deux premières sources sont accessibles au calcul, au moins d'une façon approximative, et sont plus importantes que les deux autres.

Il est possible de calculer d'une façon assez simple le facteur de bruit minimal d'un tube à onde progressive en supposant que les fluctuations de vitesse des électrons sont faibles devant la vitesse moyenne du faisceau. Dans un tel régime linéaire, la notion d'ondes lente et rapide définie plus haut a un sens; on peut alors assimiler le canon à faible bruit à un quadripôle et la région d'interaction circuit-faisceau, à un octopôle.

En effet si on suppose qu'il n'existe dans le canon aucun échange d'énergie avec l'extérieur et en particulier si aucun élément absorbant n'est placé au voisinage immédiat du faisceau, on peut relier les amplitudes normalisées b_i des ondes à la sortie du canon aux amplitudes a_i de ces ondes à l'entrée par une matrice M :

$$b = Ma.$$

Le canon reçoit une onde rapide d'amplitude a_1 et une onde lente d'amplitude a_2 de sorte que la matrice M est du second ordre (fig. 1). La puissance cinétique

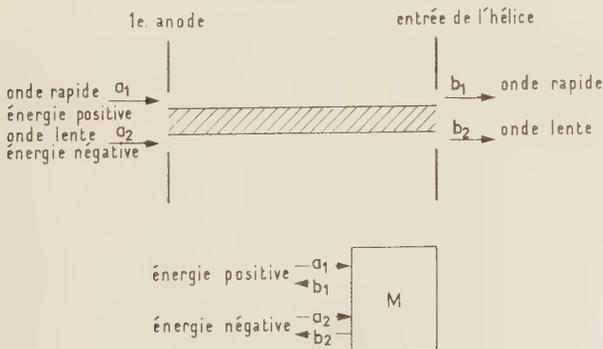


FIG. 1. — Quadripôle équivalent du canon à faible bruit dans la région monocinétique.

P transportée par ces ondes est écrite aisément par l'intermédiaire d'une matrice de parité destinée à

distinguer les ondes à énergie négative des ondes à énergie positive. Dans le cas présent:

$$P = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$$

La conservation de la puissance cinétique dans le canon aura donc une écriture simple:

$$b^+Pb = a^+Pa$$

qui entraîne la condition:

$$M^+PM = P \tag{1}$$

En réalité, les grandeurs A_i et B_i qui représentent des ondes de bruit sont des fonctions aléatoires du temps dont on fait l'analyse harmonique en introduisant les densités spectrales dont le produit par $4\pi\Delta f$ correspond à la puissance de bruit transportée par une onde:

$$N_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} \overline{a_{iT}(\omega)a_{iT}^*(\omega)} 4\pi\Delta f \tag{2}$$

$a_{iT}(\omega)$ étant les transformées de Fourier des amplitudes normalisées définies entre $-T$ et $+T$.

Ces densités spectrales sont en général rassemblées dans des matrices caractéristiques de bruit définies par:

$$A = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} \overline{a_T(\omega)a_T^+(\omega)}, \tag{3}$$

$$B = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} \overline{b_T(\omega)b_T^+(\omega)}.$$

Ces matrices sont reliées par la transformation linéaire du canon:

$$B = MAM^+, \tag{4}$$

qui, jointe à la conservation de la puissance cinétique imposée par le théorème de Chu sous la forme (1), permet de trouver la condition importante:

$$BP = MAPM^{-1}. \tag{5}$$

Cette égalité n'est satisfaite que pour des matrices AP dont le déterminant et la trace sont invariants. On peut donc remplacer l'équation (5) par deux conditions:

$$A_{11} - A_{22} = Cte = \Pi$$

$$|A_{12}|^2 - A_{11}A_{22} = Cte = \frac{1}{4}(\Pi^2 - S^2) \tag{6}$$

Ces termes S et Π sont reliés de façon simple aux moyennes quadratiques des fluctuations d'intensité et de vitesse et à leur corrélation.

Ces conditions font apparaître avec évidence que le canon d'un amplificateur à faible bruit doit permettre d'ajuster deux paramètres du faisceau en supposant que les fluctuations soient bien définies à l'entrée de la région monocinétique.

Dans la région d'interaction où se produit l'amplification, le système se comporte comme un octopôle de matrice G recevant, en plus des ondes de faisceau rapide et lente, une onde d'entrée partiellement réfléchie a_3 , b_3 et une onde de sortie également par-

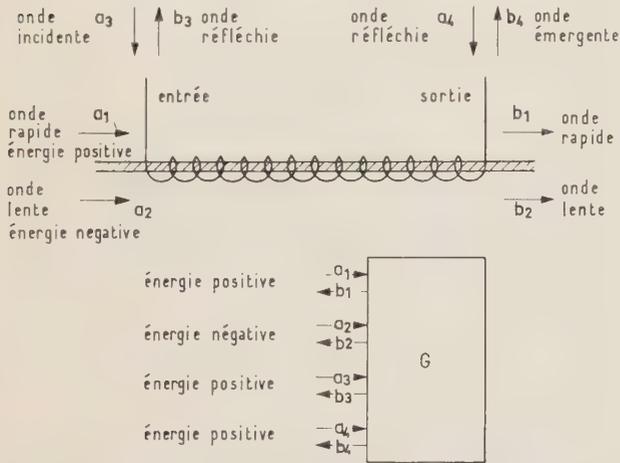


FIG. 2. — Octopôle équivalent de la région d'interaction du tube à ondes progressives. Dans un amplificateur parfaitement adapté ($b_3 = a_4 = 0$) la puissance utile d'entrée est $a_3 a_3^*$ et la puissance de sortie $b_4 b_4^*$.

tiellement réfléchie a_4 , b_4 (fig. 2). Le facteur de bruit est défini de façon classique par :

$$F = 1 + \frac{N_{int}}{N_0} \quad (7)$$

N_0 étant la puissance de bruit produite par un amplificateur équivalent parfait et N_{int} la puissance de bruit provenant des sources internes du tube. On supposera dans ce qui suit que l'amplificateur est parfaitement adapté ($a_4 = b_3 = 0$). Le bruit sortant de l'amplificateur est donc :

$$N = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} b_{4T} b_{4T}^* 4\pi \Delta f \quad (8)$$

$$b_4 = G_{41} a_1 + G_{42} a_2 + G_{43} a_3 \quad .$$

Dans le calcul de N_0 on négligera les fluctuations du faisceau ($a_1 = a_2 = 0$) et dans celui de N_{int} on négligera le bruit thermique incident ($a_3 = 0$).

$$N_0 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} |G_{43}|^2 a_{3T} a_{3T}^* 4\pi \Delta f \quad (9)$$

$$N_{int} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} (G_{41} a_1 + G_{42} a_2)(G_{41} a_1 + G_{42} a_2)^* 4\pi \Delta f$$

On peut donner à ces expressions une forme plus

simple en utilisant la définition de la matrice A donnée en (3) :

$$N_0 = |G_{43}|^2 A_{33} 4\pi \Delta f = K T_0 \Delta f |G_{43}|^2 \quad ,$$

$$N_{int} = (|G_{41}|^2 A_{11} + |G_{42}|^2 A_{22} + G_{41} G_{42}^* A_{12} + G_{42} G_{41}^* A_{12}^*) 4\pi \Delta f \quad .$$

Le facteur de bruit d'un tube à onde progressive est donc :

$$F = 1 + \frac{4\pi}{K T_0} \frac{1}{|G_{43}|^2} (|G_{41}|^2 A_{11} + |G_{42}|^2 A_{22} + G_{41} G_{42}^* A_{12} + G_{42} G_{41}^* A_{12}^*) \quad (10)$$

On peut agir sur la valeur de ce facteur de bruit en modifiant le canon. En effet les conditions (6) ne fixent que deux des quatre paramètres qui définissent le bruit du faisceau et on pourra, par exemple, rechercher les valeurs de $|A_{12}|$ et $\arg A_{12}$ qui minimisent ce facteur de bruit. Ainsi il est facile de voir que :

$$\pi = \arg A_{12} + \arg G_{41} - \arg G_{42} \quad (11)$$

donne la valeur minimale

$$F = 1 + \frac{4\pi}{K T_0} \frac{1}{|G_{43}|^2} (|G_{41}|^2 A_{11} + |G_{42}|^2 A_{22} - 2|G_{41} G_{42}| |A_{12}|)$$

En exprimant maintenant A_{11} et A_{12} en fonction de $|A_{12}|$ grâce aux conditions (6) le facteur de bruit pourra encore être minimisé par une certaine valeur de $|A_{12}|$:

$$|A_{12}| = \left| \frac{G_{42} G_{41}}{|G_{42}|^2 - |G_{41}|^2} \right| S \quad (12)$$

$$F_{min} = 1 + \frac{2\pi S}{K T_0} \frac{||G_{42}|^2 - |G_{41}|^2| - \Pi(|G_{42}|^2 - |G_{41}|^2)}{|G_{43}|^2} \quad (13)$$

Dans un amplificateur sans perte, la matrice de transfert doit obéir à une condition analogue à (4) :

$$GP'G^+ = P' \quad (14)$$

où :

$$P' = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

On trouve en particulier la relation intéressante :

$$|G_{41}|^2 - |G_{42}|^2 + |G_{43}|^2 + |G_{44}|^2 = 1 \quad .$$

En général le gain utilisable est supérieur à l'unité et dans ce cas, $|G_{42}|^2$ est supérieur à $|G_{41}|^2$ ce qui permet d'écrire le facteur de bruit sous la forme :

$$F_{\min} = 1 + \frac{2\pi}{KT_0}(S - \Pi) \left(1 - \frac{1 - |G_{44}|^2}{|G_{43}|^2}\right)$$

On peut toujours adapter la sortie d'un tube à onde progressive stable ($|G_{44}| < 1$) par un quadripôle sans perte. Dans ce cas le gain en puissance utilisable est $G = |G_{43}|^2$ et le facteur de bruit minimal :

$$F = 1 + \frac{2\pi}{KT_0} \left(1 - \frac{1}{G}\right) (S - \Pi) \quad (15)$$

Cette expression permet de définir une température de faisceau :

$$T_f = \frac{2\pi}{K} (S - \Pi) .$$

L'évaluation de la quantité $S - \Pi$ n'est pas aisée dans le cas le plus général. Les premières estimations basées sur des fluctuations de vitesse et d'intensité non corrélées sont, en revanche, facilement accessibles au calcul. En supposant que la répartition des vitesses soit maxwellienne, on trouve :

$$F = 1 + \left(1 - \frac{1}{G}\right) (4 - \pi)^{\frac{1}{2}} \frac{T_c}{T_0} , \quad (16)$$

dans le cas d'un amplificateur sans perte. Pour une cathode portée à la température $T_c = 1000$ °K. Ce facteur de bruit minimal est de l'ordre de 6 dB. En réalité, il faudrait également tenir compte des modes élevés de charge d'espace qui apparaissent dans un faisceau limité transversalement en augmentant le bruit. L'expérience montre cependant que des températures de bruit inférieures à cette limite théorique peuvent être obtenues sur des tubes réels. Il faut, par conséquent, tenir compte des corrélations dans la région du faisceau qui échappe aux hypothèses de ce calcul c'est-à-dire au voisinage de la cathode.

2.3. LES CORRÉLATIONS

Le calcul des corrélations entre les fluctuations de vitesse et de courant ne peut être entrepris que sur des modèles élémentaires. En particulier tous les calculs ont été effectués sur un faisceau unidimensionnel avec des distributions de potentiels et de vitesses très simples. Ainsi SIEGMAN et P.K. TIEN [5, 6] ont considéré une diode plane avec une répartition maxwellienne des vitesses et par conséquent le potentiel de Fry LANGMUIR. G. CONVERT [7] a calculé les corrélations pour un potentiel constant dans un espace de glissement et une répartition rectangulaire des vitesses. Dans tous les cas, les renseignements obtenus n'ont qu'une valeur qualitative car le potentiel au voisinage de la cathode, dans un canon à faible bruit, n'est ni celui de la diode plane, ni celui d'un espace de glissement. Néanmoins il est intéressant de constater que l'on peut obtenir une importante réduction

du facteur de bruit pour certaines longueurs de la région à faible potentiel (fig. 3). Il serait hasardeux de déduire de ces calculs une valeur minimale du facteur de bruit d'un tube à onde progressive car les modèles utilisés sont très loin de la réalité. Les derniers résultats expérimentaux [11] permettent d'ailleurs de penser que si cette valeur existe, elle est sans doute très faible. Pour obtenir un facteur de bruit égal à l'unité il faudrait en effet réaliser $S = \Pi$ au moyen

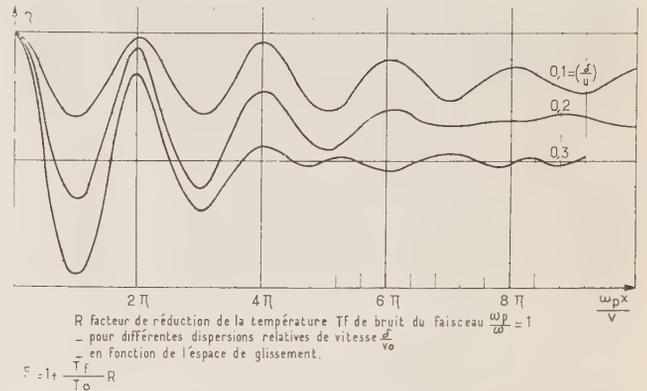


FIG. 3. — Facteur de réduction de la température de bruit.

de corrélations appropriées. On peut tenter d'approcher ce résultat en augmentant la longueur de la région à faible potentiel au voisinage de la cathode car, dans ce cas, (fig. 3) les corrélations prennent une valeur notable. L'effort expérimental de ces dernières années a été consacré en partie à l'étude des structures de canon qui permettent de réaliser cette répartition de potentiel. Un type de canon dû à M. CURRIE [16] répond à cette exigence de façon très simple et avec une souplesse assez grande. Le principe utilisé par CURRIE repose essentiellement sur une séparation des deux fonctions remplies normalement par la première anode dans un canon classique. En effet, cette électrode crée à la surface de la cathode le champ nécessaire à l'émission électronique et accélère les électrons émis. Dans le canon de CURRIE et dans tous les systèmes qui en dérivent, le courant du faisceau est extrait de la cathode par une électrode latérale portée à un potentiel positif et la vitesse des électrons est réglée par la première anode (fig. 4 et 5).

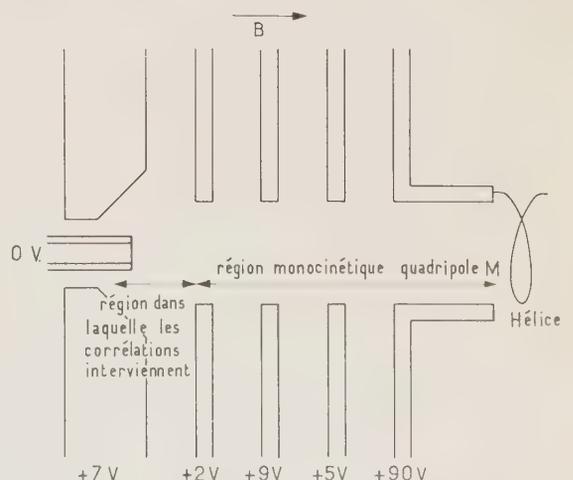


FIG. 4. — Plan d'optique d'un canon de tube à faible bruit.

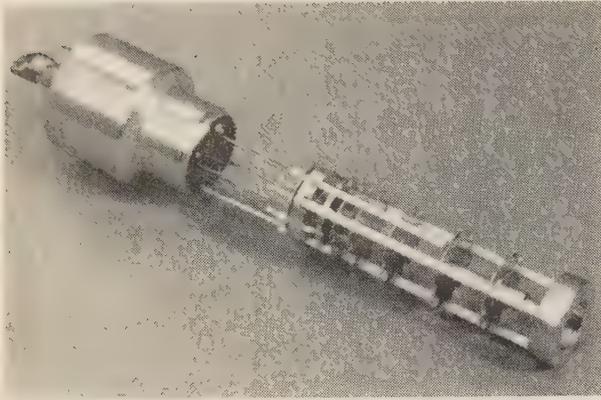


FIG. 5. — Canon de TPO à faible bruit (TPO 251).

Cette structure de canon présente en outre l'avantage de limiter la surface émissive à une zone annulaire, éliminant ainsi, en grande partie, les inconvénients présentés par une variation du champ électrique du circuit dans la section droite du faisceau. Il est même intéressant de ne conserver que la partie extérieure de la surface émissive pour éliminer complètement les électrons du centre.

En résumé, pour atteindre le facteur de bruit minimal dans un tube à onde progressive, il est nécessaire d'ajuster deux paramètres dans la région monokinétique du faisceau et deux autres paramètres au moins au voisinage de la cathode. En fait, les réglages de ces électrodes ne sont pas parfaitement indépendants et il est nécessaire, en général, d'adjoindre une cinquième anode pour séparer les deux régions.

Il est, bien entendu, possible d'accroître la complexité du canon au voisinage de la cathode en ajoutant un certain nombre d'électrodes de formes variées qui permettent, en principe, de fixer exactement le potentiel du faisceau sur une certaine longueur. En fait, le réglage des canons comportant plus de cinq électrodes indépendantes est assez délicat et limite leur emploi au domaine expérimental.

3. Limitations

Les calculs théoriques de la température de bruit minimal d'un faisceau d'électrons ont de graves lacunes, car comme on vient de le voir, des approximations importantes sont nécessaires pour aborder ces questions complexes. De plus, le facteur de bruit d'un tube réel dépend également de facteurs qui ne peuvent être évalués quantitativement, comme la qualité de la cathode, l'émission secondaire et la précision mécanique.

Les résultats très récents obtenus par RCA montrent clairement que le comportement réel de la région du minimum de potentiel n'est pas encore parfaitement connu et, en particulier, que le rôle du champ magnétique pourrait être plus important qu'on ne le pensait jusqu'à ce jour. Pour ces raisons, la mesure directe de la quantité $S - \Pi$ présente un certain attrait car elle donne des informations utiles sur le fonctionnement réel du tube. Ces mesures peuvent être faites en déplaçant une cavité le long du faisceau.

Néanmoins les calculs précédents ont un intérêt considérable car ils font apparaître certaines limita-

tions, principalement dans le domaine millimétrique et guident la recherche expérimentale. Les pertes du circuit et la création d'une région à faibles vitesses électroniques au voisinage de la cathode introduisent, en particulier, des difficultés qui croissent rapidement avec la fréquence.

3.1. LIMITATION PAR LES PERTES

La contribution des pertes du circuit à la température de bruit globale de l'amplificateur peut être facilement estimée en assimilant l'hélice à une ligne d'impédance caractéristique Z de résistance linéique r et portée à la température T_H . Chaque longueur dz de circuit se comporte alors comme un générateur de bruit produisant une tension dont la valeur quadratique moyenne est :

$$\overline{dv^2} = (4KT_H\Delta f)rdz \quad (17)$$

Cette tension de bruit, créée à une abscisse z (fig. 6),

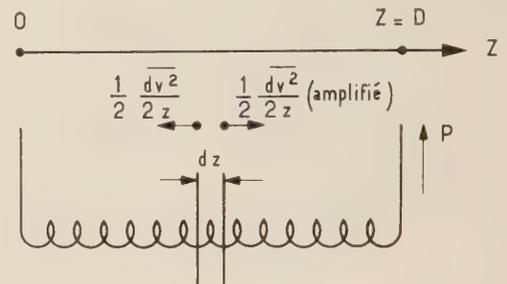


FIG. 6. — Sources de bruit réparties le long d'un circuit dont la température est T_H et l'impédance caractéristique z .

se propage vers l'entrée de l'hélice ($z = 0$) sans effet notable, mais en revanche est amplifiée par le gain du tube vers l'extrémité droite ($z = D$). En utilisant les notations de PIERCE [14], le terme réel de la constante de propagation de l'onde amplifiée est $\beta_e C x_1$, où C est le coefficient de couplage et x_1 le paramètre de gain. On retrouve donc à la sortie de l'hélice une puissance globale P qui est la somme de toutes les puissances élémentaires se propageant avec amplification dans la direction $+z$:

$$P = \frac{1}{2Z} 4KT_H\Delta f r \int_0^D e^{2\beta_e C x_1(D-z)} dz .$$

$$= \left(KT_H\Delta f \frac{r}{Z} \right) \frac{G_e - 1}{2\beta_e C x_1} \quad (18)$$

G_e étant le gain en puissance de l'onde amplifiée (gain électronique). L'augmentation de la température de bruit du tube est donc :

$$\frac{P}{KG_e\Delta f} = \frac{T_H \left(1 - \frac{1}{G_e} \right) r}{2\beta_e C x_1}$$

Le terme $r/2Z$ représente le coefficient d'atténuation

de l'hélice qui est également dans les notations de PIERCE $\beta_e C d$.

On peut donc exprimer la température de bruit due aux sources réparties le long de l'hélice par :

$$T_{circuit} = T_H \left(1 - \frac{1}{G_e} \right) \frac{d}{x_1} \quad (19)$$

En réalité l'atténuation de l'hélice introduit aussi une autre augmentation du facteur de bruit car l'expression (15) doit être modifiée en tenant compte des pertes. Un calcul complet montre que le rapport :

$$R = \frac{|G_{42}|^2 - |G_{41}|^2}{|G_{43}|^2},$$

a maintenant pour valeur [15] :

$$R = \left(1 - \frac{1}{|G_{43}|^2} \right) \left(1 + \frac{d}{x_1} \right).$$

Le facteur de bruit d'un tube à onde progressive peut donc être exprimé en fonction des pertes :

$$F = 1 + \frac{2\pi}{KT_0} (S - \Pi) \left(1 - \frac{1}{G} \right) \left(1 + \frac{d}{x_1} \right) + \frac{T_H}{T_0} \frac{d}{x_1} \left(1 - \frac{1}{G_e} \right). \quad (20)$$

Lorsque le circuit est à la température ambiante et que le gain du tube est assez élevé, cette expression prend une forme plus simple :

$$F = \left(1 + \frac{2\pi}{KT_0} (S - \Pi) \right) \left(1 + \frac{d}{x_1} \right). \quad (21)$$

A l'aide de cette formule, la température propre du faisceau :

$$T_F = \frac{2\pi}{K} (S - \Pi) \quad (22)$$

peut être calculée facilement en fonction des valeurs expérimentales, de la température du circuit, du paramètre de gain x_1 , du paramètre de pertes d et du facteur de bruit. Le rapport $B \rightarrow d/x_1$ est, d'ailleurs, le rapport des pertes propres L du circuit au gain électronique G_e . Cette valeur a un intérêt théorique évident puisqu'elle permet d'apprécier l'importance des corrélations dans un tube donné. Cette expression du facteur de bruit est également intéressante dans l'étude des tubes aux fréquences très élevées.

Lorsque la fréquence moyenne de fonctionnement devient très élevée, c'est-à-dire lorsque l'on atteint le domaine des ondes millimétriques, l'atténuation du circuit prend une importance considérable. La conception du tube doit alors être orientée en tenant compte de ce facteur fondamental. Ainsi pour un tube dont le circuit est une hélice à température ambiante T_0 , on peut démontrer, en utilisant le modèle

simple de la couche hélicoïdale dont les champs sont bien connus [14], que l'atténuation α en décibels par unité de longueur en fonction du rayon a , du taux de retard c/v , de la conductivité σ et de la fréquence f , est de la forme :

$$\alpha \sim \frac{c/v \sqrt{f}}{a \sqrt{\sigma}}. \quad (23)$$

Cette proportionnalité est assez bien vérifiée expérimentalement comme on peut le voir sur la figure 7

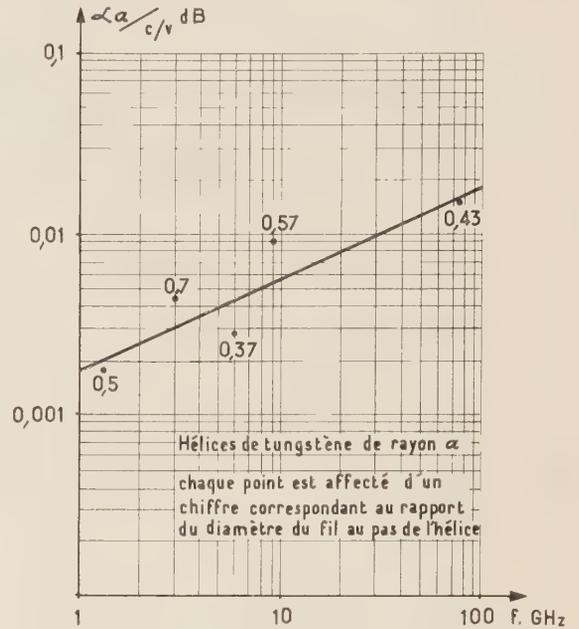


FIG. 7. — Atténuation de l'hélice.

pour un certain nombre d'hélices de tungstène pur. Le paramètre de pertes d s'en déduit facilement ainsi que le rapport d/x_1 , qui figure dans l'expression du facteur de bruit (21). d/x_1 est proportionnel à $\sqrt{f}/\sqrt[3]{I}$ I étant le courant de fonctionnement du tube. Il en résulte que le facteur de bruit n'est pas sérieusement dégradé par les pertes de l'hélice si on augmente suffisamment le courant du faisceau pour les fréquences élevées. En fait les dimensions du circuit ainsi que le diamètre du faisceau diminuent avec la longueur d'onde et, par conséquent, on est amené à choisir pour les fréquences élevées des densités d'émission cathodique énormes. En effet, les canons convergents classiques introduisent des fluctuations de vitesses électroniques bien supérieures à la répartition correspondant à la température de la cathode. On peut cependant tourner la difficulté en faisant converger le faisceau dans une région où le potentiel moyen est très élevé [17], par exemple juste avant l'entrée de l'hélice, mais malgré cet artifice, la densité de courant reste élevée au départ de la cathode. La valeur du facteur de bruit, calculée d'après (16) en négligeant les corrélations, reste acceptable car la densité de courant d'émission croît exponentiellement avec la température de cathode, conformément à la loi de Richardson. On peut ainsi calculer, à la longueur d'onde de 3 mm, une température de faisceau de l'ordre de

1 400 °K et des facteurs de bruit terminaux de 11 dB. Malheureusement cette densité élevée s'oppose à la réalisation de zones de glissement à faible potentiel et par conséquent à la réduction du facteur de bruit par les corrélations.

Même aux fréquences basses, les pertes de l'hélice contribuent pour 1 dB au moins au facteur de bruit des tubes à ondes progressives. Un refroidissement énergique des circuits, avec de l'azote liquide par exemple, améliore donc notablement les performances [10].

3.2. LIMITATIONS PAR LA DENSITÉ DE COURANT

Grâce à la loi de Richardson l'augmentation de la densité de courant avec la fréquence ne se traduit pas par un accroissement excessif de la température de cathode. En revanche pour extraire ce courant important, il est nécessaire de disposer de potentiels élevés au voisinage de la cathode et par conséquent les électrons seront accélérés d'autant plus rapidement que la densité sera plus grande. De plus, pour éviter de surcharger la couche émissive, il sera indispensable d'utiliser toute sa surface et non pas seulement une région annulaire. Enfin un ralentissement des électrons imposerait pour la focalisation une induction magnétique de valeur excessive. Toutes ces raisons s'opposent à la réduction du bruit par le jeu des corrélations et expliquent que les facteurs de bruit réalisés tendent à rejoindre l'expression (16) lorsque la fréquence augmente.

3.3. AUTRES LIMITATIONS

Il existe beaucoup d'autres phénomènes qui accroissent le facteur de bruit d'un tube à onde progressive. On peut citer l'émission secondaire, l'interception du courant par les électrodes, les effets de lentilles, les irrégularités mécaniques. Ces effets sont difficilement calculables et par conséquent ne présentent pas un intérêt théorique considérable. Il faut cependant en tenir compte dans certains cas particuliers et, d'une façon générale, leur importance croît rapidement avec la fréquence. Dans la domaine millimétrique, les irrégularités du circuit joueront par exemple un rôle primordial.

4. Performances et applications

Les performances exceptionnelles obtenues en laboratoire [11] ne seront pas prises en considération dans l'étude des applications, mais elles permettent de penser que d'importants progrès seront encore réalisés dans le domaine des tubes industriels.

Les amplificateurs sont caractérisés par leur facteur de bruit ou mieux par leur température équivalente, mais aussi par un certain nombre de qualités supplémentaires qui doivent être examinées dans chaque cas particulier. Ainsi le gain, la stabilité du gain, la bande passante, le découplage entrée-sortie, la résistance aux impulsions fortes, la linéarité de phase, l'encombrement, la durée de vie peuvent intervenir de façon décisive.

Dans le domaine des tubes fabriqués industriellement il convient de distinguer trois classes suivant le système de focalisation utilisé: solénoïde, aimant permanent, aimant alterné. Ces trois dispositifs permettent également de maintenir la forme cylindrique d'un faisceau d'électrons mais diffèrent par leur encombrement et leur efficacité. Le solénoïde procure un champ élevé et parfaitement régulier, mais au prix d'un volume parfois excessif et d'une puissance dissipée importante. Si l'on ajoute les poids et encombrements des systèmes de refroidissement et d'alimentation, le solénoïde semble assez défavorisé. En revanche, le champ magnétique élevé qui peut être ainsi obtenu conduit à des performances supérieures surtout en ce qui concerne le facteur de bruit. En général, les alimentations de solénoïdes doivent être stabilisées pour éviter les fluctuations du gain et de la phase qui dépendent assez étroitement de la forme du faisceau. L'aimant permanent réalise un compromis car il donne, sans refroidissement ni alimentation, un champ magnétique sensiblement inférieur à celui qui peut délivrer un solénoïde. L'encombrement et le poids de l'aimant permanent restent souvent assez importants bien que déjà plus réduits que ceux du solénoïde. On trouve, dans cette catégorie, des tubes dont les facteurs de bruit sont pratiquement comparables à ceux de la classe précédente car leur développement est en général plus récent. Enfin, les tubes à focalisation alternée ont un faible encombrement (fig. 8),



FIG. 8. — Tubes à focalisation alternée à très large bande (2-4, 4-7 et 7-11 GHz (gain élevé 35 dB) et bruit moyen (de 10 à 13 dB).

grâce à des champs de fuite réduits qui peuvent même être négligés lorsque le focalisateur est entouré d'un blindage magnétique. Malheureusement le champ magnétique périodique ne peut pas être complètement débarrassé de certaines composantes radiales non symétriques qui accroissent le facteur de bruit. Cette dernière classe de tubes est donc particulièrement intéressante dans les applications où l'on recherche un gain très élevé et un encombrement minimal pour un facteur de bruit modeste.

4.1. PERFORMANCES

4.1.1. Facteur de bruit

Conformément aux résultats de l'analyse théorique, les facteurs de bruit croissent assez rapidement en

fonction de la fréquence pour atteindre, en bande X, une valeur qui ne fait plus intervenir les corrélations. Ainsi 4 dB peuvent être obtenus en bande L (fig. 9),

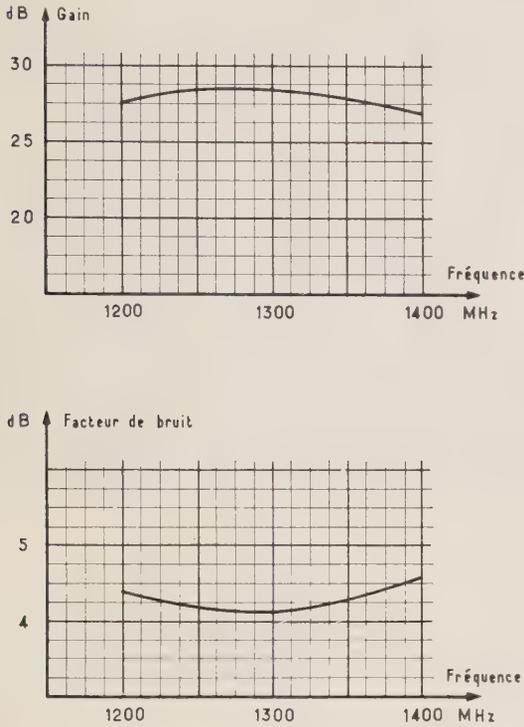


FIG. 9. — Caractéristiques du TPO faible bruit, bande L 251.



FIG. 10. — TPO faible bruit bande X (TPO 301). Gain 30 dB, facteur de bruit 8 dB.

5 en bande S, 7 en bande X (fig. 10). Au-delà, l'accroissement devrait être plus lent, mais les difficultés technologiques ont pour l'instant repoussé les résultats très au-dessus des limites théoriques puisque 17 dB sont obtenus à 90 GHz alors que 11 dB seraient possibles (fig. 11). Les TPO sont le plus souvent placés de façon définitive dans un aimant tubulaire (fig. 12). Les variations du facteur de bruit, en fonction de la fréquence, sont théoriquement très lentes et, en fait, déterminées par la qualité des transformateurs de couplage qui relient les prises coaxiales à l'hélice. Ainsi la bande passante peut varier suivant les cas de 25 % à une octave.

4.1.2. Gain

Le gain est obtenu assez facilement sur un TPO pour une longueur convenable de circuit. Il est donc en général supérieur à 25 dB parfois 30 dB ou même 40 dB. Il peut d'ailleurs être ajusté par un réglage du courant de faisceau. Cependant, en pratique, on limite à 25 dB les tubes à très faible facteur de bruit alors que 40 dB sont recherchés sur les amplificateurs à focalisation périodique dont le bruit est moyen. Il s'agit en général de masquer le facteur de bruit du système amplificateur ou détecteur qui suit le tube.

La stabilité du gain en fonction de la fréquence peut présenter une certaine importance en détection directe ou en radiométrie. Cette stabilité dépend de la régularité du circuit et suit en général les progrès technologiques. On remarque en particulier une amélioration très notable sur les tubes dont les hélices sont vitrifiées sur un support d'alumine.

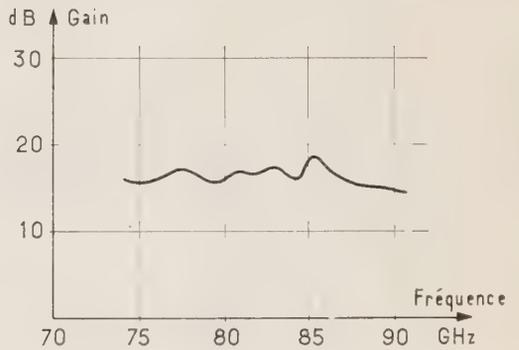
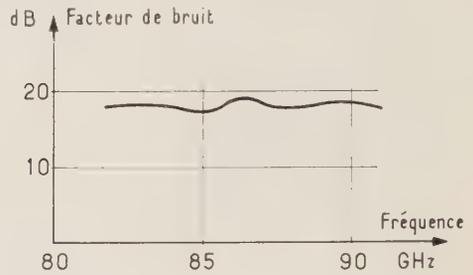


FIG. 11. — Résultats expérimentaux obtenus sur un TPO 041.

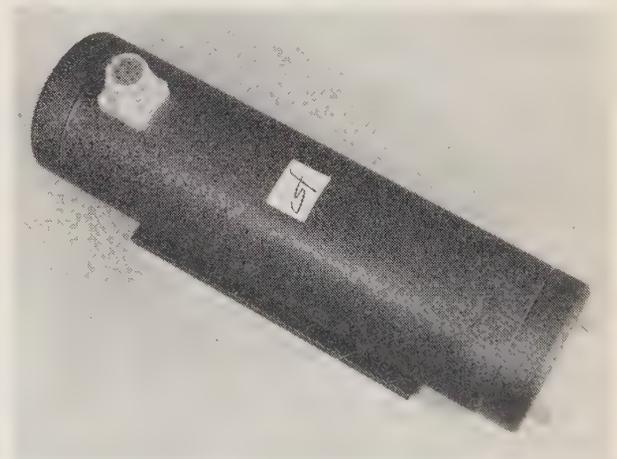


FIG. 12. — TPO faible bruit bande L (TPO 251)

4.1.3. Protection des circuits détecteurs ou mélangeurs

Une caractéristique intéressante du TPO est sa réponse aux signaux intenses. En effet lorsque l'on dépasse à l'entrée du tube une puissance qui correspond à la saturation du faisceau, la puissance de sortie diminue très rapidement (fig. 13); l'hélice se

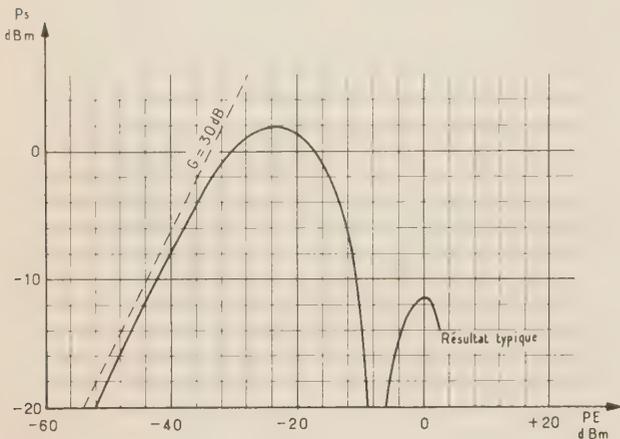


FIG. 13. — Courbe de saturation du TPO 101.

comporte comme un système passif lorsque les signaux sont intenses. On observe alors, entre l'entrée et la sortie, une perte d'insertion qui est de l'ordre de 60 à 80 dB. Par conséquent, des puissances crêtes supérieures au kilowatt pour des valeurs moyennes de l'ordre du watt peuvent être appliquées à un TPO, sans dommage pour son hélice ni pour les détecteurs ou mélangeurs qui le suivent.

4.1.4. Phase

La phase du signal de sortie d'un tube à ondes progressives dépend d'un certain nombre de paramètres dont les plus importants sont la tension de l'hélice et la fréquence. En ce qui concerne la tension V du circuit, la variation relative de la phase φ suit la relation approximative :

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} \cong \frac{1}{4} \frac{\Delta V}{V}$$

Il est donc possible, à une fréquence donnée, d'obtenir un signal de sortie avec une grande stabilité de phase si la tension d'hélice est stabilisée. Le champ magnétique de focalisation a également une certaine influence sur cette caractéristique mais on ne rencontre, bien entendu, aucune difficulté avec les aimants permanents. Les autres électrodes jouent un rôle très négligeable sur la phase.

En fonction de la fréquence, le tube à ondes progressives se comporte comme une ligne très longue (environ 30 à 50λ) et on peut par conséquent observer une forte variation linéaire de la phase. Cependant dans beaucoup d'applications, par exemple dans les radars multivoies, il est intéressant de connaître la variation exacte de la phase et, en particulier, les écarts par rapport à une loi linéaire. Ces mesures sont complexes car le gain varie en fonction de la fréquence; elles font actuellement l'objet d'études

particulières. Sans donner de valeur, on peut néanmoins penser avec certitude que cette linéarité de phase dépend de la régularité du circuit et qu'ici encore, les progrès technologiques auront des conséquences tangibles.

4.1.5. Durée de vie

Les durées de vie des tubes à faible bruit sont bonnes car les cathodes sont peu chargées et fonctionnent à très basse température, le vide excellent, l'interception du faisceau par l'hélice, infime, et la puissance appliquée, très faible. Néanmoins, une faible température de bruit ne peut être produite que par une cathode dont le travail de sortie est parfaitement uniforme et la surface lisse. On verra en général le facteur de bruit remonter avant d'observer la chute du courant cathodique. Ces éléments font que des durées de vie de 5 000 h sont actuellement observées sur les tubes équipant des radars. En fait, un progrès technologique constant doit raisonnablement donner à des tubes travaillant dans des conditions aussi favorables des vies supérieures à 10 000 h.

4.2. APPLICATIONS

Il ne peut être question de passer en revue ici toutes les applications particulières des tubes à propagation d'ondes. Quelques exemples suffiront à montrer l'importance de certaines caractéristiques de ce type d'amplificateurs.

4.2.1. La modification de radars classiques par l'introduction d'un étage à TPO est une application typique de ce tube. En assurant la protection du cristal mélangeur par sa caractéristique de saturation particulière, il augmente considérablement la stabilité des performances du récepteur. L'implantation du tube est en général assez simple car la très grande robustesse de l'hélice permet de simplifier le circuit diplexeur par la suppression du tube TR; le tube pré-TR est en général suffisant pour assurer la protection de l'amplificateur HF. Pour bénéficier du facteur de bruit faible, il est nécessaire de supprimer la bande image en plaçant un filtre avant le mélangeur.

Le TR qui a été « récupéré » sur le diplexeur peut souvent être utilisé comme filtre de sortie. Cette simplification apporte en outre une amélioration du facteur de bruit correspondant à la perte d'insertion du TR. Le TPO peut en général être placé à l'intérieur de la tête HF grâce à son volume assez faible (fig. 14); l'alimentation, qui est peu puissante donc peu encombrante, peut être placée à l'extérieur du meuble (fig. 15) ou prélevée sur les tensions internes du radar dans un montage définitif. Les réglages du tube se bornent en principe à ajuster la tension d'hélice à la valeur donnant le gain maximal. Les autres tensions sont affichées à l'aide d'un voltmètre de contrôle. On n'observe aucun effet de cross-modulation tant que les signaux restent inférieurs à la puissance qui correspond à la saturation du tube.

Dans certaines applications, par exemple en contre-mesures, la largeur de bande du TPO représente un avantage décisif. Elle permet en effet d'introduire entre deux filtres un excellent découplage et un gain très constant.

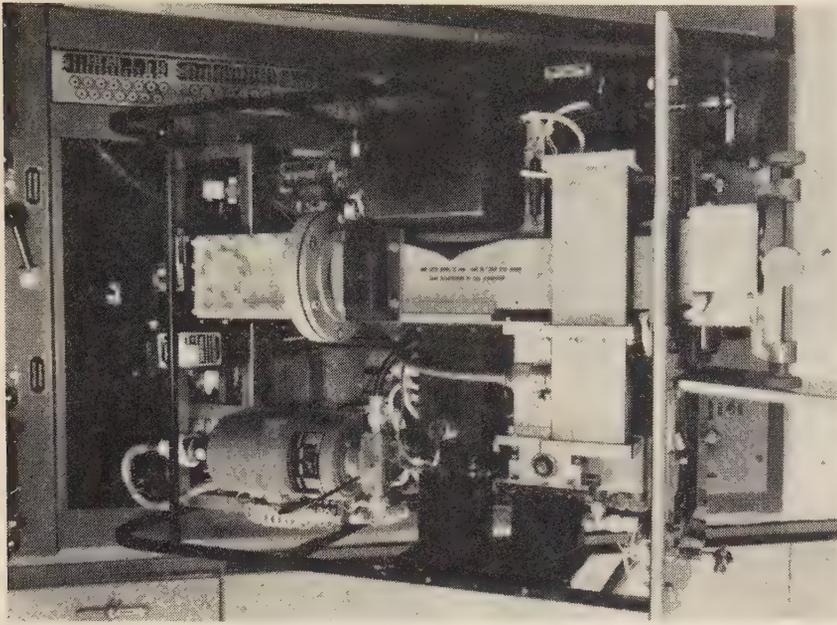


FIG. 14 (ci-dessus). — Radar bande S modifié par adjonction d'un TPO 101 et remplacement du TR normal par un TR à large bande et faible perte d'insertion.

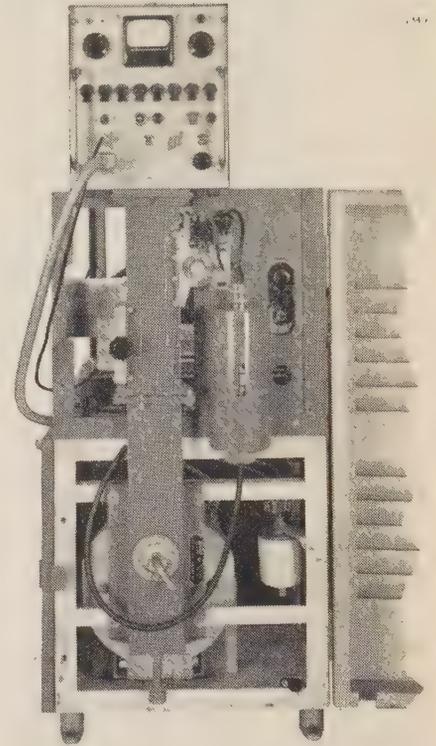


FIG. 15 (ci-contre). — Radar bande S équipé d'un TPO 101. L'alimentation du tube peut être placée en dehors du meuble.

4.2.2. En radiométrie on démontre la relation importante :

$$\frac{\Delta T_{eq}}{T_{eq} + T_r} \sqrt{\frac{B}{2b}} = 1,$$

qui relie l'écart minimal de température décelable ΔT_{eq} , la bande B , la température T_r du récepteur et la bande b du détecteur. Dans les applications courantes T_{eq} est voisin de T_0 et on pourra caractériser le radiomètre par le facteur de mérite [18] \sqrt{B}/F_1 . On voit ainsi que les facteurs de bruit relativement modestes des TPO sont compensés en radiométrie par leur très grande largeur de bande. En particulier les fréquences très élevées paraissent particulièrement avantageuses, car la bande d'un TPO croît à peu près proportionnellement à sa fréquence moyenne de fonctionnement, alors que le facteur de bruit ne varie que lentement lorsque les corrélations n'entrent plus en jeu. Il faut en réalité tenir compte des conditions auxiliaires au nombre desquelles il faut citer la stabilité du gain en fonction de la fréquence. Dans certains cas des variations excessives du gain peuvent limiter la bande utile. Ces variations sont dues aux irrégularités des circuits et au coefficient de réflexion de l'atténuation ; ici encore les récents progrès de la technologie permettent d'améliorer notablement les performances. En particulier, la vitrification de l'hélice assure un pas parfaitement constant et élimine ainsi l'une des irrégularités essentielles.

5. Conclusion

Ce bref aperçu des problèmes complexes posés par la réduction du facteur de bruit dans un tube à ondes

progressives permet non seulement d'expliquer a posteriori la lenteur relative des progrès réalisés jusqu'à maintenant, mais aussi d'attendre une amélioration notable dans le futur des performances des tubes industriels.

Dans de nombreuses applications, les qualités de gain élevé, de découplage, de simplicité, de résistance aux impulsions fortes conduiront les utilisateurs à préférer ces amplificateurs bien que leur température de bruit soit encore supérieure à celle des dispositifs à état solide.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ADLER A., HRBEK G. and WADE G. — A Fast Wave Transverse Field Parametric Amplifier. *IRE Annual Conference on Electron Tube Research*, Québec, Canada 1958.
- [2] PETER R.W. — Low Noise Traveling Wave Amplifiers. *RCA Rev.*, Sept. 1952.
- [3] CONVERT G. — Sur un modèle expérimental d'amplificateur à faible facteur de bruit. *Annales de Radioélectricité*, juillet 1952.
- [4] KINAMAN E.W. and MAGID M. — Very Low Noise Traveling Wave Tubes. Conférence présentée au 1^{er} Congrès International Tubes Hyperfréquences, Paris 1956.
- [5] SIEGMAN A.E. — Analysis of Multivelocity Electron Beams by the Density Function Method, *JAP*, October 1957.
- [6] TIEN P.K. and MOSHMAN J. — Montecarlo calculation of noise near the potential minimum of a high frequency diode, *JAP*, Sept. 1956.
- [7] CONVERT G. — Corrélation vitesse courant produite par le glissement d'un faisceau ayant une dispersion de vitesse. Rapport CSF, WR 301 non publié.
- [8] ST-JOHN G.E. and COULTON M. — S band traveling wave tubes with noise figure below 4 dB, *PIRE corresp.*, May 1958.

- [9] CURRIE M.R. and NEVINS J.E. — Experimental X band preamplifier tubes with 4,5 dB noise figure, *PIRE corresp.*, November 1959.
- [10] ISRAELSEN B.P. — The effect of helix loss on noise figure in traveling wave tubes., *Trans IRE on electron devices*, March 1962.
- [11] HAMMER J.M. and THOMAS E.E. — Traveling wave tube noise figure of 1 dB at S band, *PIRE corresp.*, February 1964.
- [12] PIERCE J.R. — The wave picture of microwave tubes, *BSTJ*, November 1954.
- [13] CHU L.J. — A kinetic power theorem, *IRE Conference*, PGED, Durham N.H., June 1951.
- [14] PIERCE J.R. — Traveling wave tubes, D. von Nostrand Co, New York 1950.
- [15] SMULLIN L.D. and HAUS H.A. — Noise in electron devices. Technology Press of Mass and J. Wiley 1959.
- [16] CURRIE M.R. and FORSTER D.C. — New mechanism of noise reduction in electron beams, *JAP*, January 1959.
- [17] DELPHIN P. — Un tube à onde progressive à faible bruit à 90 GHz. Conférence présentée au 5^e Congrès International Tubes Hyperfréquences, Paris, 1964 (A publier).
- [18] BROUSSAUD G. et RICHARD P. — Intérêt comparé des radiométries infrarouge et hertzienne, *Annales de Radio-électricité*, avril 1963.
-

LES MASERS ET LEURS POSSIBILITÉS ACTUELLES

PAR

M. SOUTIF

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble

1. Introduction

Les masers sont des dispositifs amplificateurs ou oscillateurs qui utilisent comme source d'énergie un système de noyaux, d'électrons ou de molécules maintenus hors d'équilibre thermodynamique par un artifice quelconque. Les énergies de tels systèmes étant quantifiées en niveaux discrets, l'énergie est libérée à fréquence sélective par quanta dont l'onde incidente assure la cohérence de phase, d'où la signification de M.A.S.E.R. : microwave amplifiers by stimulated emission of radiation.

Le principe de tels appareils a été proposé presque simultanément par BASOV et PROKHOROV en U.R.S.S. et TOWNES aux U.S.A. en 1954, ce qui vient de valoir à ces trois auteurs le prix Nobel de cette année.

L'intérêt des masers réside essentiellement dans le fait qu'ils ne renferment que des sources de bruit extrêmement faibles dans le domaine hyperfréquence, et que, dans celui de l'optique, la cohérence de phase de leur oscillation augmente considérablement les possibilités de la technique.

Nous rappellerons très brièvement sur le modèle de la résonance magnétique (*) la structure des niveaux discrets d'énergie utilisés et énumérerons les différents types de transitions possibles entre eux.

2. Equilibre d'un système présentant deux niveaux d'énergie

Supposons qu'un système quelconque de n particules soit susceptible d'occuper deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 . Au repos les n particules ne seront pas toutes au niveau inférieur, car l'énergie d'agitation

thermique extérieure au système communiquera à certains éléments assez d'énergie pour qu'ils montent au niveau supérieur. L'équilibre thermodynamique étant, par définition, caractérisé par la distribution de Boltzmann, on aura si le réseau extérieur est à la température absolue T (fig. 1) :

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (1)$$

avec évidemment $n_1 + n_2 = n$.

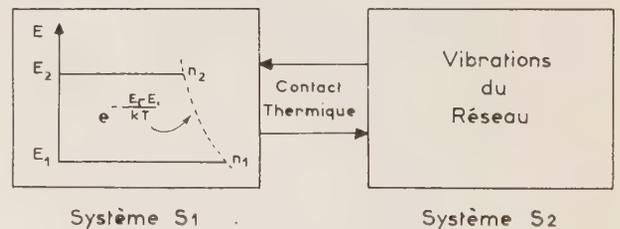


FIG. 1. — Schéma de l'équilibre thermodynamique entre un système de particules quantifiées et le réseau extérieur.

L'ensemble des particules peut être considéré comme un système thermodynamique S_1 plongé dans un bain extérieur formant un deuxième système S_2 . Le contact entre S_1 et S_2 est obtenu grâce aux chocs ou aux couplages électriques et magnétiques entre les molécules du bain S_2 et les particules S_1 . Ce contact est plus ou moins bon si bien que, lorsque la température de l'un des deux systèmes est modifiée, le retour à l'égalité des températures se fait avec une constante de temps T_1 plus ou moins longue, appelée *temps de relaxation*. En général, la capacité calorifique de S_1 est négligeable devant S_2 et on retrouve à l'équilibre la température de S_2 .

La température de S_2 peut être modifiée par les voies usuelles en chauffant ou refroidissant l'échantillon étudié. La température de S_1 peut être définie

* Pour un exposé élémentaire de ce phénomène voir : Spectroscopie Hertzienne par A. FREYMAN et M. SOUTIF. Dunod.

par l'équation (1) et peut ainsi être modifiée par le jeu du rapport n_2/n_1 . C'est ainsi qu'une onde électromagnétique de fréquence ν telle que :

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (2)$$

agira sélectivement sur S_1 et modifiera sa température, qui croîtra si l'énergie de l'onde est absorbée. On aura, en régime permanent, un équilibre dynamique provenant des effets opposés du chauffage électromagnétique et des fuites de chaleur par le contact thermique S_1S_2 . Ce contact dépend d'un certain nombre de paramètres physiques qui permettent à l'expérimentateur de l'ajuster à sa guise dans de très larges limites. Le plus simple de ces facteurs est la température elle-même : puisque le contact provient de chocs et de couplages entre vibrations, on conçoit bien qu'il diminue avec la température et que les temps de relaxation augmentent beaucoup aux basses températures.

Dans certains cas, le système extérieur S_2 peut être subdivisé en plusieurs sous-groupes dont les contacts thermiques entre eux ou avec S_1 , peuvent être augmentés ou supprimés à volonté, permettant un grand nombre d'expériences très variées (double irradiation, effet Overhauser, etc.).

3. Interaction entre une onde électromagnétique et un système de deux niveaux

Cette interaction qui modifie les populations des niveaux en provoquant des transitions de particules d'un niveau à l'autre, correspond à plusieurs phénomènes (fig. 2).

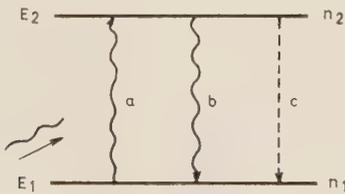


FIG. 2. — Mode d'interaction entre une onde électromagnétique et un système de deux niveaux.

3.1. ABSORPTION

Une onde incidente, à la fréquence exacte définie par (2), perd son énergie par quantum $h\nu$, chacun servant à élever une particule du niveau 1 vers le niveau 2. Chaque particule du niveau 1 a une certaine probabilité de transition, proportionnelle à la densité d'énergie de l'onde : ρ_ν , que nous écrirons : $B_{12}\rho_\nu$.

Les variations de populations seront donc :

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt} = n_1 B_{12} \rho_\nu \quad (3)$$

3.2. EMISSION STIMULÉE

La même onde agissant sur une particule du niveau supérieur peut lui imposer une transition vers le bas, libérant un photon $h\nu$ qui s'ajoute, *en phase*, à l'onde incidente. La probabilité de cette action s'écrit : $B_{21}\rho_\nu$ et provoque une variation de populations :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} = n_2 B_{21} \rho_\nu \quad (4)$$

3.3. EMISSION SPONTANÉE

En l'absence d'onde incidente, certaines particules retombent du niveau supérieur au niveau inférieur avec émission du quantum $h\nu$ dans un état de *phase quelconque*. Si on note A la probabilité de ce mécanisme, on a :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} = n_2 A \quad (5)$$

La mécanique quantique attribue à A la valeur

$$A = \frac{64\pi^4 \nu^3 \|\mu\|^2}{3hc^3} \quad (6)$$

où $\|\mu\|$ est l'élément de matrice connectant les deux niveaux. On remarque que A est proportionnel à ν^3 . Ainsi, toutes choses égales d'ailleurs, ce phénomène est très probable dans le domaine optique, où il limite la durée de vie d'une particule excitée autour de 10^{-8} s, tandis qu'il est très rare dans le domaine radioélectrique.

3.4. EQUILIBRE ÉMISSION-ABSORPTION

Pour un système au repos à une température donnée T , il s'établit un équilibre entre ces trois mécanismes en présence des seules radiations du corps noir, données par la loi de Planck

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7)$$

Cet équilibre conduit à la distribution de Boltzmann de l'équation (1), où la population de chaque niveau est statistiquement constante. On a donc :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} = 0 = n_2(A + B_{21}\rho_\nu) - n_1 B_{12}\rho_\nu$$

d'où :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}\rho_\nu}{B_{21}\rho_\nu + A} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (8)$$

Si nous faisons tendre la température vers l'infini, ρ_ν croît infiniment, mais le rapport tend vers 1, on en tire :

$$B_{12} = B_{21} \quad (9)$$

D'où : la probabilité individuelle de l'émission stimulée est identique à celle de l'absorption.

Si nous remplaçons dans (8) ρ_ν par son expression (7), on trouve :

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

et d'après (6) :

$$B = \frac{8\pi^3 \|\mu\|^2}{3h^3} \quad (10)$$

d'où : la probabilité d'absorption est indépendante de la fréquence.

Ainsi, dans le domaine des fréquences radioélectriques où A est négligeable, les probabilités B restent importantes. L'action d'une onde extérieure $h\nu$ sur un système en équilibre à la température T est donc uniquement de provoquer les deux effets antagonistes d'absorption et d'émission stimulée. Or si les probabilités individuelles de ces deux effets sont identiques, les effets globaux ne le sont pas puisque les deux populations sont différentes et, puisque $n_1 > n_2$, l'absorption est dominante. Elle s'accompagne d'une augmentation de n_2 par rapport à n_1 donc, d'après (1) d'une augmentation de la température du système de particules.

Or la différence de population à température ordinaire est très faible. Ainsi pour 10 000 MHz, $h\nu/kT = 1,6 \cdot 10^{-3}$ ce qui correspond à

$$\frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$$

L'absorption aura donc assez tendance à égaler n_2 et n_1 ce qui correspond à une température infinie, et cela d'autant plus facilement que le contact thermique avec le bain extérieur qui s'oppose à cet effet, sera faible. Cependant on ne pourra dépasser la limite $n_1 = n_2$, car pour cette valeur les deux effets d'absorption et d'émission deviennent égaux et les effets de l'onde incidente s'annulent statistiquement. On dit qu'il y a saturation. Dans certains cas il suffit de quelques microwatts pour l'atteindre.

Notons que, dans le domaine optique, les phénomènes sont quantitativement différents. A température ordinaire, pour $\lambda = 0,5 \mu$, on a $h\nu/kT = 100$ et par suite, seul le niveau inférieur est peuplé. L'absorption est donc initialement la seule à jouer, et la saturation est impossible à atteindre normalement, étant essentiellement combattue par l'émission spontanée plutôt que par le contact thermique entre les deux systèmes S_1 et S_2 .

4. La température absolue négative et l'effet maser

Nous venons de voir qu'il n'était pas possible, par absorption, de changer le signe de la différence $n_1 - n_2$, mais supposons qu'un phénomène auxiliaire le permette. Une onde incidente provoquera alors plus d'émission stimulée que d'absorption et, grâce à la

cohérence de phase de ce mécanisme, l'onde sera amplifiée après passage dans la matière. Si le coefficient d'amplification est même suffisant, le système pourra accrocher et auto-osciller.

Un tel dispositif tirera son énergie du système de particules et la seule source de bruit interne sera l'émission spontanée, erratique, justement très faible dans le domaine radioélectrique.

D'après la loi de Boltzmann (1), une telle inversion de populations correspond à T négatif. Cette température ne peut évidemment être réalisée à l'état d'équilibre, mais si le contact thermique avec l'extérieur est très faible, elle peut subsister suffisamment longtemps pour avoir une signification physique réelle. Elle évoluera en tendant vers $-\infty$ et en sautant brusquement à $+\infty$ pour rentrer dans le domaine habituel des températures absolues.

La première réalisation de températures négatives est due à Pound en 1951. Dans un cristal de LiF à la température ordinaire, les noyaux de fluor possèdent un moment magnétique μ et un spin $I = 1/2$, si bien que, dans un champ magnétique extérieur H_0 , ils peuvent s'orienter parallèlement ou anti-parallèlement au champ, ce qui correspond aux énergies $-\mu H_0$ et $+\mu H_0$ proportionnelles au champ (fig. 3).

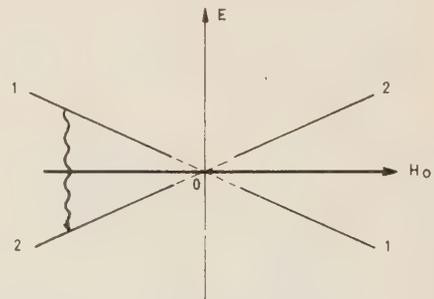


FIG. 3. — Principe du renversement de polarisation par passage rapide.

Lorsque l'équilibre thermique est atteint, le niveau (1) est plus peuplé que le niveau (2) et l'on a :

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{\frac{2\mu H_0}{kT}}$$

Or, il se trouve que dans ce cristal, s'il est très pur, les noyaux sont extraordinairement peu couplés aux électrons et atomes qui les entourent, si bien que le contact thermique est très faible (temps de relaxation de plusieurs heures). Le rapport n_1/n_2 gardera donc sensiblement la même valeur si l'on réduit assez vite H_0 , en le ramenant par exemple en quelques secondes de 6 000 Oe à 6 Oe. Il faudra alors passer très vite, en quelques dizaines de microsecondes, de 6 Oe à -6 Oe pour éviter les effets désorientateurs des petits champs locaux (dus aux autres noyaux par exemple), puis passer de -6 Oe à -6 000 Oe à nouveau en quelques secondes. Au total n_1/n_2 conserve sa valeur, donc les spins (et l'aimantation) leur orientation, tandis que le sens du champ a changé : le niveau 1 est maintenant le plus énergétique. Si

l'on effectue alors une transition entre les deux niveaux (résonance magnétique nucléaire), on recueille de l'énergie (raie inversée), pendant un temps relativement court bien entendu.

Un tel système ne peut fonctionner que par impulsion. Il a cependant été proposé comme maser dans certains cas en transposant le passage à travers le zéro du champ par le passage à travers une résonance dont l'effet est de créer un champ tournant qui, pour une certaine valeur, annule l'effet de H_0 .

Une deuxième expérience importante est due à TOWNES [3] (1954) grâce à la molécule d'ammoniac qui possède deux structures inverses correspondant à deux énergies dont la différence correspond à des fréquences de l'ordre de 23 000 MHz (fig. 4). Ces

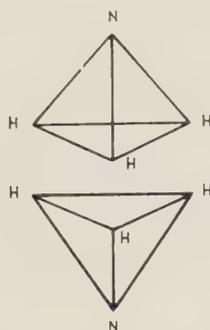


FIG. 4. — Les deux sortes de molécules d'ammoniac.

deux structures, ayant des moments dipolaires électriques différents, subissent des forces différentes dans un champ électrique à symétrie quadripolaire. Ainsi un jet de molécules traversant un tel champ est dédoublé en deux trajectoires distinctes et il est possible de ne recueillir dans une cavité hyperfréquence que celles ayant le niveau supérieur d'énergie : l'inversion réalisée est totale et si le nombre de molécules incidentes est suffisant pour compenser les pertes de la cavité, le système auto-oscille à une fréquence remarquablement définie : c'est l'horloge à ammoniac.

Malgré ces deux remarquables expériences, le développement des masers est dû au dispositif imaginé par BLOEMBERGEN [4] et permettant de réaliser une inversion permanente entre deux niveaux, grâce à l'emploi d'un « pompage » faisant intervenir un troisième niveau.

5. Le maser à trois niveaux

Supposons un système possédant au moins trois niveaux tels que ceux de la figure 5.

Nous désirons réaliser une inversion entre les deux niveaux 1 et 2 correspondant à la différence d'énergie ε . Nous allons pour cela irradier le système avec une onde extérieure correspondant à la différence d'énergie E ($E > \varepsilon$) et de densité ρ . Ecrivons les équations d'évolution des populations, en appelant $w_{j \leftarrow i}$ la probabilité de retour d'une particule du niveau i

vers le niveau j sous l'influence de la relaxation et B la probabilité de transition de pompage entre les niveaux 2 et 3.

$$\frac{dn_2}{dt} = B\rho(n_3 - n_2) + w_{2 \leftarrow 1}n_1 - w_{1 \leftarrow 2}n_2 + w_{2 \leftarrow 3}n_3 - w_{3 \leftarrow 2}n_2$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -B\rho(n_3 - n_2) + w_{3 \leftarrow 1}n_1 - w_{1 \leftarrow 3}n_3 + w_{3 \leftarrow 2}n_2 - w_{2 \leftarrow 3}n_3.$$

Si l'onde incidente E est suffisante pour saturer la transition, cela signifie que le rôle de la relaxation de 2→3 et de 3→2 est faible devant celui de ρ . On peut donc négliger les deux derniers termes de chaque équation.

D'autre part, à l'équilibre thermique entre (1) et (2), on avait évidemment, en posant $1/\beta = kT$:

$$w_{1 \leftarrow 2}n_2 = w_{2 \leftarrow 1}n_1$$

soit :

$$w_{1 \leftarrow 2}e^{-\beta E_2} = w_{2 \leftarrow 1}e^{-\beta E_1}.$$

Pour simplifier l'écriture nous poserons :

$$\widehat{w}_{12} = w_{1 \leftarrow 2}e^{-\frac{\beta}{2}(E_2 - E_1)} = w_{2 \leftarrow 1}e^{-\frac{\beta}{2}(E_1 - E_2)}.$$

En présence de pompage, l'équilibre est modifié et la répartition sur chaque niveau peut s'écrire :

$$n_i = \frac{n}{3} e^{-\beta E_i} (1 + x_i) \quad (13)$$

où x_i représente l'écart à l'équilibre.

Les équations (11) et (12) donnent alors, au premier ordre :

$$\frac{dn_2}{dt} = B\rho[(x_3 - x_2) - \beta(E_3 - E_2)] + \widehat{w}_{12}(x_2 - x_1)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -B\rho[(x_3 - x_2) - \beta(E_3 - E_2)] + \widehat{w}_{13}(x_3 - x_1).$$

Les dérivées sont nulles lorsque l'équilibre dynamique

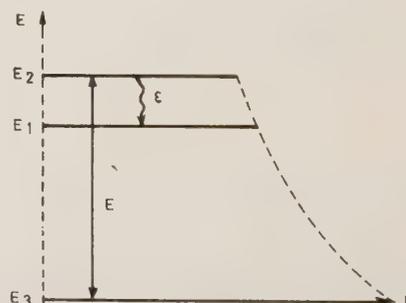


FIG. 5. — Principe du maser à trois niveaux.

est atteint, ce qui conduit, en résolvant le système précédent, à :

$$x_2 - x_1 = \beta E \frac{\widehat{w}_{13}}{\widehat{w}_{12} + \widehat{w}_{13}},$$

soit pour les populations, en utilisant (13) à :

$$n_2 - n_1 = \frac{n}{3 kT} \left[\frac{\widehat{w}_{13}}{\widehat{w}_{12} + \widehat{w}_{13}} \cdot E - \varepsilon \right]. \quad (14)$$

Ainsi, pour qu'il y ait inversion, il faut que la quantité entre crochets soit positive. Remarquons que la densité de l'onde de pompage ρ n'intervient pas (mais il faut que la condition de saturation soit réalisée) et que nous n'avons pas tenu compte de l'émission stimulée à l'énergie ε qui est le but de l'opération et qui joue en sens inverse du pompage : l'amplification ne pourra se faire qu'à très faible niveau. En général dès que le niveau à l'entrée du maser dépasse 10^{-7} W, celui-ci cesse de fonctionner, comme un amplificateur qui se sature.

Si l'on suppose $\widehat{w}_{12} \approx \widehat{w}_{13}$, la condition (14) devient simplement $E > 2\varepsilon$. La longueur d'onde de pompage doit être inférieure à la moitié de celle de l'onde à amplifier.

La puissance disponible est alors :

$$P_{21} = (n_2 - n_1) \cdot h\nu_{21} B_{21} \rho_{21}. \quad (15)$$

5.1. PROBABILITÉS DE TRANSITION

Le calcul précédent fait apparaître les deux probabilités B entre les niveaux de pompe, et B_{21} entre les niveaux de signal. Il est nécessaire que ces deux quantités soient suffisantes et le choix d'un point de

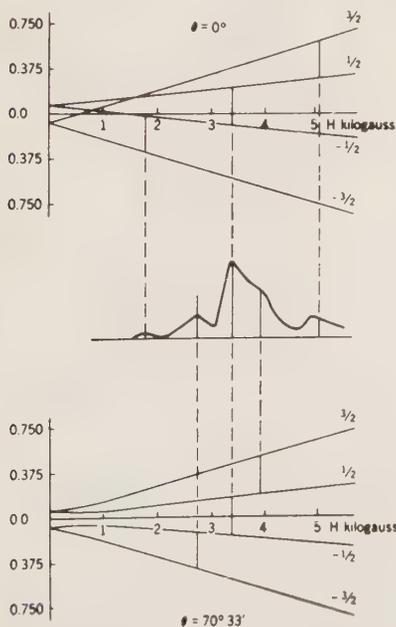


FIG. 6. — Niveau d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans une matrice de Al_2O_3 (rubis) pour deux orientations θ différentes. Au centre, aspect du spectre, dans les deux cas, pour la même fréquence de transition.

fonctionnement maser ne comporte pas seulement la mesure de niveaux convenablement espacés, mais le calcul de ces probabilités à l'aide de la formule (10). On utilise pratiquement des ions paramagnétiques dans un monocristal diamagnétique, soumis à un champ magnétique H_0 extérieur assez élevé : c'est la *résonance paramagnétique électronique* (R.P.E.). Dans ces conditions, les niveaux dépendent du champ H_0 et de l'orientation du cristal dans H_0 (fig. 6). On peut caractériser chaque niveau par un nombre quantique magnétique m et seules les transitions telles que $\Delta m = \pm 1$ et $\Delta m = \pm 2$ sont possibles, bien que ces dernières aient de très faibles probabilités dans certaines directions.

5.2. LARGEUR DE NIVEAUX

Nous avons, jusqu'à présent, raisonné sur des niveaux d'énergie infiniment étroits. En fait, plusieurs causes leur donnent une largeur finie qui confère à la raie de résonance une largeur spectrale finie. Ce sont :

a) Les interactions des particules entre elles ou avec leurs proches voisins. Cet effet est extrêmement faible dans les jets atomiques ou moléculaires (NH_3) mais peut être important dans la matière condensée. Ainsi en R.P.E. les ions paramagnétiques et les noyaux voisins créent un champ local aléatoire qui se superpose au champ appliqué H_0 étalant la valeur de la résonance dans toute une plage. Cet effet n'est pas très gênant pour l'effet maser tant qu'il est dû à une interaction des ions paramagnétiques entre eux, de proche en proche, car le système reste bien défini thermodynamiquement. Même si l'onde incidente, forcément très monochromatique, a une fréquence bien définie ne correspondant qu'à une transition possible à l'intérieur de la raie, il y a transmission de proche en proche de la saturation par le couplage lui-même et tout le système d'ions garde la même température. On dit que la raie est *homogène*. On ajuste sa valeur en diluant plus ou moins (de l'ordre de 0,1 % à 1 %) les ions paramagnétiques dans des ions isomorphes diamagnétiques.

b) L'effet d'un temps de relaxation trop court est de limiter la durée de vie de chaque état et celui-ci se trouve élargi par le principe d'incertitude. Certaines résonances sont inobservables à la température ordinaire à cause de cet effet et il faut allonger T_1 en refroidissant.

c) Les irrégularités de structure (torsion du réseau, paquets irréguliers d'ions) fragmentent le système S_1 en une série de systèmes juxtaposés résonnant au voisinage les uns des autres et élargissent également la raie. Mais il n'y a plus contact thermique entre ces sous-systèmes, on dit que l'élargissement est *inhomogène*. Lorsqu'on applique l'onde incidente, on ne fait résonner que quelques sites ou quelques paquets ; tous les autres sont inefficaces. Le nombre n de la formule (14) tombe alors à une valeur très faible et il ne peut plus y avoir d'effet utilisable.

La perfection du cristal joue donc un rôle essentiel dans les masers.

6. Schéma radioélectrique d'un maser à trois niveaux

6.1. LA SURTENSION MAGNÉTIQUE

Le cristal paramagnétique est placé dans une cavité résonnante accordée sur la fréquence à amplifier. Pour éviter des pertes, cette cavité n'a, à cette fréquence, qu'un seul couplage avec l'extérieur et travaille donc à la *réflexion*. Elle se trouve plongée dans un cryostat lui-même placé entre les pièces polaires d'un aimant. Un dispositif auxiliaire amène l'onde de pompage à la fréquence de laquelle il est souvent commode d'accorder également la cavité.

La figure 7 ne représente que le circuit signal qui comporte un circulateur chargé de séparer l'onde incidente et l'onde de retour amplifiée.

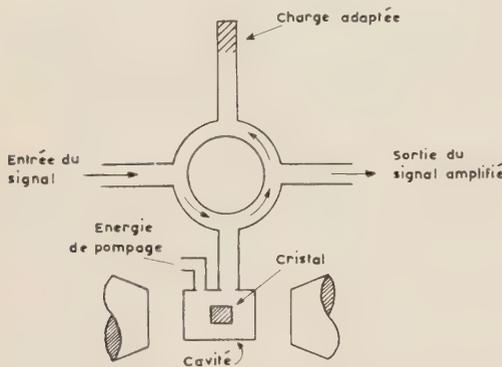


FIG. 7. — Principe du circuit signal d'un maser.

Le maser fournit une puissance par cycle égale à P_{21}/v_{21} (15) proportionnelle à ρ donc au carré du champ hyperfréquence H_1 régnant dans la cavité. Cette dépendance est, au signe près, analogue à celle traduisant les pertes de la cavité et l'on peut représenter l'effet maser par une surtension magnétique Q_m définie par la relation classique :

$$Q_m = 2\pi \frac{\frac{1}{2} \int_v H_1^2 dv}{\frac{P_{12}}{v_{12}}} \quad (16)$$

Cette quantité, *négative*, traduit en langage radioélectrique le phénomène physique. Il est évident que l'on doit chercher à obtenir des Q_m aussi *petits* que possible.

6.2. LE GAIN ET LA BANDE PASSANTE

Le gain est donné par le facteur de réflexion et vaut, en puissance, si P_i est la puissance incidente :

$$G = \frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{1 - \frac{Z}{Z_0}}{1 + \frac{Z}{Z_0}} \right)^2$$

où Z est l'impédance de la cavité et Z_0 celle du guide.

Si l'on note Q_0 la partie de la surtension de la cavité provenant uniquement de ses pertes internes et Q_c celles provenant uniquement des pertes à travers le couplage, les pertes algébriques dans la cavité sont

données par $\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_m}$ et on a, à la résonance :

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{\frac{1}{Q_c}}{\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_m}} \approx \frac{Q_m}{Q_c}$$

en remarquant que pour un appareil convenable, on a toujours :

$$Q_0 \gg |Q_m| \quad (17)$$

On en tire :

$$G = \left(\frac{Q_c + |Q_m|}{Q_c - |Q_m|} \right)^2 \quad (18)$$

On voit, sous cette forme, que le gain peut être ajusté à une valeur quelconque par le jeu de Q_c : il est indispensable de prévoir un couplage réglable à cet effet comme, par exemple, celui de la figure 8. Mais rappelons que cette formule suppose l'inégalité (17) qui signifie que le maser fournit une énergie très supérieure à celle dissipée dans la cavité.

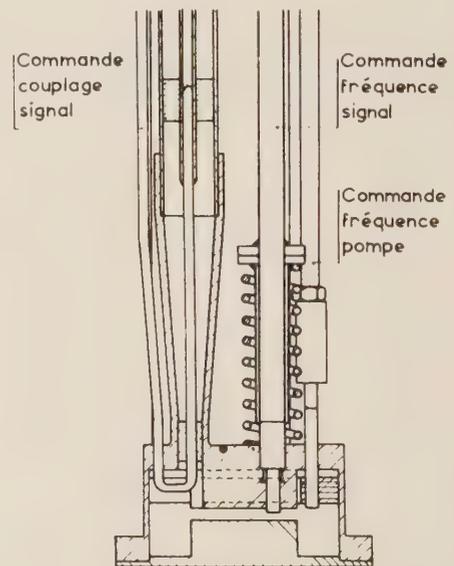


FIG. 8. — Schéma de la cavité d'un maser fonctionnant à 10 cm avec pompage à 2 cm (thèse Galand, Grenoble).

La bande passante est celle d'un circuit de surtension égale à la surtension totale Q_T de la cavité :

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_c}$$

D'où

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{Q_T} \approx \frac{1}{Q_c} - \frac{1}{|Q_m|} = \frac{|Q_m| - Q_c}{|Q_m| Q_c}$$

ce qui, joint à l'équation (18), donne :

$$\Delta v \left[\sqrt{G-1} \right] = \frac{2v}{|Q_m|} \quad (19)$$

On voit que, pour un maser donné, si le gain est raisonnable, le produit $\Delta v \cdot \sqrt{G}$ est une constante. Cette constante est d'autant meilleure que la fréquence de travail est élevée (d'où la difficulté de faire des masers au-dessous de 1 400 MHz par exemple) et que le Q_m obtenu est faible. Cette quantité Q_m caractérise bien les performances de l'appareil. A titre d'exemple, précisons que l'on a réalisé à 3 cm des Q_m de l'ordre de 100, ce qui conduit à des bandes de 20 MHz pour un gain de 20 dB. Sous cette forme, le maser est donc nécessairement un dispositif à bande relativement étroite.

7. Le facteur de bruit

7.1. FLUCTUATIONS THERMIQUES

Les sources de bruit sont liées aux pertes. Celles-ci proviennent de la cavité (Q_0) plongée dans un bain à la température T_0 et des électrons magnétiques (Q_m négatif) à la température T_m (négative) du système S_1 . L'amplificateur aura donc une température intermédiaire donnée par :

$$T_r = \frac{\frac{T_0}{Q_0} + \frac{T_m}{Q_m}}{\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{|Q_m|}}$$

soit, d'après l'inégalité 17 :

$$T_r = T_0 \frac{|Q_m|}{Q_0} + |T_m| \quad (20)$$

La quantité $|T_m|$ résulte de l'application de la loi de Boltzmann aux deux niveaux 1 et 2 :

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\frac{\varepsilon}{k|T_m|}} \text{ ou } n_2 - n_1 \approx n_1 \frac{\varepsilon}{k|T_m|}$$

soit d'après l'équation (14) :

$$\frac{|T_m|}{T_0} = \frac{\varepsilon(\widehat{w}_{21} + \widehat{w}_{31})}{(E - \varepsilon)\widehat{w}_{31} - \varepsilon\widehat{w}_{21}} \approx \frac{2\varepsilon}{E} \quad (21)$$

On remarque qu'ainsi $|T_m|$ est plus petit que T_0 et, finalement, l'équation (20) montre que T_r est aussi inférieur à T_0 .

7.2. EMISSION SPONTANÉE

Nous avons déjà signalé l'incohérence de ce mécanisme qui introduit ainsi une source de fluctuations. On peut aisément déterminer une température équivalente, c'est celle qui donne à l'énergie d'un mode v de vibration du corps noir E la même valeur que celle du photon stimulé : hv .

Or :

$$\bar{E} = \frac{hv}{e^{kT} - 1}$$

D'où :

$$e^{\frac{hv}{kT}} - 1 = 1 \text{ et } T = \frac{hv}{kL2} \quad (22)$$

Cet effet croît proportionnellement à la fréquence :

Pour une longueur d'onde de :

$$\lambda = 1 \text{ cm} \quad T = 1,5 \text{ }^\circ\text{K, négligeable.}$$

Pour une longueur d'onde de :

$$\lambda = 0,8 \mu \quad T = 18\,000 \text{ }^\circ\text{K, valeur énorme qui rend aléatoire l'intérêt des amplificateurs masers dans ce domaine.}$$

Au total donc, dans le domaine hyperfréquence, la température de bruit du maser *seul* est sensiblement inférieure à celle du bain dans lequel est plongé le cristal paramagnétique. Son facteur de bruit, donné par la formule classique :

$$F = 1 + \frac{T_r}{290} \quad (23)$$

est voisin de 0 dans l'échelle des décibels.

Mais il faut ajouter les bruits causés par les pertes dans les guides d'alimentation et surtout dans le circulateur. Aussi arrive-t-on très difficilement à une température de bruit globale de 20 °K pour un maser fonctionnant dans l'hélium liquide (4,2 °K).

8. Amélioration des masers centimétriques à trois niveaux

8.1. BASSES TEMPÉRATURES

Un abaissement de température améliore les performances des masers sur plusieurs points.

L'effet fondamental résulte de la formule (14) qui montre que l'inversion de populations est proportionnelle à $1/T$, toutes choses égales d'ailleurs. Il s'ensuit, par le jeu des formules (16) et (19), que le produit $\Delta v \sqrt{G}$ l'est également.

Un deuxième effet très important concerne la température de bruit du maser amplificateur qui est de l'ordre de la température du cristal paramagnétique comme le montrent les formules (20) et (21).

Enfin l'augmentation des temps de relaxation à basse température permet une saturation plus facile des niveaux et conduit à des puissances de pompage faibles ou très faibles (quelques milliwatts dans l'hélium liquide).

Malheureusement, l'usage de très basses températures n'est pas encore opérationnel dans l'industrie. Aussi quelques essais ont-ils été faits pour travailler dans l'azote liquide (maser 3 cm du R.R.E. [5]), mais il est certain que les masers intéressants sont ceux qui travaillent vers 1,5 °K sous pression réduite d'hélium.

8.2. POMPAGES MULTIPLES

Une disposition judicieuse d'un quatrième niveau d'énergie, disponible en particulier quand l'ion utilisé est le chrome, permet d'employer à la fois la même onde de pompage pour augmenter la population du niveau supérieur n_2 et diminuer celle du niveau inférieur n_1 (KIKUCHI [2]). La figure 9 présente quatre

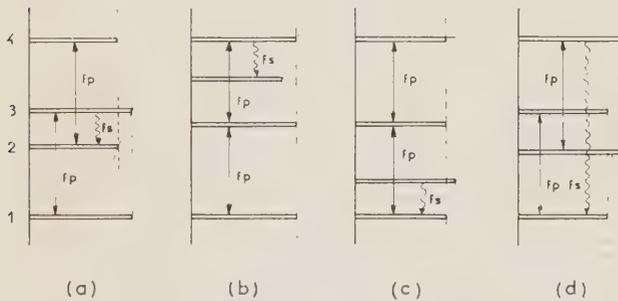


FIG. 9. — Exemples de pompages multiples.

schémas possibles dont l'un permet même un pompage à fréquence inférieure à celle du signal. Bien entendu, ces schémas supposent que les probabilités des transitions représentées par des flèches soient importantes. Ils ne peuvent être réalisés que pour certaines fréquences et pour une ou deux orientations très précises du cristal.

8.3. USAGE DE LA CROSS-RELAXATION

Lorsqu'on connecte deux niveaux par une onde électromagnétique de fréquence convenable, on modifie la température du système de spins relatif à ces deux niveaux, sans modifier les populations d'autres niveaux qui sont ainsi à l'écart du système S_1 . Cependant le couplage entre tous les spins par leur champ local peut être suffisant, s'ils sont assez proches, pour établir un contact thermique qui généralise à tous les niveaux la température de S_1 . En d'autres termes, lorsque l'onde incidente chauffe le système S_1 (niveaux 3 et 2) en orientant des spins de la position 3 à la position 2 (fig. 10) ceux-ci ont tendance à

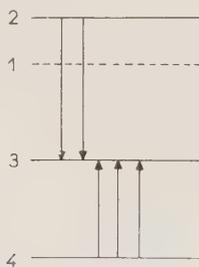


FIG. 10. — Principe de la cross-relaxation.

revenir en 2 en cédant de l'énergie à des spins de niveau 4 qui montent en 3 : cette cession est évidemment sélective et l'écart 4-3 doit être dans un rapport simple avec l'écart 3-2. Si ce rapport est par exemple 3/2, cela signifie que trois spins du premier écart sont pompés par le retour à l'équilibre de deux spins du deuxième écart, mais ce rapport peut fluctuer autour de cette valeur dans une assez large limite, la conservation de l'énergie étant assurée par une réorientation relative des spins entre eux.

Il s'ensuit que si l'on sature une transition (température infinie) on sature, par là même, toutes les transitions soumises à la cross-relaxation, même si les règles de sélection interdisent des interactions directes des spins avec le rayonnement. La figure 11

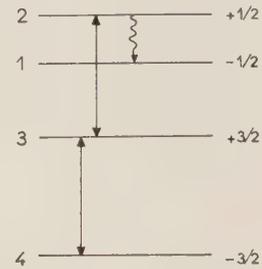


FIG. 11. — Schéma pratique utilisant la cross-relaxation (thèse Descamps, Grenoble).

montre une disposition de niveaux où cet effet est favorable et permet un pompage en cascade (Grenoble [6]). Dans beaucoup d'autres cas, l'effet est défavorable.

Cette cross-relaxation est indépendante de la température et ne dépend que de la concentration en spins (champ local), qui permet de l'ajuster à la valeur convenable.

8.4. UTILISATION DE STRUCTURES HYPERFRÉQUENCES AMÉLIORÉES

On peut augmenter la bande passante des masers en conservant leur gain par le jeu de cavités multiples couplées à la cavité principale (BROUSSAUD et MALNAR [7]). On est ainsi progressivement amené à envisager une structure répartie régulièrement. Cette solution a donné lieu à d'intéressantes réalisations dont nous allons résumer le principe dans le prochain paragraphe.

9. Le maser à onde progressive

Il est essentiellement constitué d'une ligne dans laquelle l'onde se propage à l'intérieur du cristal paramagnétique. Il est nécessaire de prendre deux précautions :

a) *Eviter le rayonnement stimulé vers l'arrière*

Cela constituerait une perte de la moitié de l'énergie gagnée. On empêche cet effet en disposant dans la structure progressive un élément de ferrite imposant

un effet unidirectionnel sous l'effet du champ H_0 exigé pour la résonance.

b) *Ralentir la vitesse de l'onde*

Dans une structure à onde progressive la puissance croît exponentiellement et si l'on pose : $P(x) = P_0 e^{2\alpha x}$, l'accroissement par unité de longueur peut s'écrire :

$$\frac{dP}{dx} = 2\alpha P \quad (23)$$

Cet accroissement est une fraction définie de l'énergie W stockée par unité de longueur, liée à celle-ci par le Q_m .

$$|Q_m| = \frac{W dx}{dP}$$

Or entre l'énergie stockée W et la puissance transmise, il y a la relation évidente :

$$P = W \cdot v_g \quad (24)$$

où v_g est la *vitesse de groupe* de l'onde.

On tire des équations (23) et (24) :

$$\alpha = \frac{\omega}{2|Q_m|v_g}$$

D'où le gain en décibels, pour une ligne de longueur L :

$$G_{dB} = 10(\log_{10} e) \cdot \frac{L}{|Q_m|v_g} = 27 \frac{SN}{|Q_m|} \quad (25)$$

Dans ce te dernière formule on a posé $N = \frac{L}{\lambda_0}$ et $S = \frac{c}{v_g}$, facteur de ralentissement (c étant la vitesse de la lumière).

On voit que le gain est encore inversement proportionnel à $|Q_m|$, ce qui est normal, et qu'il croît avec S ce qui exige de ralentir au maximum l'onde pour augmenter l'énergie stockée dans le cristal et par suite l'interaction avec les ions. On parvient à ce résultat en utilisant comme ligne un guide muni d'une structure interne périodique telle que celle de la figure 12 appelée ligne en peigne. La longueur de

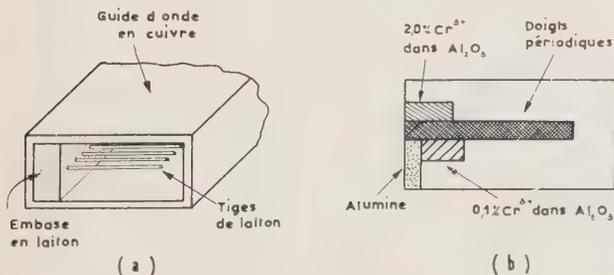


FIG. 12. — a) Structure en dents de peigne.

b) Section de la ligne montrant les dispositions relatives des divers constituants. Le rubis à 2 % joue le rôle d'élément unidirectionnel.

ligne, traduite par N , est limitée par les dimensions de l'aimant et peut être augmentée en repliant la ligne sur elle-même.

La largeur de bande n'apparaît plus dans l'expression du gain et l'on peut montrer qu'elle est directement liée à la largeur spectrale du phénomène de résonance. Cette largeur fonction, comme nous l'avons vu, des interactions entre les ions, peut être augmentée dans une certaine mesure par accroissement de la concentration.

10. Les performances obtenues dans les ondes décimétriques et centimétriques

A titre d'exemple, on trouvera ci-dessous quelques caractéristiques de masers opérationnels, tous réalisés à l'aide d'ions chrome dans une matrice d'alumine (rubis).

a) *Masers à cavité :*

1) *Maser à 1420 MHz de HARVARD* [8] (observation de la raie d'émission de l'hydrogène à 21 cm dans les galaxies lointaines) $\Delta\nu = 2$ MHz, $G = 20$ dB en fonctionnement dans l'hélium liquide.

Température de bruit du maser seul : 9 °K, des guides : 20 °K, du circulateur : 25 °K, de l'ensemble avec l'antenne : 85 °K.

2) *Maser à 9 500 MHz de Columbia* (N.R.L. [9] (fig. 13).

$\Delta\nu = 5,5$ MHz, $G = 20$ dB dans l'hélium.

Bruit total avec l'antenne : 85 °K. Stabilité sur 5 s : 0,04 °K.

b) *Masers à onde progressive 2300 MHz : de l'Airborne Instruments Laboratory* [10].

$\Delta\nu = 22$ MHz, $G = 30$ dB. Température de bruit du maser seul : 12 °K.



FIG. 13. — a) Vue d'ensemble du radiotélescope de l'Université de Columbia.



FIG. 13. — *b*) Détail du préamplificateur à maser situé au foyer de la parabole.

Un tel dispositif fonctionne avec $|Q_m| \simeq 50$ et $S = 3$.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux que l'on peut obtenir beaucoup plus simplement (en particulier sans cryogénie) avec des amplificateurs paramétriques utilisant comme éléments non linéaires des diodes (varactors). La limite de température de bruit de tels appareils se situe vers 80°K , pour un gain du même ordre de grandeur, mais une bande passante beaucoup plus grande, de l'ordre de 100 MHz. Dans ces conditions, l'usage du maser ne s'impose que dans le cas très particulier où l'on désire observer des sources très froides. Cependant, on peut espérer maintenir les performances des masers dans le domaine millimétrique tandis que celles des amplificateurs paramétriques chutent très rapidement en-dessous de 1 cm.

11. Masers millimétriques

Comme nous venons de le voir les masers restent imbattables dans le domaine millimétrique. Pour les réaliser il est cependant nécessaire de vaincre deux obstacles : le champ magnétique appliqué et la fréquence de pompage.

11.1. CHAMP MAGNÉTIQUE APPLIQUÉ

Le champ magnétique appliqué H_0 est proportionnel pour un ion libre à la fréquence de résonance. Il vaut 3 000 Oe à $\lambda = 3$ cm et serait égal à 90 000 Oe pour $\lambda = 1$ mm. Bien que de telles valeurs ne soient plus réellement un obstacle à l'époque de la supraconductivité, la réalisation de champs suffisamment homogènes pose encore pour ces valeurs des problèmes délicats.

Heureusement, il existe une solution plus simple. Dans la plupart des cas, en effet, l'ion paramagnétique dans le cristal n'est pas du tout identique à l'ion libre et subit, du fait de son moment orbital, un couplage avec le réseau cristallin qui s'ajoute au champ H_0 (c'est évidemment une image grossière) pour créer le couple de rappel nécessaire à la résonance ; les niveaux sont déjà plus ou moins fortement écartés en champ nul : c'est le « splitting » initial.

On peut donc choisir un ion dont le splitting initial soit voisin de la fréquence millimétrique choisie, le champ H_0 permettant d'ajuster simplement les niveaux à la valeur exacte nécessaire. De nombreux cristaux ont été proposés à cet usage, tels que les magnésies ou thorines dopées d'ions terres rares (11), mais le plus connu est celui de rutile (TiO_2) dopé avec Fe^{+++} : il y a alors trois niveaux en champ nul distants de 43,3 GHz et 81,3 GHz. Plusieurs masers fonctionnant à 8 mm ont été réalisés ainsi (12) (13) et un projet 4 mm est en cours de réalisation à Grenoble.

La structure cristalline de TiO_2 , de symétrie D_{2h} , donne lieu à deux sites équivalents par maille dans des plans orthogonaux passant par l'axe optique. En plaçant ces deux sites symétriquement, par rapport au champ appliqué H_0 ($\varphi = 45^\circ$), on superpose leurs spectres et on utilise deux fois plus de centres paramagnétiques. L'angle θ de H_0 avec l'axe dans ce plan bissecteur permet d'ajuster les niveaux et l'on trouve deux plages de fonctionnement push-pull :

la première pour $68^\circ < \theta < 90^\circ$ et un champ de 7 000 à 4 750 Oe.

la deuxième pour $6,5^\circ < \theta < 13,5^\circ$ et un champ de 10 200 à 11 100 Oe.

La figure 14 représente les niveaux dans la première orientation qui permet d'utiliser un champ plus faible et un angle de 90° au voisinage duquel les niveaux passent par des extrema et sont donc peu sensibles à l'angle.

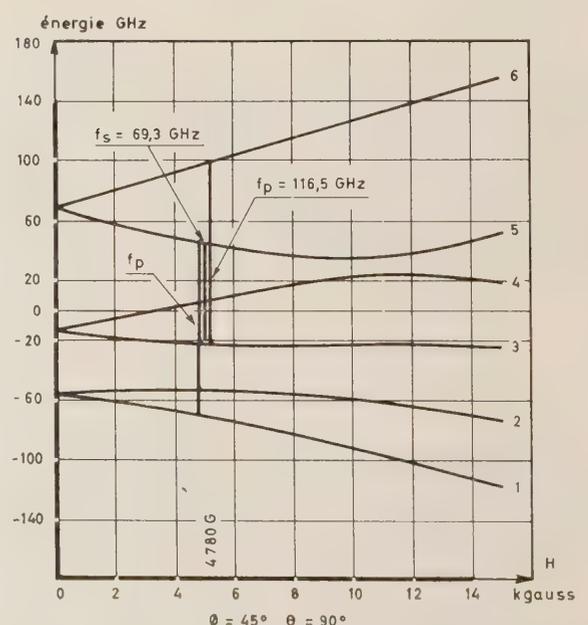


FIG. 14. — Niveaux de l'ion fer dans le rutile montrant un diagramme d'utilisation possible en maser 4 mm.

Il n'en est pas de même malheureusement pour l'angle φ sur lequel un degré d'erreur écarte les raies des deux sites d'environ 120 Oe, soit six fois la largeur de raie. Il est donc nécessaire de prévoir un dispositif mécanique d'orientation extrêmement précis (à quelques minutes près).

Les temps de relaxation sont de l'ordre de 1 à 5 ms pour 4 mm, si bien que la saturation dans l'hélium est atteinte pour quelques milliwatts.

Le rutile possède une constante diélectrique très élevée et très anisotrope, de plus, fonction de la température :

Température	ϵ_{\perp}	$\epsilon_{//}$
300 °K	87	167
78 °K	123	235
4,2 °K	130	256

Heureusement, comme on le voit, la variation de ϵ avec T diminue à basse température.

La réflexion d'une onde au passage dans un diélectrique de ϵ aussi élevé est telle que le cristal, sans revêtement, sert directement de cavité résonnante, mais s'il a quelques millimètres de côté, le mode de résonance est déjà élevé. Un échantillon de 100 mm³ présente un écart, mesuré, de 1,4 MHz entre modes, si bien que l'on ne peut dépasser 10 mm³. Les pertes diélectriques sont très faibles ($\text{tg } \delta \simeq 10^{-5}$) et la surtension moyenne est de l'ordre de 100 000.

Le couplage peut être modifié par le déplacement d'un court-circuit derrière le cristal, ce qui permet d'ajuster le gain du maser.

Dans sa version finale, la sonde se compose de 2 guides RG 99/U en argent accolés et d'épaisseur réduite. Les guides débouchent sur une petite longueur de guide de section 4 × 3 mm destiné à recevoir un cristal de 0,5 mm d'épaisseur et où coulisse un piston de court-circuit arrière commandé de l'extérieur par un tube d'incox entourant les guides et assurant l'étanchéité vis-à-vis de l'hélium liquide.

11.2. FRÉQUENCE DE POMPAGE

La fréquence de pompage reste presque toujours, malgré les artifices possibles [15], supérieure ou égale au moins à la fréquence de signal et doit être délivrée avec une puissance suffisante. Le fait qu'il existe des carcinotrons émettant jusqu'à 0,5 mm laisse une marge encore importante, mais il a paru intéressant d'essayer de franchir une étape en utilisant un pompage avec des sources optiques. Le schéma de la figure 15 peut être proposé, par exemple, mais il convient de remarquer l'extrême sélectivité lumineuse nécessaire pour ne pomper qu'un seul des sous-niveaux hyperfréquences. Cette *sélectivité* est incompatible avec les caractéristiques usuelles des sources de *puissance* suffisante. Deux solutions ont été proposées :

- Utilisation d'une source laser
- Utilisation d'une source polarisée et de règle de sélection convenable, grâce à un choix de schéma

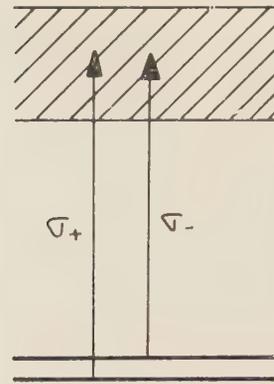


FIG. 15. — Principe d'un pompage optique.

judicieux. L'utilisation de centres colorés (électrons) dans des cristaux d'halogénures alcalins est actuellement en cours d'étude [14].

Ces centres présentent, en effet, une bande d'absorption très intense et sont faciles à préparer par chauffage d'un cristal pur en présence d'un excès de vapeur alcaline.

L'échantillon est directement placé dans un bain d'hélium en dessous du point λ (pour éviter les bulles). On éclaire parallèlement au champ magnétique en lumière monochromatique polarisée circulairement et on détecte la lumière transmise. Le dewar possède des fenêtres en saphir taillé perpendiculairement à l'axe pour ne pas dépolariiser et ces fenêtres sont soudées au métal par une soudure au titane (supportant de grandes variations de température). On constate que l'absorption optique à faible énergie est légèrement différente pour les deux sous-niveaux 1 et 2 (on favorise l'un ou l'autre en changeant le sens de rotation de la lumière polarisée). Il est ainsi possible de pomper le niveau 1 plus que le niveau 2 et une inversion de populations, encore trop faible pour un maser, a été obtenue par ce procédé.

D'autres centres paramagnétiques sont en cours d'étude et présentent des caractéristiques prometteuses.

12. Conclusion : les usages actuels des masers

La sensibilité des récepteurs hyperfréquences, comme de tous les récepteurs, est essentiellement liée à leur facteur de bruit. De ce point de vue les masers sont évidemment les meilleurs préamplificateurs actuels, bien que, dans certains domaines, ils soient suivis de près par les amplificateurs paramétriques. Mais il est bien évidemment inutile d'utiliser un récepteur très peu bruyant, si des sources de bruit supérieures viennent s'ajouter à la réception. Or l'absorption atmosphérique lorsque le trajet est important (visée tangentielle à la surface terrestre) introduit une source de bruit très supérieure à celle des masers, et dans ces conditions les radars faiblement inclinés sur l'horizon ne sont justiciables que des systèmes paramétriques.

Par contre, l'atmosphère terrestre observée près du zénith (et à condition que l'antenne n'ait pas de

lobes arrières) introduit très peu de bruit. D'où l'intérêt des masers dans le domaine des dispositifs *actifs* (c'est-à-dire avec émission et réception):

— pour la détection d'objets volant à très hautes altitudes,

— pour les observations astronomiques et communications spatiales.

Les masers sont également intéressants dans les dispositifs purement *passifs* où le signal reçu est simplement un bruit; c'est le cas de :

— La radioastronomie qui détecte ainsi des galaxies obscures dont la température est trop basse pour qu'il y ait émission dans le domaine optique,

— La radiométrie, cartographique ou autre, enregistrant la température d'émission de tous obstacles, généralement par comparaison avec une source étalon, grâce à une commutation rapide,

— La mesure de température de gaz tel que l'atmosphère, autour d'un avion supersonique par exemple.

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages généraux

- TROUP G. — Masers. Methuen. London 1959.
 SINGER J.R. — Masers. John Wiley and Sons, New York, 1959.
 SINGER J.R. — Advances in Quantum Electronics. *Columbia University Press*. New York 1961.
 BLOEMBERGEN N. et GRIVET P. — Electronique Quantique 1 et 2. Dunod, 1964.

- SIEGMAN A.E. — Microwave Solid State Masers. Mac Graw Hill 1964.
 VUYLSTEKE A.A. — Elements of Maser Theory, Van Nostrand, 1962.
 SKOBELTSYN D.V. — Soviet Maser Research (avec importante bibliographie soviétique). Traduction anglaise : Consultants Bureau N.Y. 1964.

Références

- [1] COMBRISSE J., HONIG A. et TOWNES C.H. — *C.R. Acad. Sc.* **242** (1956), 2451.
 [2] BIJL D. et CAMPBELL. — *C.R. Arch. Sci.* **13** (1960) 354.
 [3] GORDON J.P., ZEIGER H.J. et TOWNES C.H. — *Phys. Rev.* **99** (1955) 1264.
 [4] BLOEMBERGEN N. — *Phys. Res.* **104** (1956) 324.
 [5] DITCHFIELD C.R. et FORRESTER P.A. — *Phys. Rev. Letters* **1** (1958), 448.
 [6] BUISSON R., CHICAULT R., DESCAMPS D., GALLAND J. et SOUTIF M. — *C.R. Acad. Sc.* **252** (1961) 2197.
 [7] BROUSSAUD G. et MALNAR L. — *L'Onde Elect.* **40** (1960) 555 et **41** (1961) 184.
 [8] JELLEY J.V. et COOPER B.F.C. — *Rev. Sci. Instr.* **32** (1961) 166.
 [9] GIORDMAINE J.A., ALSOP L.L., MAYER C.H. et TOWNES C.H. — *Proc. IRE* **47** (1959) 1062.
 [10] OKWIT S. et SMITH J.G. — *Proc. IRE*, **50** (1962) 1470.
 [11] DESCAMPS D. et MERLE D'AUBIGNÉ Y. — *Phys. Let.* **8** (1964) 5.
 [12] FONER S. et MOMO L.R. — *J. Appl. Phys.*, **31** (1960) 742.
 [13] HUGHES W.E. — *Proc. IRE*, **50** (1962) 1691.;
 [14] GAREYTE J. et MERLE D'AUBIGNÉ Y. — *C.R. Acad. Sci.*, **258** (1964) 6393.
 [15] ARAMS F. — *IRE Transactions*. MTT. 9 (1961) 68.

PROBLÈME DE MESURE DES CARACTÉRISTIQUES D'UN MASER AU POINT DE VUE DE SA TEMPÉRATURE DE BRUIT ET DE SA STABILITÉ

PAR

M. J. GRANGEON

*Ingénieur au Service d'Etudes Techniques Avancées
Centre de Recherches de Bagnoux (Seine)
Compagnie Française Thomson-Houston*

1. Introduction

La mesure de la température de bruit d'un maser met en œuvre, dans leurs principes, les méthodes générales de mesure étudiées par M. RUPPLI dans ce même numéro de *l'Onde Electrique*. Cependant, aux très faibles températures de bruit, des difficultés nouvelles apparaissent, liées à la stabilité des caractéristiques du maser.

Pour mesurer la température de bruit hors tout d'un préamplificateur maser, réalisé dans les laboratoires de recherches de la C.F.T.H., nous avons été amenés à mettre au point une méthode de mesure des très faibles températures de bruit et à dégager les limites que nous pourrions attendre dans notre cas. Nous

avons été conduits à nous intéresser à la stabilité de gain et de bande passante de notre maser et à étudier les paramètres agissant sur cette stabilité.

Nous concluons cet article par quelques résultats de mesures de température de bruit, échelonnées sur environ quatre mois et qui traduisent la fidélité du maser.

2. Appareillage

Le maser essayé est du type à cavité et utilise le rubis comme matériau paramagnétique. Il a les caractéristiques suivantes :

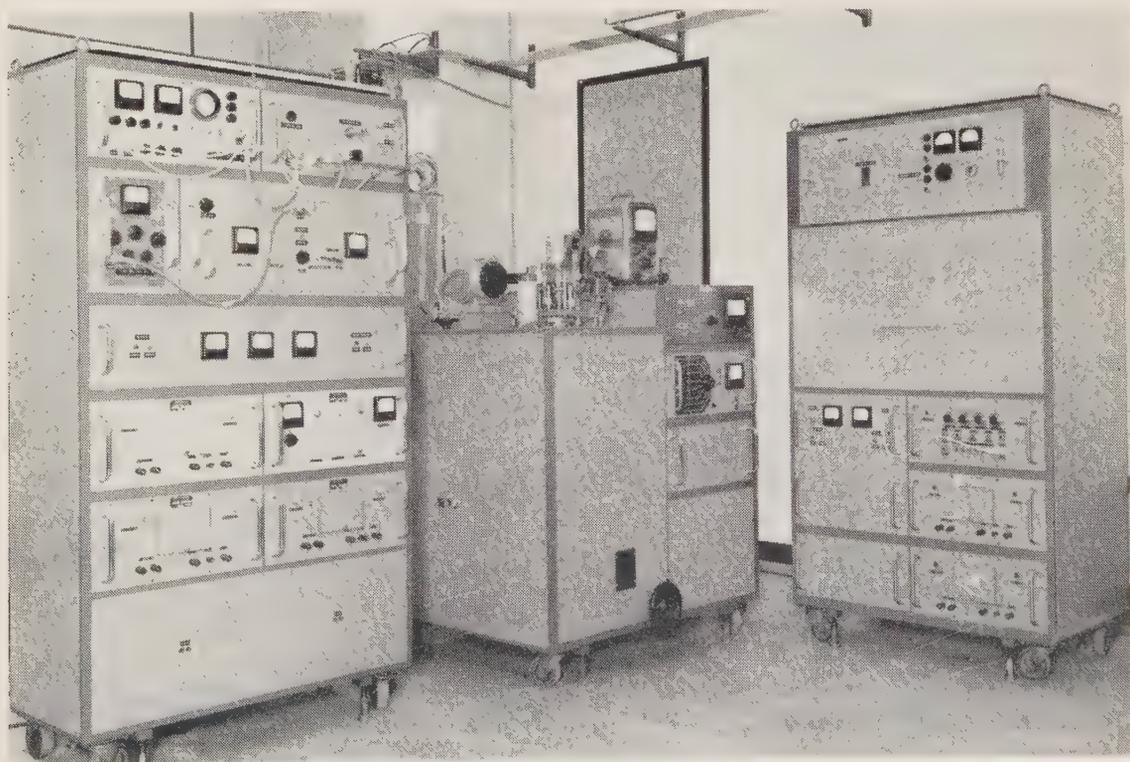


FIG. 1. — Maser encadré de ses baies annexes d'alimentation.

Fréquence signal $F_s = 2\,950$ MHz,
 Produit gain \times bande, mesuré
 directement $G^{\frac{1}{2}}B = 18$ MHz,
 soit... Bande à 3 dB = 1,4 MHz pour $G = 22$ dB,
 Dynamique 60 dB.

Il nécessite pour son fonctionnement :

un champ magnétique $H_0 = 0,270$ Wb \cdot m⁻²,
 un bain d'hélium liquide à . $T = 4,2$ °K,
 une puissance « pompe » ... $P_p = 100$ mW,
 à une fréquence $F_p = 13\,650$ MHz,
 angle entre axe optique du
 rubis et H_0 $\theta = 87^\circ$.

La figure 1 montre l'aspect général du maser encadré de baies annexes d'alimentation.

La figure 2 est un bloc diagramme de la baie maser.

La figure 3 est un schéma de l'appareillage utilisé lors des mesures.

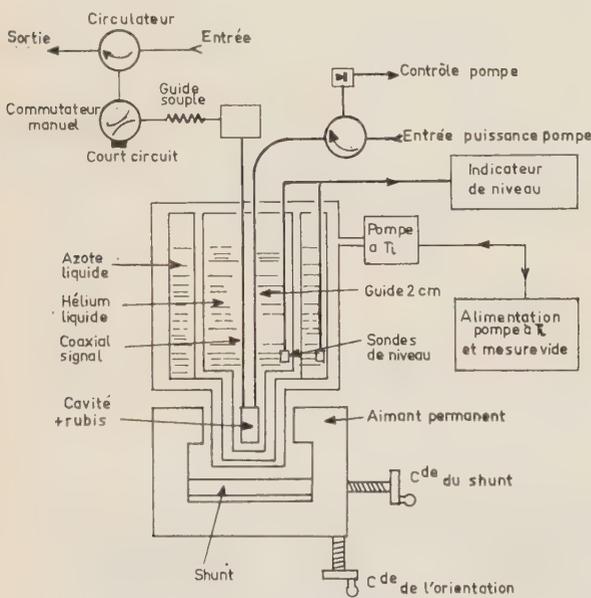


FIG. 2. — Baie maser.

Les figures 4 et 5 sont les caractéristiques relevées de bande et de dynamique.

Ce maser est suivi d'un récepteur superhétérodyne, c'est-à-dire d'un changeur de fréquence, d'une chaîne d'amplification à 36 MHz, d'une détection quadra-

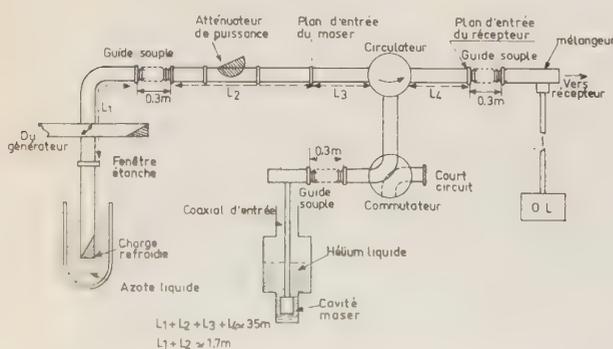


FIG. 3. — Schéma de l'appareillage utilisé.

tique et d'un système d'enregistrement numérique des tensions détectées.

Le récepteur a une bande passante $B_R = 5$ MHz et une stabilité hors tout de 10^{-3} sur plusieurs heures.

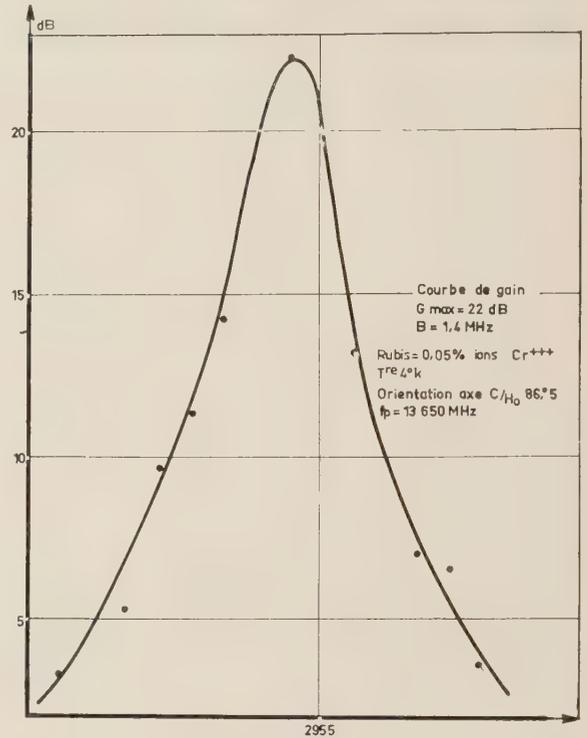


FIG. 4. — Courbe de gain. $G_{\max} = 22$ dB ; $B = 1,4$ MHz ; rubis = 0,05 % ; ions Cr⁺⁺⁺ ; température : 4 °K ; orientation axe C/H₀ 86°5 ; $f_p = 13\,650$ MHz.

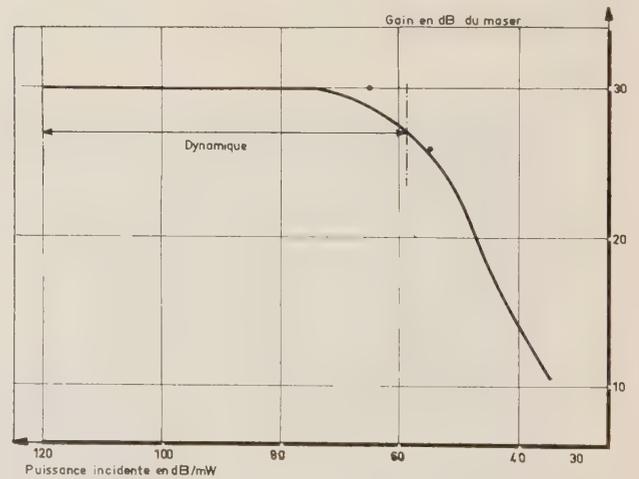


FIG. 5. — Courbe dynamique. Gain en fonction de la puissance incidente.

3. Considérations théoriques

3.1. TEMPÉRATURE DE BRUIT

3.1.1. Principe des mesures

Nous présentons, à l'entrée de l'ensemble maser plus récepteur superhétérodyne, des charges hyperfréquences, adaptées à des températures différentes.

Pour cela nous avons, soit une charge plongée dans l'azote liquide et dont la température équivalente,

compte tenu des pertes dans la fenêtre étanche qui ferme le guide, est :

$$T_c = 80 \pm 1 \text{ }^\circ\text{K},$$

soit un atténuateur de 50 dB, à la température ambiante dont la température équivalente est la température du local, c'est-à-dire :

$$T_0 = 295 \pm 2 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Nous mesurons alors les tensions détectées à la sortie du récepteur après avoir vérifié que la détection est quadratique, c'est-à-dire que ces tensions sont proportionnelles aux puissances incidentes.

Nous obtenons alors :

V_1 : maser en service voyant l'atténuateur, c'est-à-dire T_0 ,

V_2 : maser en service voyant la charge froide,

V_3 : récepteur voyant la charge froide (maser remplacé par un court-circuit),

V_4 : récepteur voyant l'atténuateur.

Le système d'enregistrement nous permet de calculer l'erreur ΔV sur les tensions détectées :

$$V_i = \bar{V}_i \pm \Delta V_i.$$

De ces quatre mesures, nous pouvons déduire :

T_R : température équivalente du récepteur super-hétérodyne,

T_M : température équivalente hors tout du maser seul,

B_M : bande passante efficace du maser.

Il faut bien noter que T_M est la température hors tout du maser, ramenée à la bride d'entrée, c'est-à-dire tenant compte de toutes les pertes dans les éléments complémentaires du maser proprement dit (guides rigides et souples, circulateur, coaxial d'entrée dans le vase Dewar, etc.).

On peut d'ailleurs évaluer T_M de la façon suivante :

$$T_M = \mathcal{C}_M + \mathcal{C}_p,$$

avec \mathcal{C}_M , température de bruit par émission spontanée dans la cavité maser :

$$\mathcal{C}_M = T \frac{Q_e}{Q_0} + |T_S| \frac{Q_c}{|Q_m|}$$

avec T ; température du bain d'hélium,

Q_e : coefficient de surtension extérieur de la cavité,

Q_0 : coefficient de surtension propre de la cavité,

T_S : température de spin du matériau pour les deux niveaux utilisés par le signal lorsque les populations sont inversées,

Q_m : coefficient de surtension magnétique lorsque les populations des niveaux sont inversées,

\mathcal{C}_p : température de bruit due aux pertes dans les éléments mentionnés ci-dessus.

Nous avons relevé par exemple :

$$\begin{aligned} Q_0 &= 1\,000, & T_S &= -1 \text{ }^\circ\text{K}, \\ Q_e &= 355, & T &= 4 \text{ }^\circ\text{K}, \\ Q_m &= -300, & \text{donc } \mathcal{C}_M &\simeq 3 \text{ }^\circ\text{K}. \end{aligned}$$

Par ailleurs les pertes qui entraînent \mathcal{C}_p peuvent être évaluées à 0,34 dB ce qui donne $\mathcal{C}_p = 25 \pm 1 \text{ }^\circ\text{K}$.

Nous trouvons donc $T_M \simeq 28 \text{ }^\circ\text{K}$ et nous voyons que $T_M > \mathcal{C}_M$.

3.1.2. Interprétation

Comme nous voulons mesurer des températures équivalentes très faibles, nous devons tenir compte des pertes dans les divers éléments de liaison qui font que les températures vues dans les différents cas ne sont pas exactement celles des charges placées en bout de ligne.

Nous négligeons, par ailleurs, l'effet des désadaptations car toutes nos liaisons se font par guides d'onde et les taux d'ondes stationnaires mesurés sur les charges et circulateurs sont supérieurs à 0,98, donc négligeables dans le calcul. Nous emploierons les notations suivantes :

α : facteur de détection en mV/W,

K : constante de Boltzmann,

G_M : gain en puissance du maser,

B_M : bande passante équivalente du maser,

T_M : température de bruit hors tout du maser,

B_R : bande passante équivalente du récepteur,

T_R : température de bruit du récepteur,

T'_c, T''_c, T'''_c : températures vues dans les différents cas.

Notons que les bandes passantes utilisées ci-dessus sont des bandes équivalentes qui sont en général plus faibles que les bandes mesurées à 3 dB. Les produits gain \times bande calculés ci-dessous sont, en conséquence, plus petits que ceux mesurés.

Calculons les puissances de bruit ramenées à l'entrée du récepteur précédé du maser et d'une charge T_c :

— la puissance de bruit fournie par une charge à température T'_c , dans la bande B_M , amplifiée par le maser :

$$KT'_c B_M G_M,$$

— la puissance de bruit fournie par une charge à température T''_c , dans la zone de fréquence entre B_M et B_R :

$$KT''_c (B_R - B_M),$$

— la puissance fournie par une charge à température T'''_c dans la bande image du récepteur :

$$KT'''_c B_R,$$

— la puissance fournie par le maser :

$$KT_M B_M G_M.$$

— la puissance fournie par le récepteur lui-même dans les deux bandes :

$$2K T_R B_R.$$

Nous pouvons alors écrire :

$$V_1 = \alpha K [G_M B_M (T_0 + T_M) + 2B_R T_R + (2B_R - B_M) T_0],$$

$$V_2 = \alpha K [G_M B_M (T'_c + T_M) + 2B_R T_R + (2B_R - B_M) T'_c],$$

$$V_3 = \alpha K B_R [2T_R + 2T'_c],$$

$$V_4 = \alpha K B_R [2T_R + 2T_0].$$

De ces quatre équations, nous tirons :

$$T_R = \frac{T_0 V_3 - T'_c V_4}{V_4 - V_3},$$

$$T_M = \frac{T_0 V'_2 - T'_c V'_1}{V'_1 - V'_2},$$

$$B_M = \frac{V'_1 - V'_2}{\alpha K G_M (T_0 - T'_c)},$$

avec :

$$V'_1 = V_1 - [V_R + \alpha K (2B_R - B_M) T_0],$$

$$V'_2 = V_2 - [V_R + \alpha K (2B_R - B_M) T'_c],$$

$$V_R = 2\alpha K B_R T_R = \frac{T_0 V_3 - T'_c V_4}{T_0 - T'_c}.$$

Nous voyons que, à part le terme correctif $\alpha K (2B_R - B_M)$ qui nécessite la connaissance de α , B_R et B_M mais qui est faible devant V_R et V_1 , T_M ne dépend que des températures et des tensions détectées.

3.1.3. Précision

Nous écrivons T_M sous une forme légèrement différente :

$$\begin{aligned} T_M &= \frac{T_0 [V_2 - V_R - \alpha K (2B_R - B_M) T'_c] - T'_c [V_1 - V_R - \alpha K (2B_R - B_M) T_0]}{V_1 - V_R - \alpha K (2B_R - B_M) T_0 - V_2 + V_R + \alpha K (2B_R - B_M) T'_c}, \\ &= \frac{T_0 V_2 - T'_c V_1 - V_R (T_0 - T'_c) - \alpha K (2B_R - B_M) T_0 (T'_c - T_0)}{V_1 - V_2 - \alpha K (2B_R - B_M) (T_0 - T'_c)}, \\ &\simeq \frac{T_0 V_2 - T'_c V_1 - (T_0 V_3 - T'_c V_4)}{V_1 - V_2}, \\ &\simeq \frac{T_0 (V_2 - V_3) - T'_c (V_1 - V_4)}{V_1 - V_2}, \end{aligned}$$

en négligeant les termes correctifs :

$$\alpha K (2B_R - B_M) T_0 (T'_c - T_0),$$

et

$$\alpha K (2B_R - B_M) (T_0 - T'_c),$$

et en supposant

$$T'_c \simeq T'_c''''.$$

Nous calculons alors l'erreur compte tenu des imprécisions sur les températures et les tensions.

$$\frac{\partial T_R}{\partial V_3} = V_4 \frac{T_0 - T'_c''''}{(V_4 - V_3)^2},$$

$$\frac{\partial T_R}{\partial V_4} = -V_3 \frac{T_0 - T'_c}{(V_4 - V_3)^2},$$

$$\frac{\partial T_R}{\partial T_0} = \frac{V_3}{V_4 - V_3},$$

$$\frac{\partial T_R}{\partial T'_c''''} = -\frac{V_4}{V_4 - V_3},$$

donc

$$\Delta T_R = \frac{T_0 - T'_c''''}{(V_4 - V_3)^2} (V_4 \Delta V_3 + V_3 \Delta V_4) + \frac{V_3 \Delta T_0 + V_4 \Delta T'_c''''}{V_4 - V_3},$$

de même :

$$\begin{aligned} \Delta T_M &= \frac{(V_2 - V_3) \Delta T_0 + (V_1 - V_4) \Delta T'_c + T_0 \Delta V_3 + T'_c \Delta V_4}{V_1 - V_2} \\ &\quad + \frac{(T_M + T'_c) \Delta V_1 + (T_M + T_0) \Delta V_2}{V_1 - V_2}. \end{aligned}$$

Nous voyons que l'erreur sur T_M dépend :

— de la connaissance de T_0 : il faut mesurer avec précision la température des éléments de guide et surtout de la lame de l'atténuateur,

— de la connaissance de T'_c : il faut savoir évaluer les pertes avec précision ou mieux, les diminuer au maximum par des liaisons courtes,

— de la connaissance de V_1 , V_2 , V_3 et V_4 : il faut un appareil de mesure sensible et fidèle mais il faut surtout une très bonne stabilité de la chaîne d'amplification, y compris le maser.

3.2. STABILITÉ DU MASER

3.2.1. Principe

Nous cherchons à obtenir la stabilité du signal de sortie, le signal à l'entrée étant formé par le bruit délivré par une charge à température constante.

La tension de sortie ne dépend pas que du gain de l'ensemble mais aussi de la bande passante donc d'un produit gain par bande passante. Aussi, nous ne parlerons que des stabilités de la tension de sortie $V_d \pm \Delta V_d$ et non de celles du gain.

Nous avons vu que nous pouvons écrire :

$$V_d = \alpha K [G_M B_M (T_c + T_M) + 2B_R T_R + (2B_R - B_M) T_c],$$

$$V_d \simeq V + V_R.$$

avec :

$$V = \alpha K G_M B_M (T_c + T_M) \quad \text{tension due au maser,}$$

$$V_R = 2\alpha K B_R T_R \quad \text{tension due au récepteur,}$$

$$\alpha K (2B_R - B_M) T_c \quad \text{terme correctif petit.}$$

Nous supposons le récepteur suffisamment stable pour écrire :

$$\Delta V_d \simeq \Delta V = \alpha K \Delta [G_M B_M (T_c + T_M)].$$

Comme T_M est formé, pour sa plus grande part, par des pertes ohmiques, nous le supposons constant et nous aurons :

$$\Delta V = \alpha K (T_c + T_M) \Delta (G_M B_M),$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta (G_M B_M)}{(G_M B_M)}.$$

3.2.2. Influence des paramètres

Nous nous plaçons, bien entendu, dans les conditions de saturation pour la puissance « pompe », c'est-à-dire que la puissance « pompe » est suffisante pour inverser les populations. De faibles variations de cette puissance sont absolument sans effet, de même que de faibles variations de fréquence « pompe », à condition que ces variations soient nettement inférieures à la bande passante de la cavité pompe.

La température du cristal agit directement sur le coefficient de surtension magnétique :

$$\frac{\Delta Q_m}{Q_m} = \frac{\Delta T}{T},$$

comme $G_M^{1/2} = - \frac{Q_e + |Q_m|}{Q_e - |Q_m|},$

et $G_M^{1/2} B_M = \frac{2F_S}{|Q_m|}.$

Nous trouvons :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta G_M^{1/2} B_M}{G_M^{1/2} B_M} + \frac{\Delta G_M^{1/2}}{G_M^{1/2}},$$

$$\frac{\Delta V}{V} = - \frac{1 + G_M^{1/2}}{2} \frac{\Delta T}{T}.$$

Le champ magnétique agit de façon encore plus importante sur Q_m par déplacement de la fréquence γ_{S_4} de la raie de résonance paramagnétique signal ; on écrit :

$$\Delta \omega_S = 2\pi(\gamma_{S_4} - F_S),$$

et $\frac{\Delta Q_m}{Q_m} = (\Delta \omega_S T_2)^2,$

où T_2 est le temps de relaxation spin-spin.

Si nous calculons V en fonction de $x = \Delta \omega_S T_2$, nous trouvons une courbe de la forme ci-dessous (fig. 6), avec une largeur à mi-hauteur :

$$x_1 = -x_2 \simeq \sqrt{-Q_{m0} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \right) - 1}.$$

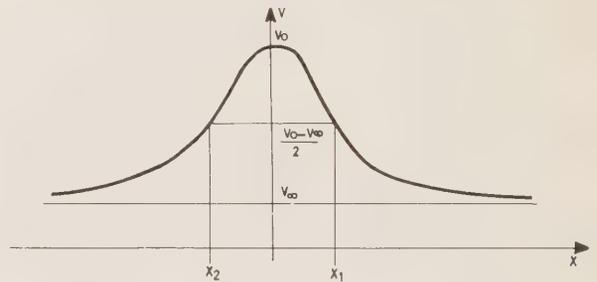


FIG. 6.

L'orientation du cristal agit aussi par l'intermédiaire à la fois de $\Delta \omega_S$ et des probabilités de transition ; les lois qui les relient ne peuvent pas se traduire par des équations algébriques simples. Aussi, sommes-nous forcés de calculer à l'ordinateur ces probabilités de transition pour chaque point. Nous avons les résultats insuffisants pour $\theta = 80$ et 90° et nous calculons actuellement les résultats pour les valeurs intermédiaires de θ qui nous permettront de chiffrer l'influence d'une variation de θ .

4. Mesures et résultats

4.1. STABILITÉ

4.1.1. Influence des paramètres

La température du cristal est liée à celle de l'hélium liquide, elle-même liée à la pression atmosphérique.

Nous avons donc traduit la variation de V par rapport à la variation de la pression de l'hélium gazeux.

Nous avons fait les mesures dans deux cas : gain

23 dB et gain 10,5 dB et nous obtenons les courbes de la figure 7 :

soit $\frac{\Delta V_d}{V_d} = -1,8 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 23 dB,

et $\frac{\Delta V_d}{V_d} = -3 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 10,5 dB,

comme $V = V_d - V_R$ et $\Delta V_d = \Delta V$,

nous obtenons :

$\frac{\Delta V}{V} \simeq -4,2 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 23 dB,

et $\frac{\Delta V}{V} \simeq -1,4 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 10,5 dB,

alors que l'application de la relation trouvée au § 3.2.2 nous donne :

$\frac{\Delta V}{V} \simeq -2,7 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 23 dB,

et $\frac{\Delta V}{V} \simeq -0,8 \cdot 10^{-3}$ par mmHg, à 10,5 dB.

Les chiffres théoriques sont légèrement plus faibles mais du même ordre de grandeur.

Une variation lente du champ magnétique nous a permis de tracer par points la courbe de la figure 8

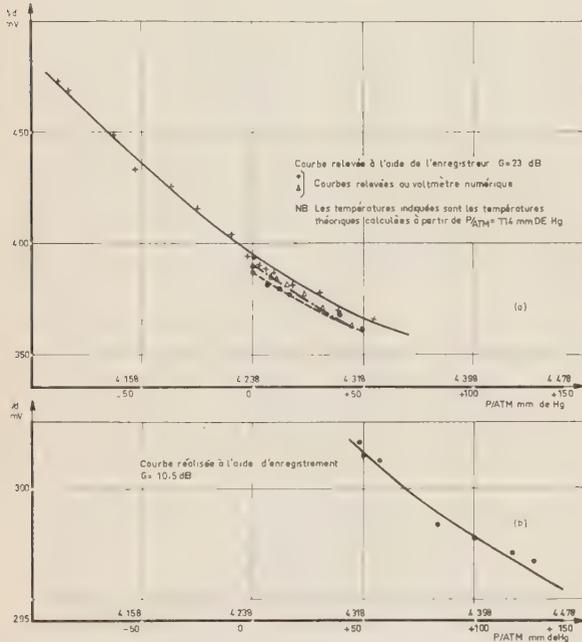


FIG. 7. — Variation de la tension de sortie en fonction de la pression de l'hélium gazeux.

a) gain de 23 dB ; b) gain de 10,5 dB.

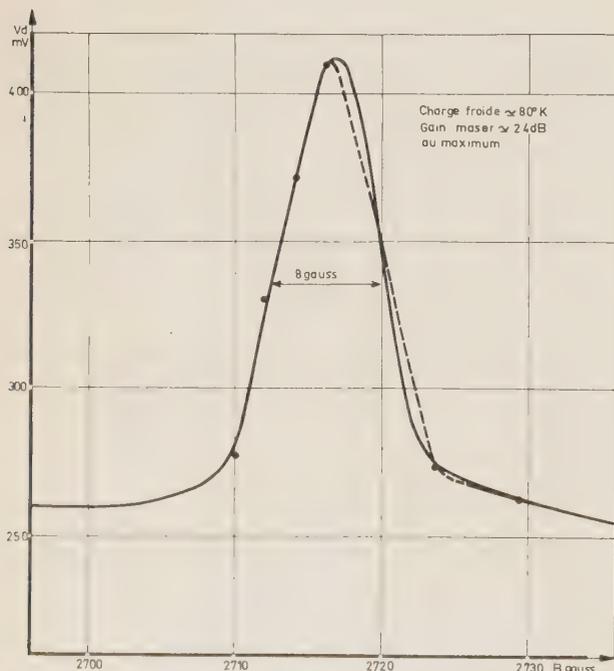


FIG. 8. — Variation de la tension de sortie en fonction du champ magnétique.

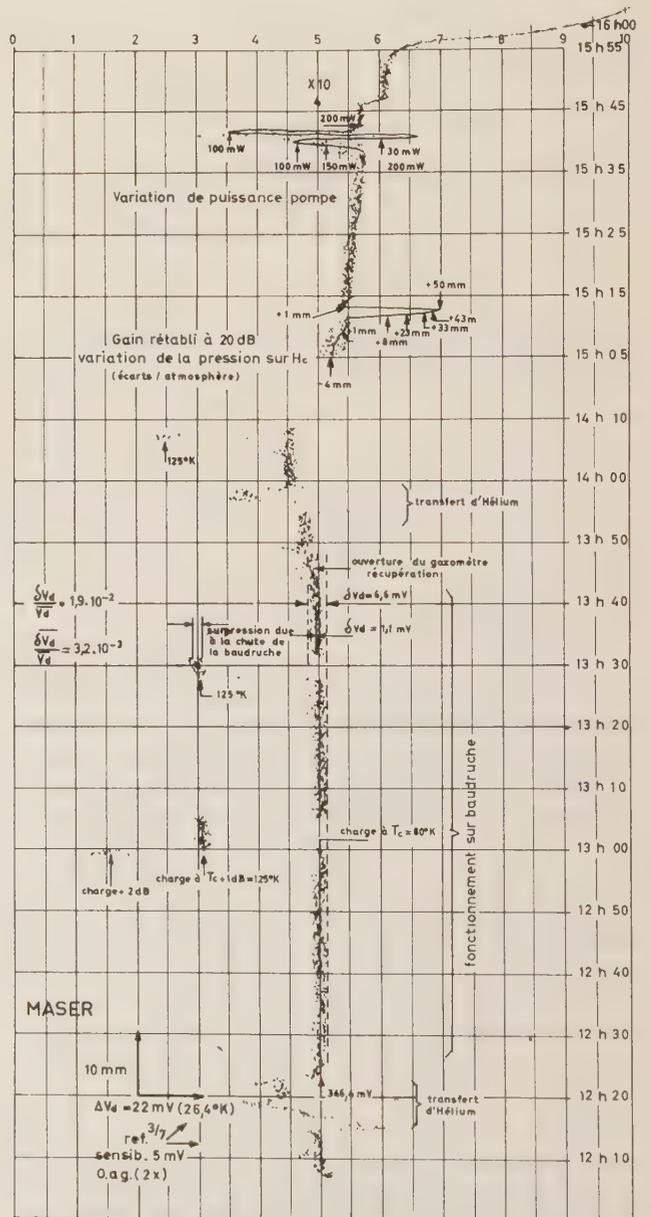


FIG. 9. — Enregistrement de la stabilité à long terme.

ce qui nous donne une largeur à mi-hauteur de :

$$\Delta B_0 = \pm 4 \cdot 10^{-4} \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$$

soit ± 4 gauss.

L'application de la relation du § 3.2.2. nous permet d'écrire avec :

$$Q_0 \simeq 340$$

$$Q_e \simeq 1\,030$$

$$Q_{m_0} \simeq -267$$

$$x_1 \simeq \sqrt{+1,04-1} = 0,2$$

$$\Delta\omega_S = 4\pi \cdot 10^6 \text{ rad/gauss}$$

$$T_2 \simeq 4 \cdot 10^{-9} \text{ s,}$$

donc $\Delta B_0 \simeq \pm 4$ gauss théoriques.

Les valeurs théoriques et réelles sont donc très proches.

4.1.2. Stabilité hors tout

Nous avons ensuite réalisé un enregistrement de la tension de sortie (fig. 9).

Nous pouvons en déduire la stabilité à moyen terme (15 mn) :

$$\frac{\overline{\delta V_d}}{V_d} \simeq 3 \cdot 10^{-3},$$

et une stabilité à long terme ou dérive (1 h) :

$$\frac{\delta V_d}{V_d} \simeq 2 \cdot 10^{-2}.$$

4.2. TEMPÉRATURE DE BRUIT

4.2.1. Températures réelles des charges

Nous avons vu que, suivant les cas, les températures réelles étaient T'_c , T''_c ou T'''_c . Il nous faut évaluer ces températures. Par exemple, T''_c est vue par le récepteur derrière le maser, dans la partie de sa bande, extérieure à celle du maser, et dans sa bande image.

L'atténuation provient (voir fig. 5) :

- des pertes dans les guides rigides
($l_1 + l_2 + l_3 + l_4$) $\times 0,08 = 3,5 \times 0,08 = 0,30$ dB
 - des pertes dans les guides souples
($3 \times 0,3$) $\times 0,2 = 0,9 \times 0,2 = 0,18$ dB
 - des pertes d'insertion du circulateur
vu deux fois = 0,40 dB
 - des pertes dans le coaxial d'entrée
vu deux fois = 0,10 dB
 - des pertes résiduelles de l'atténuateur = 0,05 dB
- 1,03 dB

On trouve alors :

$$T''_c = 125 \pm 2 \text{ }^\circ\text{K,}$$

de la même façon on trouve :

$$T'_c = 92 \pm 2 \text{ }^\circ\text{K,}$$

et $T'''_c = 116 \pm 2 \text{ }^\circ\text{K.}$

4.2.2. Mesures de T_M

Une série de mesures nous ont donné les valeurs suivantes :

T_R °K	ΔT_R °K	T_M °K	ΔT_M °K	B_M MHz	$G^{1/2} B_M$ MHz
7 678	700	39,2	6,3	0,6	8,4
7 535	470	28,6	7	1,07	10,7
1 823	52	44	9,1	0,67	6,7

Nous voyons que la précision $\frac{\Delta T_M}{T_M}$ est toujours de l'ordre de 20 %.

D'autre part T_M se détériore avec le temps, de même que B_M ; ce phénomène est vraisemblablement dû à une détérioration du facteur de qualité de la cavité signal qui comporte des contacts glissants, sources de pertes variables dans le temps et qui influe sur la fidélité des mesures.

Le maser en état correct semble donc présenter une température de bruit de l'ordre de :

$$T_M \simeq 37 \pm 7 \text{ }^\circ\text{K,}$$

qui est assez proche de la valeur calculée au § 3.1.1. soit : 28 °K.

5. Conclusion

Nous avons constaté au cours de nos expériences et de leurs interprétations que la mesure de faibles températures de bruit de préamplificateurs posait un certain nombre de problèmes, en particulier, la stabilité de l'appareil essayé et des appareils annexes, au moins à moyen terme (durée de cycle de mesures), ainsi que la connaissance très précise des températures équivalentes des charges utilisées.

Enfin nos expériences nous ont mis dans le cas où la bande passante du récepteur était supérieure à celle du maser, alors que l'inverse aurait été beaucoup plus favorable et aurait permis de définir et de mesurer une température équivalente pour l'ensemble du système.

INTRODUCTION AUX PHÉNOMÈNES NON LINÉAIRES EN HYPERFRÉQUENCES

PAR

J.P. POITEVIN

*Ingénieur des Télécommunications
au CNET, département « Transmission »*

1. Préliminaires

Un récepteur est constitué essentiellement d'amplificateurs et de changeurs de fréquence. Les mécanismes mis en jeu dans tous les changeurs de fréquence et dans certains amplificateurs ressortent de la théorie des effets non linéaires. Cet article constitue une introduction à cette théorie, afin de faciliter au lecteur la compréhension des développements sur le bruit dans de tels dispositifs à effet non linéaire, développements qui font l'objet des articles suivants de ce numéro spécial.

Avant d'entreprendre l'étude sommaire des phénomènes non linéaires, étude plus spécialement orientée vers l'utilisation des diodes non linéaires en hyperfréquences, on peut se livrer aux remarques suivantes :

1° Tous les phénomènes physiques sont plus ou moins non linéaires.

La linéarité ne constitue qu'une approximation. Pour bon nombre de phénomènes cette approximation reste justifiée dans un domaine de valeurs très étendu : de tels phénomènes seront considérés comme linéaires dans tout ce domaine.

Pour d'autres phénomènes cette linéarisation ne constitue qu'une approximation grossière ne permettant pas de rendre compte de certains effets observés : de tels phénomènes seront classés comme non linéaires, par exemple : phénomènes dans les plasmas, les faisceaux d'électrons, les semiconducteurs...

Désireux d'utiliser les effets particuliers dus à la non-linéarité, notre intérêt sera surtout centré sur les *phénomènes fortement non linéaires*.

2° Si la linéarité ne constitue qu'une approximation, c'est une approximation vraiment commode ! Elle permet d'utiliser en effet l'outillage mathématique

linéaire qui est particulièrement riche et développé. Citons en particulier, dans le domaine des télécommunications, les outils remarquables que sont le calcul matriciel et le calcul complexe dans l'analyse et la synthèse des réseaux linéaires.

La non-linéarité nous prive de ces outils. On cherchera cependant à les utiliser moyennant certaines précautions : linéarisation par développement limité, analyse en petits signaux, calcul variationnel...

En particulier, dans les opérations non linéaires, les grandeurs introduites doivent être réelles. Nous utiliserons cependant les notations complexes, introduisant les grandeurs complexes par couple de valeurs conjuguées dont la somme représente une grandeur réelle.

En effet, une grandeur réelle sinusoïdale peut s'écrire sous la forme :

$$u \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re}(V e^{j\omega t})$$

avec

$$V = u e^{j\varphi}$$

et

$$\operatorname{Re}(V e^{j\omega t}) = \frac{1}{2}(V e^{j\omega t} + V^* e^{-j\omega t}).$$

Afin de faciliter la lecture de tels calculs nous noterons dans cet exposé les grandeurs réelles en lettres minuscules, les grandeurs complexes associées en lettres majuscules.

3° Si l'étude des phénomènes non linéaires est assez laborieuse, elle révèle, par contre, l'extrême importance des effets non linéaires. En particulier, seuls des phénomènes non linéaires peuvent permettre de transposer l'information d'une bande de fréquences dans une autre et donc d'utiliser la gamme des hyperfréquences.

Le développement récent des hyperfréquences a été pour beaucoup conditionné par les progrès considérables qui ont été effectués sur les cristaux non linéaires ou « diodes hyperfréquences ».

2. Les milieux non linéaires

Les milieux non linéaires, macroscopiquement homogènes et isotropes, sont tels que l'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu se traduit par l'existence des relations vectorielles :

$\vec{d} = \varepsilon(e) \cdot \vec{e}$, $\vec{b} = \mu(h) \cdot \vec{h}$, $\vec{g} = \Gamma(e) \cdot \vec{e}$, entre les vecteurs induction électrique \vec{d} , induction magnétique \vec{b} , densité de courant \vec{g} , champ électrique \vec{e} et champ magnétique \vec{h} .

On peut donc distinguer trois classes élémentaires de milieux non linéaires :

1° Les diélectriques non linéaires pour lesquels la première relation est seule non linéaire (μ et Γ constants),

2° Les matériaux magnétiques non linéaires pour lesquels la deuxième relation est seule non linéaire (ε et Γ constants),

3° Les conducteurs non linéaires pour lesquels la troisième relation est seule non linéaire (ε et μ constants).

L'étude générale de l'interaction de ces milieux avec un champ électromagnétique (propagation dans un milieu non linéaire) se fait par la résolution du système d'équations constitué par les relations précédentes complétées des deux équations de Maxwell indépendantes du milieu :

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{e} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t}, \\ \text{rot } \vec{h} = \vec{g} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial t}. \end{cases}$$

Un cas particulier très important du point de vue pratique est celui dans lequel les dimensions du milieu non-linéaire, avec lequel le champ électromagnétique interagit, sont petites devant les longueurs d'ondes dans le milieu qui l'entoure.

En effet on peut alors considérer que, en raison des faibles dimensions du matériau, celui-ci baigne à chaque instant dans un champ électromagnétique constant. C'est-à-dire que l'on peut appliquer les solutions de l'état quasi stationnaire, l'aspect propagation étant négligeable dans le matériau non linéaire et dans son voisinage.

C'est dire encore que si l'on assimile le petit volume de matériau à un cylindre, on pourra sans ambiguïté parler de tension entre ses deux sections droites ou de courant à travers ces sections.

Le petit volume constitue donc un « élément localisé » au sens de la « théorie des réseaux à cons-

tantes localisées », théorie qui est précisément fondée sur l'approximation de l'état quasi stationnaire.

Il existe de même trois classes particulières d'éléments localisés non linéaires :

1° La capacité non linéaire : $q = f(u)$ (charge fonction non linéaire de la tension aux bornes),

2° L'inductance non linéaire : $\varphi = f(i)$ (flux fonction non linéaire du courant),

3° La résistance non linéaire : $i = f(u)$ (courant fonction non linéaire de la tension).

Nous nous limiterons à l'étude des propriétés de tels éléments non linéaires localisés qui correspondent, d'un point de vue pratique, aux diodes détectrices, mélangeuses et paramétriques, utilisées en hyperfréquence.

Nous représenterons la caractéristique de ces éléments non linéaires sous la forme générale $y = f(x)$, dans laquelle y et x seront respectivement :

— la charge et la tension pour une capacité non linéaire (avec $i = \frac{dq}{dt}$),

— le flux et le courant pour une inductance non linéaire (avec $u = \frac{d\varphi}{dt}$),

— le courant et la tension pour une résistance non linéaire.

3. Etude en « petits signaux » : détecteurs et mélangeurs

L'élément non linéaire est « polarisé » en un point $(x_0, y_0 = f(x_0))$ de sa caractéristique. Si un signal haute fréquence périodique est appliqué à l'élément non linéaire, il entraîne des variations dx, dy du point de polarisation avec :

$$y_0 + dy = f(x_0 + dx).$$

Si le signal haute fréquence est à niveau « faible » on peut remplacer la fonction $f(x)$ par le début de son développement en série de Taylor autour du point de polarisation.

D'où :

$$dy = f'(x_0)dx + \frac{1}{2}f''(x_0)dx^2 + \dots \quad (1)$$

3.1. DÉTECTION

Les valeurs moyennes prises sur la période du signal haute fréquence sont liées par :

$$\overline{dy} = f'(x_0)\overline{dx} + \frac{1}{2}f''(x_0)\overline{dx^2} + \dots \quad (2)$$

Ces valeurs moyennes représentent la modulation du signal haute fréquence s'il est modulé (ou des grandeurs « continues » si le signal est non modulé).

Il suffit donc de séparer par filtrage ces composantes pour mettre en évidence le phénomène de détection dû à la non-linéarité de la caractéristique (figure 1).



FIG. 1.

Exemple : Détection par résistance non linéaire.

L'équation (2) appliquée au cas d'une résistance non linéaire s'écrit :

$$\overline{di} = f'(u_0)\overline{du} + \frac{1}{2}f''(u_0)\overline{du^2} + \dots$$

Négligeons les termes d'ordre supérieur à deux. On voit alors que le détecteur, vu des bornes basse fréquence, a un schéma équivalent constitué par un injecteur de courant j en parallèle sur la conductance g (figure 2) avec :

$$\begin{cases} j = \frac{1}{2}f''(u_0)\overline{du^2} \\ g = f'(u_0) \end{cases}$$

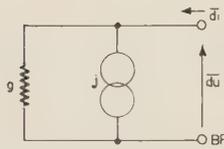


FIG. 2.

La puissance moyenne haute fréquence absorbée par l'élément détecteur est égale à :

$$P = \overline{du \cdot di} = f'(u_0)\overline{du^2}$$

Le courant détecté en court-circuit aux bornes BF est égal à :

$$i_{cc} = j = \frac{1}{2}f''(u_0)\overline{du^2}$$

Le courant détecté en court-circuit est donc proportionnel à la puissance HF absorbée : la détection est dite « quadratique ».

Le rendement de détection en courant β , rapport du courant détecté en court-circuit à la puissance haute fréquence absorbée, est :

$$\beta = \frac{i_{cc}}{P} = \frac{1}{2} \frac{f''(u_0)}{f'(u_0)}$$

et le schéma équivalent du détecteur peut être représenté comme sur la figure 3.

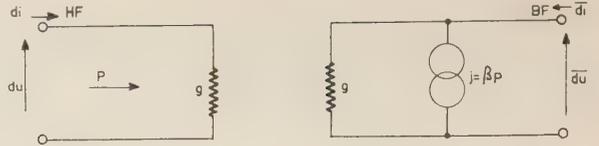


FIG. 3.

On peut également substituer à l'injecteur en parallèle une force électromotrice en série et définir le rendement de détection en tension γ , la tension détectée en circuit ouvert étant proportionnelle à la puissance P .

On a :

$$\gamma = \frac{u_{ou}}{P} = \frac{\beta P}{f'(u_0)P} = \frac{1}{2} \frac{f''(u_0)}{f'^2(u_0)}$$

On voit donc que pour un tel détecteur et pour des niveaux faibles (approximation limitée au deuxième ordre justifiée), conductance équivalente, rendement de détection en tension et en courant sont des constantes indépendantes du niveau du signal.

3.2. MÉLANGE

De même si dx résulte de la superposition de deux composantes en $\cos \omega_1 t$ et $\cos \omega_2 t$, l'existence de termes d'ordre supérieur à un dans le développement (1) entraînera l'apparition de composantes résultant du mélange des deux pulsations ω_1 et ω_2 .

En particulier le terme en dx^2 sera de la forme $(\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)^2$ et contiendra un terme en $2 \cos \omega_1 t \times \cos \omega_2 t = \cos (\omega_1 + \omega_2)t + \cos (\omega_1 - \omega_2)t$ entraînant l'apparition de composantes aux fréquences somme et différence des deux fréquences appliquées.

3.3. REMARQUE

Les détecteurs et mélangeurs permettent de déceler l'existence d'un signal afin d'extraire l'information qu'il véhicule, soit directement (récepteurs à réception directe par détection), soit indirectement par transposition dans une autre gamme de fréquences en faisant interagir, avec le signal reçu, une fréquence engendrée « localement » (récepteurs hétérodynes à mélangeur).

On cherche, bien entendu, à déceler les signaux les plus faibles possibles et nos hypothèses signal faible sont particulièrement justifiées en détection.

Par contre, lorsqu'on fait interagir un signal avec une onde locale, s'il est toujours justifié de considérer le signal à niveau faible, on est en général maître de la puissance de l'onde émise localement.

Nos hypothèses précédentes (interaction de deux signaux faibles) conduisent à des produits de mélange infiniment petits du deuxième ordre pour un signal utile du premier ordre. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier le comportement d'un mélangeur lorsque l'onde locale est émise à niveau fort, c'est-à-dire d'aborder l'étude de l'interaction d'un signal fort et d'un signal faible. Les harmoniques et

produits de mélange ne sont plus obligatoirement des infiniment petits d'ordre supérieur ou égal à deux et nous serons obligés d'en tenir compte a priori.

4. Interaction d'un signal fort et d'un signal faible : mélangeurs et amplificateurs paramétriques

Le signal à niveau fort (x_0, y_0) comprendra donc le signal de pulsation ω_0 fourni par « l'oscillateur local » du mélangeur (ou la « pompe » de l'amplificateur paramétrique) et les harmoniques engendrés par la caractéristique non linéaire du mélangeur.

Le signal à niveau faible (dx, dy) sera constitué du signal reçu de pulsation ω_1 , et des produits de composition, de pulsations $n\omega_0 + m\omega_1$.

Le problème est analogue à celui examiné lors de l'étude en petits signaux mais ici le point de polarisation (x_0, y_0) balaye la caractéristique non linéaire sous l'influence de l'onde locale.

En nous limitant au premier ordre, on peut donc écrire :

$$dy = f'(x_0) dx, \tag{3}$$

$f'(x_0)$ étant une fonction périodique de pulsation ω_0 . On peut donc remplacer $f'(x_0)$ par son développement en série de Fourier :

$$f'(x_0) = \sum_{-\infty}^{+\infty} F_n e^{jn\omega_0 t},$$

avec :

$$F_n = \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^{t_0 + \frac{2\pi}{\omega_0}} f'(x_0) e^{-jn\omega_0 t} dt.$$

On voit que $F_n = F_{-n}^*$, la fonction $f'(x_0)$ étant une fonction réelle. De plus, nous choisirons une origine des temps pour que :

$$F_1 = F_{-1} \text{ et donc soit une quantité réelle.}$$

L'équation (3) s'écrit :

$$dy = \sum_{-\infty}^{+\infty} F_n e^{jn\omega_0 t} dx. \tag{4}$$

Chaque composante de pulsation $n\omega_0 + m\omega_1$ est caractérisée par deux grandeurs réelles dx_{nm} et dy_{nm} , l'ensemble de ces grandeurs étant lié par la relation (4).

Si l'on écrit chaque grandeur réelle dx_{nm} sous la forme :

$$dx_{nm} = X_{nm} e^{j(n\omega_0 + m\omega_1)t} + X_{nm}^* e^{-j(n\omega_0 + m\omega_1)t},$$

et chaque grandeur réelle dy_{nm} sous la forme :

$$dy_{nm} = Y_{nm} e^{j(n\omega_0 + m\omega_1)t} + Y_{nm}^* e^{-j(n\omega_0 + m\omega_1)t},$$

avec $n \geq 0, m > 0$ si $n = 0$, pour éviter de compter deux fois la même fréquence, la relation (4) peut être

décomposée en système d'équations linéaires reliant les amplitudes complexes X_{nm} et Y_{nm} et leurs conjuguées. De plus, puisque nous nous sommes limités au premier ordre, nous devons négliger les harmoniques du signal ω_1 et donc les produits de compositions résultant du mélange de ces harmoniques avec l'onde locale, c'est-à-dire que m ne peut prendre, dans les équations précédentes, que les valeurs ± 1 . Nous noterons X_{n+} et X_{n-} les grandeurs correspondantes.

La relation (4) se décompose alors en :

$$\begin{cases} Y_{N+} = \sum_n F_{N-n} X_{n+} + \sum_n F_{N+n} X_{n-}^* \\ Y_{N-}^* = \sum_n F_{-N-n} X_{n+} + \sum_n F_{-N+n} X_{n-}^* \end{cases} \tag{5}$$

et les relations conjuguées de ces relations (5).

Puisque $F_n = F_{-n}^*$, ces relations s'écrivent aussi :

$$\begin{cases} Y_{N+} = \sum_n F_{N-n} X_{n+} + \sum_n F_{N+n} X_{n-}^* \\ Y_{N-}^* = \sum_n F_{N+n} X_{n+} + \sum_n F_{N-n} X_{n-}^* \end{cases} \tag{6}$$

Nous supposons dorénavant que des filtres idéaux ont été placés aux bornes de l'élément non linéaire, ne laissant subsister que des composantes de signal faible aux pulsations

$$\omega_{0+} = \omega_1, \quad \omega_{1+} = \omega_0 + \omega_1 \quad \text{et} \quad \omega_{1-} = \omega_0 - \omega_1.$$

Ces deux dernières pulsations seront notées dorénavant ω_- et ω_+ .

Les relations (5) se mettent alors sous la forme matricielle simple :

$$\begin{bmatrix} Y_-^* \\ Y_1 \\ Y_+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_0 & F_{-1} & F_{-2} \\ F_1 & F_0 & F_{-1} \\ F_2 & F_1 & F_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_-^* \\ X_1 \\ X_+ \end{bmatrix} \tag{7}$$

Si l'on tient compte de ce que $F_{-2} = F_2^*$ et $F_{-1} = F_1$ cette relation matricielle s'écrit :

$$\begin{bmatrix} Y_-^* \\ Y_1 \\ Y_+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_0 & F_1 & F_2^* \\ F_1 & F_0 & F_1 \\ F_2 & F_1 & F_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_-^* \\ X_1 \\ X_+ \end{bmatrix} \tag{8}$$

les termes de cette matrice étant tous réels sauf F_2 .

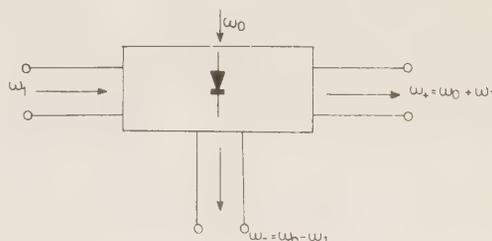


FIG. 4.

On peut donc considérer que, pour les signaux « faibles » aux pulsations ω_1 , $\omega_+ = \omega_0 + \omega_1$, $\omega_- = \omega_0 - \omega_1$, le système se comporte comme un réseau linéaire à trois accès, les fréquences aux accès étant différentes (figure. 4).

En général on n'utilise que deux accès, le troisième étant fermé sur une réactance pure pour éviter de consommer de l'énergie sur la fréquence inutilisée.

Il existe donc deux classes de mélangeurs « quadripôles » :

— le mélangeur « somme » (figure 5) :

$$\begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_0 & F_1 \\ F_1 & F_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1 \\ X_+ \end{bmatrix} \tag{9}$$

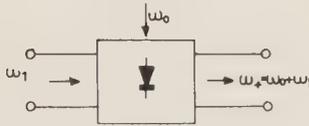


FIG. 5.

— le mélangeur « différence » (figure 6) :

$$\begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_-^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_0 & F_1 \\ F_1 & F_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1 \\ X_-^* \end{bmatrix} \tag{10}$$

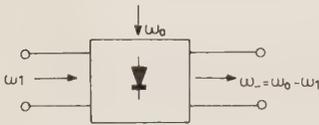


FIG. 6.

Ces deux mélangeurs sont « décrits » par la même matrice réelle mais cette matrice relie :

— les grandeurs complexes aux accès dans le cas du mélangeur somme,

— les grandeurs complexes à l'entrée aux grandeurs complexes conjuguées à la sortie, dans le cas du mélangeur différence.

5. Rappel sur les quadripôles

Nous allons rappeler quelques formules et résultats concernant les quadripôles en vue de leur application aux « quadripôles mélangeurs ». Considérons donc un quadripôle défini par sa matrice d'admittance Y , fermé à son entrée sur un dipôle générateur (admittance Y_1 en parallèle sur un injecteur de courant J_1) et à sa sortie sur une admittance Y_2 (figure 7).

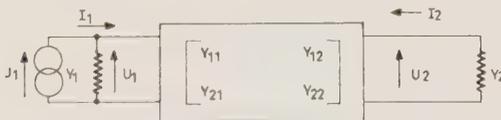


FIG. 7.

Les relations entre tensions et courants aux accès, dues à la présence du quadripôle, sont :

$$\begin{cases} I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2 \\ I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2. \end{cases}$$

Les relations dues à l'existence des fermetures aux accès sont :

$$\begin{cases} I_1 = J_1 - Y_1U_1 \\ I_2 = -Y_2U_2. \end{cases}$$

En résolvant ce système d'équations on voit que l'admittance d'entrée Y'_1 du quadripôle est :

$$Y'_1 = Y_{11} - \frac{Y_{21}Y_{12}}{Y_2 + Y_{22}} \tag{11}$$

et que le quadripôle, vu de la sortie, se comporte comme un dipôle générateur constitué par la mise en parallèle de l'admittance Y'_2 et de l'injecteur de courant J'_2 (figure 8) avec :

$$\begin{cases} Y'_2 = Y_{22} - \frac{Y_{21}Y_{12}}{Y_1 + Y_{11}} \\ J'_2 = \frac{Y_{21}}{Y_1 + Y_{11}} J_1. \end{cases} \tag{12}$$

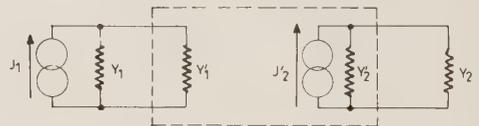


FIG. 8.

La puissance échangeable de la source placée à l'entrée étant :

$$P_{e1} = \frac{|J_1|^2}{8 \operatorname{Re}(Y_1)},$$

la puissance échangeable à la sortie du quadripôle étant :

$$P_{e2} = \frac{|J'_2|^2}{8 \operatorname{Re}(Y'_2)},$$

le gain en puissance échangeable du quadripôle G_e est donc :

$$G_e = \frac{P_{e2}}{P_{e1}} = \frac{|J'_2|^2 \operatorname{Re}(Y_1)}{|J_1|^2 \operatorname{Re}(Y'_2)}. \tag{13}$$

Appelons puissance entrante aux accès les quantités :

$$P_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} U_1^* I_1 \quad \text{et} \quad P_2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} U_2^* I_2.$$

Ces quantités algébriques sont positives si l'énergie se déplace de l'extérieur vers le quadripôle, négatives si l'énergie est fournie par le quadripôle.

5.1. QUADRIPOLES DISSIPATIFS

La puissance P consommée à l'intérieur du réseau est positive. La relation algébrique de conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$P_1 + P_2 = P > 0$$

D'où
$$-P_2 < P_1 \tag{14}$$

Si donc on place une source d'énergie à l'accès 1 fournissant une énergie P_1 au quadripôle, la puissance recueillie à l'accès 2 ($-P_2$) sera inférieure à la puissance entrant à l'accès 1. Il y a *perte d'énergie à la traversée du quadripôle*.

5.2. QUADRIPOLES A MATRICES D'ADMITTANCE IMAGINAIRE PURE

Les relations entre tensions et courants aux accès sont alors de la forme :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} jB_{11} & jB_{12} \\ jB_{21} & jB_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix},$$

les quantités B étant réelles. Des expressions des puissances entrantes aux accès, on tire que :

$$\begin{aligned} \frac{P_1}{B_{12}} + \frac{P_2}{B_{21}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{U_1^*}{B_{12}}, \frac{U_2^*}{B_{21}} \right] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{U_1^*}{B_{12}}, \frac{U_2^*}{B_{21}} \right] \begin{bmatrix} jB_{11} & jB_{12} \\ jB_{21} & jB_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{U_1^*}{B_{12}}, \frac{U_2^*}{B_{21}} \right] \begin{bmatrix} jB_{11}U_1 + jB_{12}U_2 \\ jB_{21}U_1 + jB_{22}U_2 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

D'où :

$$\frac{P_1}{B_{12}} + \frac{P_2}{B_{21}} = 0. \tag{15}$$

Si donc on place une source d'énergie à l'accès 1, fournissant une puissance P_1 au quadripôle, la puissance recueillie à l'accès 2 sera égale à $\frac{B_{12}}{B_{21}} P_1$.

6. Mélangeurs à résistance non linéaire

Appliquons les résultats du chapitre 4, les paramètres y et x étant respectivement les courants et tensions aux bornes de l'élément.

Les matrices (9) et (10) sont les matrices d'admittance des quadripôles mélangeurs somme et différence qui ont donc *même matrice d'admittance* Y . Les coefficients de cette matrice d'admittance sont les termes du développement de la conductance

différentielle non linéaire $G = f'(u_0)$ et sont donc tous réels :

$$Y = \begin{bmatrix} G_0 & G_1 \\ G_1 & G_0 \end{bmatrix}.$$

Le quadripôle défini par cette matrice est *réciproque*.

Si la résistance non linéaire est une résistance « positive » (ce qui exclut les mélangeurs à diode tunnel par exemple), on doit avoir $f'(u_0) > 0$ d'où $|G_1| < G_0$. Le quadripôle est alors *purement dissipatif*. D'après les résultats du paragraphe 5.1., on peut affirmer qu'il y aura perte d'énergie dans le mélange (perte de conversion).

Considérons, par exemple, un mélangeur à résistance non linéaire fermé sur impédances réelles (figure 9).



FIG. 9.

Les admittances d'entrée et de sortie du mélangeur sont *réelles* et égales à :

$$\begin{cases} g'_1 = G_0 - \frac{G_1^2}{g_2 + G_0} \\ g'_2 = G_0 - \frac{G_1^2}{g_1 + G_0} \end{cases}$$

Le gain en puissance échangeable est :

$$G_e = \frac{G_1^2 g_1}{(g_1 + G_0)(G_0^2 - G_1^2 + g_1 G_0)}$$

Si la résistance non linéaire est positive, on a $|G_1| < G_0$.

D'où :

— les admittances d'entrée et de sortie sont *réelles positives*,

— le *gain en puissance échangeable est inférieur à 1*.

Son inverse $L = \frac{1}{G_e}$ sera appelé *perte de conversion* du mélangeur.

7. Mélangeurs à capacité variable

Appliquons les résultats du chapitre 4 dans lesquels y est la charge q et x la tension u . Le courant étant la dérivée par rapport au temps de la charge, les composantes du courant sont telles que :

$$\begin{cases} I_\alpha = j\omega_\alpha Y_\alpha \\ I_\alpha^* = -j\omega_\alpha Y_\alpha^* \end{cases}$$

Les coefficients des matrices (9) et (10) sont les coefficients de développement de la capacité différentielle variable $C = f'(u_0)$ « pompée » et seront notés C_0 et C_1 .

Les matrices d'admittance des mélangeurs à capacité variable prennent donc la forme :

Mélangeur somme :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_1 C_0 & j\omega_1 C_1 \\ j\omega_+ C_1 & j\omega_+ C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_+ \end{bmatrix}$$

Mélangeur différence :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_-^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_1 C_0 & j\omega_1 C_1 \\ -j\omega_- C_1 & -j\omega_- C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_-^* \end{bmatrix}$$

Ce sont les matrices d'admittances purement imaginaires de quadripôles *non réciproques actifs*. Sous certaines conditions, il sera donc possible d'obtenir du gain à partir de tels mélangeurs qui se comporteront alors en « amplificateurs paramétriques ». En particulier, en appliquant la relation (15) à de tels quadripôles, on voit que :

Mélangeur somme :

$$\frac{P_1}{f_1} + \frac{P_+}{f_+} = 0.$$

D'où un gain G :

$$G = \frac{-P_+}{P_1} = \frac{f_+}{f_1} > 1.$$

Mélangeur différence :

$$\frac{P_1}{f_1} - \frac{P_-}{f_-} = 0.$$

D'où un gain G :

$$G = \frac{-P_-}{P_1} = -\frac{f_-}{f_1} < 0.$$

Ces relations constituent un cas particulier des relations très générales de Manley et Rowe régissant les transferts d'énergie dans les systèmes non linéaires purement réactifs.

Nous allons examiner plus complètement ces deux types de mélangeurs « paramétriques ».

8. Mélangeur paramétrique somme

Considérons donc un mélangeur paramétrique somme fermé sur deux admittances réelles g_1 et g_+ à ses accès (figure 10).

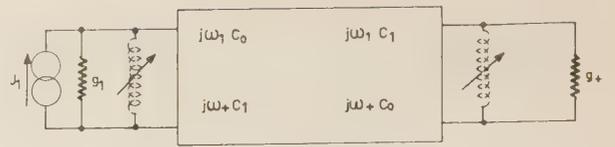


FIG. 10.

Les admittances d'entrée et de sortie du mélangeur sont respectivement :

$$\begin{cases} Y'_1 = j\omega_1 C_0 + \frac{\omega_1 \omega_+ C_1^2}{g_+ + j\omega_+ C_0} \\ Y'_+ = j\omega_+ C_0 + \frac{\omega_1 \omega_+ C_1^2}{g_1 + j\omega_1 C_0} \end{cases}$$

Si l'on ajoute en parallèle une self à l'entrée accordant C_0 à la pulsation ω_1 et une self à la sortie accordant C_0 à la pulsation ω_+ , la matrice d'admittance du quadripôle devient :

$$Y = \begin{bmatrix} 0 & j\omega_1 C_1 \\ j\omega_+ C_1 & 0 \end{bmatrix}$$

et les admittances d'entrée et de sortie se réduisent à deux conductances g'_1 et g'_+ :

$$g'_1 = \frac{\omega_1 \omega_+ C_1^2}{g_+}$$

$$g'_+ = \frac{\omega_1 \omega_+ C_1^2}{g_1}$$

Le gain en puissance échangeable est alors :

$$G_e = \frac{\omega_+^2 C_1^2}{g_1^2} \frac{g_1^2}{\omega_1 \omega_+ C_1^2} = \frac{\omega_+}{\omega_1} > 1.$$

C'est donc un « amplificateur » paramétrique somme, les impédances aux accès étant positives et le gain maximal égal au rapport des fréquences de sortie et d'entrée : *amplificateur inconditionnellement stable mais à gain limité.*

9. Mélangeur paramétrique différence

Considérons de même un mélangeur paramétrique différence fermé sur admittances réelles g_1 et g_- aux accès (figure 11).

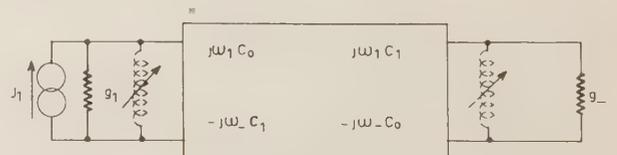


FIG. 11.

Les admittances d'entrée et de sortie du mélangeur sont respectivement :

$$\begin{cases} Y'_1 = j\omega_1 C_0 - \frac{\omega_1 \omega_- C_1^2}{g_- - j\omega_- C_0} \\ Y'_- = j\omega_- C_0 - \frac{\omega_1 \omega_- C_1^2}{g_1 - j\omega_1 C_0} \end{cases}$$

Si on accorde entrée et sortie comme précédemment pour les pulsations ω_1 et ω_- , les admittances deviennent réelles et égales à :

$$\begin{cases} g'_1 = - \frac{\omega_1 \omega_- C_1^2}{g_-} \\ g'_- = - \frac{\omega_1 \omega_- C_1^2}{g_1} \end{cases}$$

Ce sont des conductances *negatives*.

Le gain en puissance échangeable est alors :

$$G_c = - \frac{\omega_-^2 C_1^2}{g_1^2} \frac{g_1^2}{\omega_1 \omega_- C_1^2} = - \frac{\omega_-}{\omega_1} < 0.$$

L'amplificateur paramétrique différence a ses *impédances aux accès negatives*. Il est donc potentiellement instable.

Il peut osciller pour certaines conditions de fermetures. Il ne peut être adapté aux accès. Son *gain peut être rendu aussi élevé que l'on veut* au voisinage du régime instable.

10. Amplificateur dipôle

L'impédance d'entrée d'un mélangeur paramétrique *différence* étant une résistance négative, on peut utiliser un tel mélangeur en amplificateur dipôle (coefficient de réflexion ρ avec $|\rho| > 1$) à l'aide d'un circulateur par exemple (figure 12).

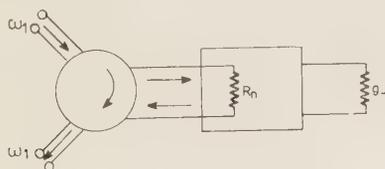


FIG. 12.

La résistance R_n a pour valeur :

$$R_n = \frac{1}{g'_1} = - \frac{g_-}{\omega_1 \omega_- C_1^2}.$$

Le gain en puissance est alors :

$$G = \left| \frac{R_n - R_0}{R_n + R_0} \right|^2 > 1,$$

en appelant R_0 l'impédance caractéristique du circulateur. *Ce gain peut être rendu aussi grand que l'on veut* en prenant $R_0 \neq |R_n|$ et l'amplification se fait *sans changement de fréquence*.

Cas particulier — Amplificateur paramétrique dégénéré : Si $\omega_0 = 2\omega_1$ on a alors $\omega_- = \omega_1$. Les fréquences différence et signal sont confondues.

11. Considérations pratiques sur les diodes utilisées en hyperfréquences

11.1. SCHÉMA ÉQUIVALENT

L'élément non linéaire, résistance ou capacité, est obtenu au niveau même d'un contact métal semi-conducteur (diodes à pointe) ou d'une jonction entre semi-conducteurs (diodes à jonction).

Les très petites dimensions de cette partie « active » de la diode (sections pouvant atteindre quelques microns carrés) justifient nos hypothèses d'élément « localisé ». Le schéma général de cette partie active peut être représenté comme figure 13 par la mise en parallèle d'une capacité non linéaire C et d'une résistance non linéaire R , les valeurs respectives de ces éléments et l'importance de l'effet non linéaire dont ils sont affectés permettant d'obtenir un comportement du type « résistance non linéaire » ou du type « capacité non linéaire ».

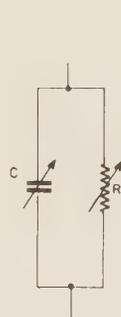


FIG. 13.

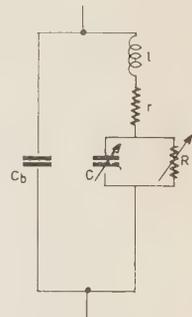


FIG. 14.

Pour assurer une bonne rigidité mécanique et pour concentrer l'énergie hyperfréquence au niveau de cette partie « active », cet élément est monté dans un boîtier, en général complexe, dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que celles de l'élément « actif », l'ensemble constituant une « diode hyperfréquence ».

Bien qu'il soit moins justifié de parler alors d'élément localisé, on peut tenter de représenter la « diode hyperfréquence » par un schéma équivalent comme figure 14 où l représente la self des conducteurs intérieurs au boîtier, r la résistance de ces conducteurs et du semi-conducteur « support de l'élément non linéaire » et C_b la capacité due au boîtier. En fait, une telle diode hyperfréquence sera montée dans une monture (coaxiale ou en guide) et l'interaction de la *diode dans sa monture* avec l'énergie électromagnétique « injectée » dans cet ensemble provoque (et définit) le couplage entre l'élément actif de la diode (élément localisé) et la « ligne » propageant l'énergie hyperfréquence (élément à constantes réparties).

11.2. PARAMÈTRES CARACTÉRISTIQUES USUELS

11.2.1. Diodes à résistance variable

Pour de telles diodes on peut, en général, négliger les variations de la capacité C .

En ne tenant compte que des seuls éléments parasites r et C (les autres étant supposés accordés par les dispositifs d'accord de la monture), on peut définir une fréquence de coupure f_c , fréquence pour laquelle la puissance dans la résistance variable R n'est que la moitié de la puissance appliquée :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \sqrt{1 + \frac{R}{r}}$$

Les paramètres habituellement fournis par les constructeurs sont :

Diodes détectrices :

— Résistance vidéo $R_0 = \frac{1}{f'(0)}$,

— Rendement de détection en courant : $\beta = \frac{i_{cc}}{P}$
ou facteur de mérite $M = \beta \sqrt{R_0}$,

— Fréquence maximale d'utilisation.

Diodes mélangeuses :

— Résistance MF ,

— Perte de conversion L ,

— Fréquence maximale d'utilisation.

11.2.2. Diodes à capacité variable ou diodes paramétriques

Pour de telles diodes et pour les points de polarisation habituellement utilisés on peut considérer la résistance R comme infiniment grande.

Les paramètres habituellement fournis par les constructeurs sont :

— Fréquence de coupure : $f_c = \frac{1}{2\pi r C_0}$,

— Facteur de non-linéarité : $m = \frac{C_1}{C_0}$,

— Facteur de mérite : $M = m f_c$,

— Valeur de la capacité C_0 .

12. Conclusion

Cette étude permet donc de classer les différents types de dispositifs non linéaires utilisés en hyperfréquence et de dégager leurs propriétés élémentaires. En particulier, la classification adoptée pour les amplificateurs paramétriques diffère un peu de la classification traditionnelle anglo-saxonne en ce qu'elle met l'accent sur le mécanisme particulier considéré et donc sur les propriétés essentielles qui en découlent (signe des impédances aux accès, spécialement), alors que la classification traditionnelle met l'accent sur les valeurs relatives des fréquences à l'entrée et à la sortie du dispositif et de la fréquence de pompe utilisée.

Exemple : USUC (upper sideband, up-converter)

$$f_2 = f_1 + f_0 \quad f_2 > f_1$$

LSUC (lower sideband, up-converter)

$$f_2 = f_0 - f_1 \quad f_2 > f_1 \quad \text{d'où } f_0 > 2f_1$$

LSDC (lower sideband, down-converter)

$$f_2 = f_0 - f_1 \quad f_2 < f_1 \quad \text{d'où } f_0 < 2f_1$$

Nous avons surtout insisté sur les dispositifs à diode non linéaire. On doit cependant mentionner que de nombreuses recherches se poursuivent sur les dispositifs mettant en œuvre les propriétés des milieux non linéaires « non localisés » dont l'étude générale avait été esquissée au chapitre 2, en particulier sur l'amplification paramétrique dans les ferrites et faisceaux électroniques. Seuls ces derniers ont, à l'heure actuelle, conduit à des réalisations compétitives avec les amplificateurs paramétriques à élément localisé (tubes d'Adler).

Nous avons, de plus, complètement passé sous silence les problèmes de bande passante et de bruit, problèmes qui sont déterminants dans le choix d'un dispositif, surtout comme étage d'entrée d'un récepteur, mais qui font l'objet des articles plus spécialisés de ce numéro de *l'Onde Electrique*.

L'AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE

Ses domaines d'applications Ses possibilités de développement

PAR

P. DEMAN

*Ingénieur en Chef du Département Télécommunications
à la C.F.T.H.*

1. Introduction

Les amplificateurs paramétriques entrent dans un ensemble de dispositifs amplificateurs utilisés à la réception comme étage d'entrée à faible bruit.

Les quatre principaux éléments de cet ensemble sont le maser, l'amplificateur paramétrique, l'amplificateur à diode tunnel et le tube à ondes progressives. Il serait d'ailleurs juste d'en mentionner un cinquième : le transistor qui voit, d'année en année, son facteur de bruit descendre et sa fréquence maximale d'utilisation augmenter, il pourrait, en effet, devenir un concurrent sérieux des autres amplificateurs à faible bruit en dessous de 1 000 MHz.

Dans cet article, nous nous proposons de classer rapidement les domaines d'application de l'ensemble des amplificateurs à faible bruit et de nous étendre plus particulièrement, pour le seul amplificateur paramétrique, sur le développement des possibilités de réduction du bruit propre.

2. Caractéristiques externes des amplificateurs à faible bruit

Les caractéristiques externes des amplificateurs d'entrée des récepteurs sont liées aux domaines d'application ; les principales caractéristiques sont :

- 1° la largeur de bande nécessaire,
- 2° le niveau de bruit désiré,
- 3° les facilités d'exploitation.

2.1. LARGEUR DE BANDE

On peut, pour la simplicité de l'exposé, classer en deux catégories principales les types d'amplificateurs :

a) *bande large, de l'ordre de 10 % et plus* (plusieurs centaines de mégahertz pour une fréquence de plusieurs gigahertz).

Ce domaine que nous ne développerons pas, correspond à des applications particulières (radars).

Les amplificateurs correspondants sont : le tube à ondes progressives, l'amplificateur paramétrique et la diode tunnel. La contrepartie de l'accroissement de bande est la limite supérieure de la température de bruit qui reste de plusieurs centaines de degrés Kelvin.

b) *bande étroite, de l'ordre de quelques pour-cent* (supérieure à 50 MHz pour des fréquences de plusieurs gigahertz).

Ce domaine correspond spécifiquement aux applications des télécommunications, que ce soit la télévision ou les multiplex téléphoniques à grand nombre de voies.

Dans ce domaine, nous trouvons le maser, l'amplificateur paramétrique et la diode tunnel.

2.2. NIVEAU DE BRUIT

En ce qui concerne la température de bruit, le maser vient en tête avec 4 °K (maser à ondes progressives) et la diode tunnel a les performances les moins bonnes (> 300 °K). Entre les deux, nous verrons que la formule des amplificateurs paramétriques permet d'ajuster le compromis entre la complexité (donc le prix) et la réduction de la température de bruit.

Les besoins sont de deux sortes :

2.2.1. Les faisceaux hertziens terrestres

Il est inutile de réduire beaucoup la température de bruit de l'amplificateur, puisque la température d'équilibre thermodynamique de l'antenne est élevée

(150 à 300 °K). C'est le domaine d'élection de l'amplificateur paramétrique et de la diode tunnel avec un léger désavantage pour cette dernière quant au bruit.

2.2.2. Les liaisons spatiales

La température d'équilibre thermodynamique de l'antenne peut devenir très faible (10 °K) au moins pendant un pourcentage de temps non négligeable. Dans ce cas, le maser semble particulièrement intéressant, mais nous verrons que l'amplificateur paramétrique est également capable de développements susceptibles de le rendre compétitif.

2.3. FACILITÉS D'EXPLOITATION

Le classement dans un ordre donné des différents types d'amplificateurs n'est ni facile, ni définitif. Il dépend assez fortement de la réalisation industrielle du produit. Il faut simplement remarquer que la nécessité de travailler à la température de l'hélium liquide correspond à une servitude lourde dans le cas du maser. Nous verrons que l'amplificateur paramétrique est susceptible de s'approcher de la température de bruit du maser, sans nécessiter, pour autant, un refroidissement à des températures aussi basses.

A l'opposé, la diode tunnel est d'emploi commode, n'étant pas refroidie et ne nécessitant qu'une alimentation en courant continu.

3. Rappel des propriétés des amplificateurs paramétriques

On sait que les amplificateurs paramétriques utilisent les propriétés de transfert d'énergie d'un signal sur un autre, lorsque le couplage des circuits est réalisé au moyen d'un élément réactif non linéaire. C'est l'absence de pertes, intrinsèque au processus d'amplification, qui rend la température de bruit propre extrêmement faible.

Les transferts d'énergie dans un amplificateur paramétrique se font entre deux signaux fournissant de l'énergie :

- le signal d'entrée,
- le signal de pompe.

et deux signaux sur lesquels on recueille ou on dissipe de l'énergie :

- le signal de sortie,
- le signal parasite (en anglais : idling).

On distingue trois types d'amplificateurs (fig. 1), suivant que l'énergie du signal de sortie est recueillie sur une fréquence :

- égale à la somme des fréquences du signal de pompe et du signal d'entrée : USUC (Upper Sideband Up Converter),
- égale à la différence des fréquences du signal de pompe et du signal d'entrée : LSUC (Lower Sideband Up Converter),
- égale à la fréquence du signal d'entrée.

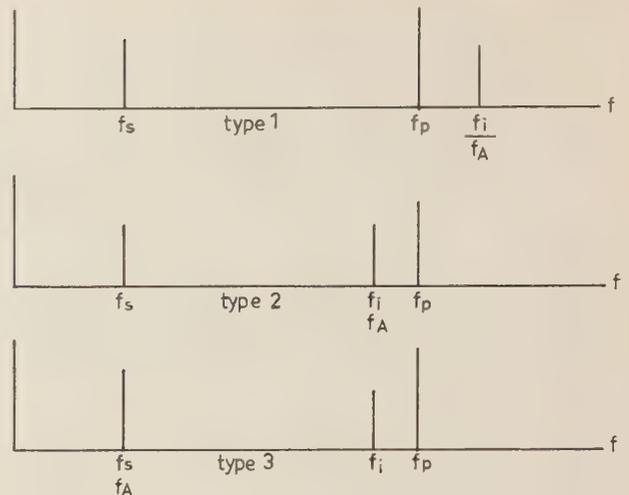


FIG. 1. — f_s = fréquence de signal d'entrée.
 f_p = fréquence de pompe.
 f_i = fréquence parasite (idling).
 f_A = fréquence du signal de sortie amplifié.

Le premier type présente deux avantages :

- l'un théorique : il a une limite de bruit quantique inférieure aux autres,
- l'autre pratique : il est inconditionnellement stable,

et deux inconvénients :

- le gain maximal est donné par le rapport de la fréquence pompe à la fréquence signal d'entrée ; ce qui entraîne soit un gain faible, soit l'utilisation de fréquence de pompe élevée ;
- le signal de sortie est sur une fréquence beaucoup plus élevée que le signal d'entrée ce qui pose à nouveau le problème du bruit sur l'étage suivant.

Le deuxième type présente le même second inconvénient, sans en avoir aucun des avantages.

Le troisième type présente les inconvénients classiques des amplificateurs à résistance négative, mais l'avantage essentiel est de recueillir l'énergie sur la même fréquence que celle du signal d'entrée.

Pour séparer l'onde réfléchie (sortie) de l'onde incidente (entrée), il est nécessaire d'utiliser un circulateur.

Dans l'état actuel des gammes de fréquences employées en télécommunications, ce dernier type est le seul dont la réalisation, soit envisagée comme dispositif opérationnel.

4. Résultats en exploitation

L'amplificateur paramétrique est actuellement sorti du stade expérimental et est considéré comme un élément important d'amélioration du bilan de transmission dans les télécommunications radioélectriques.

A titre d'illustration, on peut citer la mise en service par la C.F.T.H. d'amplificateurs paramétriques sur un réseau troposphérique au Mozambique.

Depuis bientôt un an, il y a seize amplificateurs paramétriques en service sur les différents tronçons de ce réseau. Aucune diode n'a encore été changée.

Le réglage a été repris six mois après la mise en service et, en aucun cas, la température de bruit

n'était montée au-dessus de 300 °K (3 dB de facteur de bruit). Après reprise du réglage, tous les équipements ont retrouvé les caractéristiques initiales ci-après :

Gain	15 à 17 dB
Bande passante	15 à 25 MHz
Température	150 à 200 °K
Gamme de fréquence	830 à 960 MHz
Fréquence de pompe	11 000 MHz

Grâce à l'utilisation conjointe d'amplificateurs à tétrode de 1 kW, d'antennes de 20 m de diamètre, de réception à compression de fréquence, l'amplificateur paramétrique contribue à obtenir un multiplex téléphonique de 60 voies sur une distance de 1 000 km comportant, en particulier, deux bonds de 450 km. La qualité est conforme aux recommandations du C.C.I.R.-C.C.I.T.T.

La figure 2 montre les organes constitutifs de l'amplificateur paramétrique proprement dit : circulateur, pompe, diode et circuits hyperfréquences.

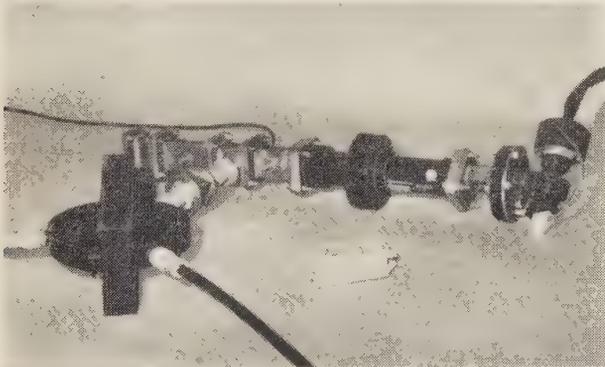


FIG. 2. — Montage sur table d'un amplificateur paramétrique. On distingue de gauche à droite le circulateur, les filtres, l'emplacement de la diode et le klystron de pompe.

La figure 3 montre le châssis complet comprenant l'amplificateur paramétrique, son alimentation et ses organes de contrôle, tension de polarisation de la diode et puissance de pompe.

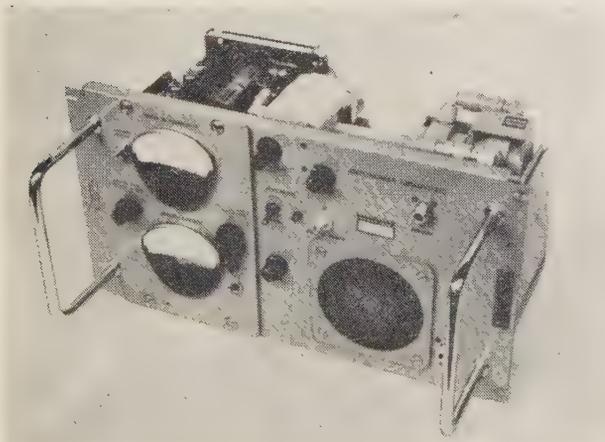


FIG. 3. — Amplificateur en service sur le faisceau hertzien du Mozambique.

La figure 4 met en évidence l'importance des éléments permettant l'amélioration du bilan de transmission dans des faisceaux hertziens transhorizon. Elle montre la disposition d'une baie comprenant deux récepteurs ; on voit que l'introduction de l'amplificateur paramétrique et de la compression de fréquence double largement le volume des équipements par rapport à un faisceau hertzien en visibilité.

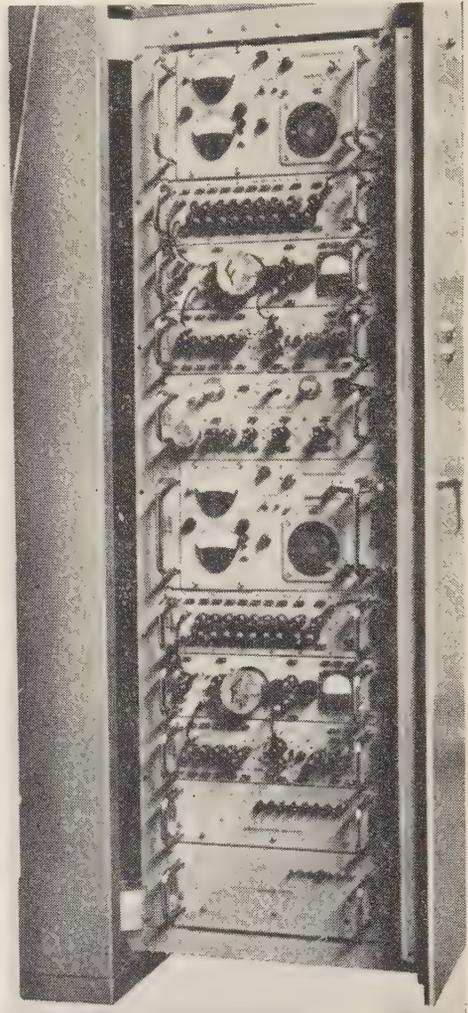


FIG. 4. — Vue d'un bâti contenant deux récepteurs montrant l'importance des dispositifs permettant la réception à faible bruit, de haut en bas :

- l'amplificateur paramétrique,
- l'amplificateur moyenne fréquence,
- le démodulateur à compression de fréquence (deux caissons),
- les oscillateurs locaux.

5. Éléments du développement

Les lignes principales du développement apparaissent dans les caractéristiques perfectibles des équipements actuellement opérationnels.

Elles peuvent se résumer comme suit :

- réduction de la température de bruit et accroissement de la fréquence du signal,
- accroissement de la bande passante.

Les techniques mises en œuvre sont variées et affectent les différents éléments du montage à des degrés divers suivant les performances recherchées :

- diodes paramétriques,
- circulateurs,
- circuits,
- refroidissement.

permettent actuellement d'escompter des températures qui vont de :

30 °K à 1 GHz à 300 °K à 16 GHz

en passant par :

70 °K à 4 GHz et 150 °K à 10 GHz.

Les bandes passantes restent dans des valeurs de 20 à 40 MHz, mais une des techniques les plus intéressantes est celle du refroidissement et pour mettre en évidence l'accroissement des performances avec la complexité de la réalisation, nous examinerons l'ordre de grandeur de la répartition des pertes entre les différents éléments d'un amplificateur fonctionnant à une fréquence de 4 GHz, supposé progressivement refroidi.

Répartition des pertes d'un amplificateur à 4 GHz refroidi progressivement

Mode de refroidissement	Diode	Circuit (°K)	Circulateur (°K)	Diode (°K)	Étage suivant (°K)	Total (°K)
non refroidi	Si	15	25	100	10	150
	ou					
effet Peltier	AsGa	15	25	70	10	120
N ₂ Liquide	I AsGa	15	25	30	10	80
	II AsGa	4	7	30	10	50
	III AsGa	9	7	30	2	43
	IV SbIn	4	7	10	2	23
hélium liquide				?		?

5.1. TEMPÉRATURE DE BRUIT

Les différents éléments ayant toujours une interférence extrêmement étroite, nous développerons sur un exemple symbolique les caractéristiques d'un amplificateur type.

Les qualités de bruit en fonction de la fréquence d'entrée sont étroitement liées à l'optimisation de la fréquence de pompe, en fonction des caractéristiques de la diode et, en particulier, dépendent du facteur de mérite de la diode (fréquence de coupure, rapport de la capacité non linéaire à la capacité résiduelle $\frac{C_1}{C_0}$, dissipation maximale de la diode).

L'accroissement des performances ne sera, bien entendu, pas aussi simple que nous le verrons dans la présentation qui va suivre et chaque étape exigera une maîtrise accrue de l'ensemble des techniques, par exemple : circulateurs à très faible perte, fonctionnement des diodes à puissance de pompe et à fréquence optimale, etc.

Les amplificateurs opérationnels actuels auxquels correspondent des diodes au silicium et des klystrons de pompe relativement économiques, ont des caractéristiques de bruit qui vont de 140 °K à 1 GHz à 400 °K à 10 GHz.

Les améliorations des diodes (Si ou AsGa) et l'accroissement possible de la fréquence de pompe

L'examen de la 1^{re} ligne montre que la contribution de la diode est la plus importante à la température ambiante.

Les lignes 2 et 3 montrent le gain obtenu en refroidissant la diode seule avec un dispositif à effet Peltier (200 °K) et à la température de l'azote liquide.

Les lignes 4 et 5 montrent le gain obtenu en refroidissant l'ensemble du montage et en ajoutant un étage suivant supplémentaire à faible bruit (amplificateur paramétrique non refroidi).

A ce stade, la contribution la plus importante est à nouveau celle de la diode, mais l'étude de nouveaux matériaux de diode (SbIn), inutilisables d'ailleurs à la température ambiante, nous permet d'espérer une température globale d'une vingtaine de degrés pour l'ensemble de l'amplificateur.

La dernière étape, refroidissement dans l'hélium liquide, placerait l'amplificateur paramétrique sur un pied d'égalité avec le maser, du moins en ce qui concerne les techniques cryogéniques.

Il paraît plus intéressant d'insister sur l'avant-dernière étape qui correspond à un avenir proche et est d'un intérêt particulier pour les applications, le refroidissement à l'azote liquide étant moins onéreux et plus facile à exploiter que celui à l'hélium.

5.2. BANDE PASSANTE

Nous verrons que, dans le domaine d'application envisagé, les problèmes de bandes ne sont généralement pas trop critiques, mais il serait injuste de ne pas mentionner les possibilités de développement dans ce domaine. On sait que la bande passante de l'amplificateur est liée à celle des circuits signal et parasites par la relation approchée :

$$B = k \frac{B_s \cdot B_i}{B_s + B_i}$$

qui est maximale lorsque $B_s = B_i$.

Le problème de la largeur de bande est donc lié aux circuits, plus précisément au couplage du circuit d'entrée, puisque la fréquence parasite est toujours très largement supérieure à celle du signal.

Lorsque les performances ne sont pas trop poussées l'accroissement de la bande de 5 à 10 % de la fréquence signal ne présente pas trop de difficultés, il n'en serait pas de même pour un amplificateur refroidi, à hautes performances, où les pertes des transmissions des quadripôles à large bande présentent une part plus importante dans la température globale.

6. Applications

L'article de M. HOUSSIN a montré que la température globale d'un ensemble de réception était la somme de celle de ses composants : ciel, antenne, amplificateur. Il ne servirait à rien de diminuer la température de l'amplificateur si celles de l'antenne et du ciel n'en faisaient pas autant.

C'est pour cette raison que l'amplificateur paramétrique à haute performance n'a pratiquement de l'intérêt que pour les applications spatiales, où l'antenne non seulement est intrinsèquement dite froide, mais est pointée dans une direction où la thermodynamique lui garantit une basse température d'équilibre.

La température globale équivalente d'un ensemble de réception est la somme de plusieurs termes :

T_E : température d'équilibre thermodynamique de l'espace dans la direction du lobe principal. A l'exception de la présence de radiosources (Soleil, Lune, etc.), cette température est voisine de 5 °K.

T_e : température équivalente due à la présence de l'atmosphère, de l'humidité et des précipitations. Entre 1 et 10 GHz, elle dépend peu de la fréquence, mais varie de manière importante avec les conditions météorologiques locales et surtout le pourcentage de temps pendant lequel la liaison doit être opérationnelle : elle peut varier de 10 à 100 °K.

T_A : température équivalente ramenée par les lobes parasites de l'antenne pointée vers la terre. Elle peut varier de 1 à 12 °K suivant le type d'antenne utilisée (cornet ou Cassegrain).

T_G : température équivalente due aux pertes dans les guides, coupleurs, etc., situés avant l'amplificateur.

A ces termes doit être ajoutée la contribution propre de l'amplificateur.

Dans ce cadre, la famille des amplificateurs paramétriques fournit des éléments dont le prix, les performances et la complexité d'installation présentent un éventail très large.

Seule une étude économique globale, en fonction des impératifs d'exploitation — pourcentage de temps de fonctionnement, conditions météorologiques locales, directivité du faisceau, angle de site au-dessus de l'horizon — permettra l'optimisation du rapport « gain de l'aérien/température globale de réception », rapport qui détermine les performances finales de la station de réception.

Le développement des télécommunications spatiales, tant en ce qui concerne les télécommunications par satellites que les liaisons avec les véhicules spatiaux de toutes espèces, garantit la place des amplificateurs paramétriques dans la réception à faible bruit.

En terminant, l'auteur tient à associer à cet exposé l'équipe d'ingénieurs de la C.F.T.H. qui travaillent au Département Télécommunications, tant à la mise au point des dispositifs opérationnels qu'à la recherche avancée : MM. ILTIS, MICHAUD et RUPPLI.

ÉTUDE DE LA TEMPÉRATURE DE BRUIT ET DE LA BANDE PASSANTE DES AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES A DIODES SEMICONDUCTRICES

PAR

Ph. VUILLAUME

*Ingénieur au Centre de Recherches
de la Compagnie Générale d'Electricité,
Département Télécommunications (Marcoussis, S.-et-O.)*

La température de bruit et le produit gain-bande sont les caractéristiques essentielles des amplificateurs paramétriques. Elles dépendent principalement du type de diode paramétrique employé et de la structure de l'amplificateur.

Nous ne considérons que les amplificateurs paramétriques non dégénérés, qui ramènent une résistance négative à la fréquence du signal. Nous étudions ici les performances que l'on peut atteindre, selon la diode utilisée, dans un amplificateur à 4 GHz. Nous examinons ensuite la structure de tels dispositifs en hyperfréquences et les méthodes employées pour élargir la bande d'amplification.

1. Performances des diodes paramétriques

Dans un projet d'amplificateur, la température de bruit, le gain et la bande que l'on désire obtenir guident le choix de la diode. C'est pourquoi nous avons voulu fixer sur un même graphique les performances que l'on peut escompter selon la diode utilisée.

Cette étude a été faite à partir des calculs théoriques de J.C. GREENE et E.W. SARD [1]. Nous rappelons tout d'abord les bases de ces calculs, menés à partir du schéma d'amplificateur de la figure 1.

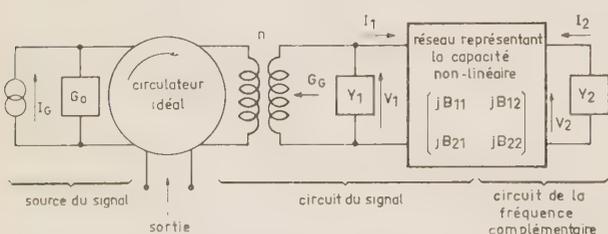


FIG. 1. — Schéma équivalent d'un amplificateur paramétrique fonctionnant avec un circulateur idéal.

Pour un amplificateur à la même température

T_d que la diode, le rapport (T_e/T_d) , le gain et le produit gain \times bande s'expriment respectivement par :

$$\frac{T_e}{T_d} = \frac{G_{D1}}{G_G} + \frac{f_1}{f_2} \left[1 + \frac{G_{D1}}{G_G} \right] \quad (1)$$

$$K_0 = \frac{1+a - \frac{G_{D1}}{G_G}}{1 + \frac{G_{D1}}{G_G}} \quad (2)$$

$$K_0^{\frac{1}{2}} \beta = \left[\frac{1 - \frac{G_{D1}}{G_G}}{1 + \frac{G_{D1}}{G_G}} + a \right] \frac{1}{\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2}} \quad (3)$$

avec

$$a = \frac{B_{12}B_{21}}{[G_{D2} + G_i][G_G + G_{D1}]} \quad (4)$$

Formules dans lesquelles les symboles utilisés sont les suivants :

- f_1 : fréquence du signal,
- f_2 : fréquence complémentaire,
- f_c : fréquence de coupure de la diode,
- f_a : fréquence de résonance-série de la diode,
- $\frac{C_1}{C_0}$: rapport de non-linéarité de la diode pompée,
- β, β_1, β_2 : bandes à 3 dB de l'amplificateur, du circuit du signal et du circuit de la fréquence complémentaire respectivement,
- T_e : température équivalente de bruit de l'amplificateur,
- T_d : température de la diode en fonctionnement,

G_G : conductance de la source du signal vue à travers le transformateur.

G_{D_1} et G_{D_2} : conductances de la diode aux fréquences f_1 et f_2 respectivement,

G_i : conductance de la charge du circuit de la fréquence complémentaire,

K_0 : gain en puissance de l'amplificateur, à l'accord des circuits du signal et de la fréquence complémentaire,

Y_1 : susceptance du circuit du signal,

Y_2 : susceptance du circuit à la fréquence complémentaire.

Pour limiter le cadre de l'étude, nous avons fixé les paramètres suivants :

a) fréquence du signal : 4 GHz,

b) gain : 17 dB,

c) circuit de la fréquence complémentaire chargé uniquement par la résistance série de la diode : $G_i = 0$,

d) coefficient de non-linéarité : $C_1/C_0 = 0,25$.

Nous avons choisi comme variables la fréquence de coupure f_c et la fréquence de résonance-série f_a de la diode. Ainsi, la diode est relativement bien définie : le coefficient C_1/C_0 que nous avons fixé à 0,25 est une valeur moyenne pour des diodes à l'arséniure de gallium et une valeur facilement accessible pour des diodes au silicium.

Le gain que nous avons fixé à 17 dB est une valeur courante. En effet, un gain plus faible détériore la température de bruit du récepteur dont l'amplificateur paramétrique constitue l'étage d'entrée et un gain trop grand risquerait d'amener l'amplificateur dans une zone d'instabilité.

Les fréquences f_c et f_a sont définies pour la tension de polarisation de fonctionnement de la diode (entre - 1 et - 1,5 V pour les diodes au silicium ; entre - 2 et - 4 V pour les diodes à l'arséniure de gallium). Elles peuvent être mesurées selon la méthode proposée par BERNARD C. DELOACH [2].

Il faut noter que le constructeur n'indique généralement qu'une valeur supérieure de l'inductance-série de la diode et la valeur de f_c à - 6 V, laquelle est supérieure à celle de fonctionnement.

Les caractéristiques que nous avons fixées à l'avance en b), c) et d), la valeur de la fréquence de pompe et celle de la fréquence de coupure de la diode, ne sont pas indépendantes. En effet, les quatre quantités définies par :

$$x = 1 + \frac{G_G}{G_{D_1}} \quad (5) \quad y = \frac{f_2}{f_1} \quad (6)$$

$$z = 1 + \frac{G_i}{G_{D_2}} \quad (7) \quad r = \left[\frac{f_1}{f_c} \right]^2 \left[\frac{C_0}{C_1} \right]^2 \quad (8)$$

sont liées par la relation :

$$rxyz = \frac{1}{a} \quad (9)$$

a est voisin de 0,8 pour un gain de 17 dB et varie peu avec le rapport G_{D_1}/G_G . Par conséquent, si la fréquence de pompe est fixée, le rapport G_G/G_{D_1} est fonction de la fréquence de coupure f_c puisque tous les autres paramètres sont fixes.

Nous avons ainsi étudié deux cas :

1^{er} Cas. La fréquence de pompe est définie par la condition de température de bruit optimale :

$$f_p = \left(\frac{C_1}{C_0} \right) f_c = 0,25 f_c .$$

La figure 2 indique le rapport T_e/T_d et la bande à

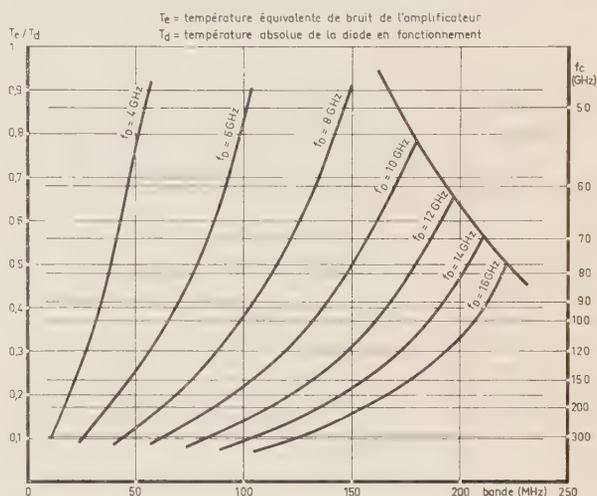


Fig. 2. — Amplificateur paramétrique 4 GHz ; gain 17 dB. Circuit de la fréquence complémentaire non chargé. $C_1/C_0 = 0,25$. Bande passante à 3 dB et température de bruit optimale en fonction de la fréquence de coupure f_c et de la fréquence de résonance série f_a de la diode.

3 dB que peuvent permettre des diodes définies par f_c et f_a . T_e/T_d est indépendant de f_a et décroît très rapidement lorsque f_c croît depuis de faibles valeurs.

La bande est fonction décroissante de f_c . Il existe une bande optimale pour des diodes à f_a donnée ; elle correspond au cas où f_2 et f_a sont identiques.

On voit que des diodes à haute fréquence de coupure entraînent des sources de pompe à fréquence très élevée et à stabilité ou puissance insuffisante pour le bon fonctionnement d'un amplificateur paramétrique.

C'est pourquoi nous avons étudié le cas où la fréquence de pompe était fixée.

2^e Cas. La fréquence de pompe est fixée à 18 GHz (fig. 3).

Nous avons choisi 18 GHz parce que les klystrons classiques délivrent, pour des fréquences voisines de cette valeur, une puissance suffisante pour exciter une diode paramétrique.

Dans ce cas, une augmentation de la résistance-série de la diode (ou une diminution de la fréquence de coupure) entraîne évidemment une augmentation de la température de bruit, mais pas nécessairement une augmentation de la bande, surtout lorsque la

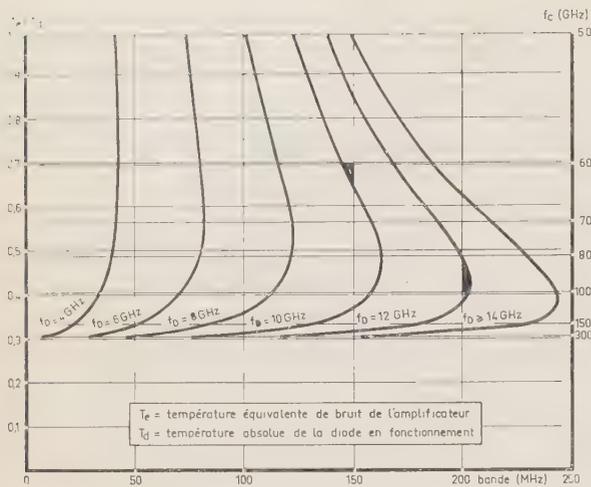


FIG. 3. — Amplificateur paramétrique 4 GHz ; gain 17 dB, fréquence pompe 18 GHz. Circuit de la fréquence complémentaire non chargé, $C_1/C_0 = 0,25$. Bande passante à 3 dB et température de bruit optimale en fonction de la fréquence de coupure f_c et de la fréquence de résonance-série f_a de la diode.

fréquence de résonance-série est élevée. De plus, on voit qu'il n'est pas nécessaire d'employer des diodes à fréquence de coupure supérieure à 120-150 GHz car on gagne peu sur la température de bruit et on perd beaucoup sur la bande. La limite de T_e/T_d , lorsque f_c augmente indéfiniment, est égale à f_2/f_1 , soit 0,29 avec les paramètres choisis ici ; simultanément, la bande tend vers zéro.

Remarques

1° L'étude repose sur un schéma équivalent très simple de l'amplificateur. Seule la diode a une représentation correcte avec une très bonne approximation (fig. 4). Comme l'amplificateur est un montage hyper-

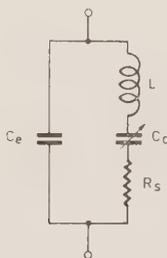


FIG. 4.

fréquence, il est difficile d'évaluer avec précision l'effet de tous les éléments tels que : filtres, pièges, monture de la diode, et de les transposer sur un schéma équivalent.

Ainsi, la bande du circuit de signal, calculée par GREENE et SARD, s'exprime par :

$$\beta_1 = \frac{G_G + G_{D_1}}{2\pi C_0}$$

Cette formule est une application de la formule générale :

$$\text{Bande} = \frac{\text{Conductance}}{\pi \times (\text{pente de la susceptance})}$$

En fait, la susceptance considérée n'est pas constituée uniquement par la capacité C_0 et par une inductance d'accord, mais aussi par toutes les susceptances parasites citées plus haut ce qui, en général, n'améliore pas la bande. De plus, la bande peut être détériorée par la présence du transformateur d'entrée, lequel n'est pas apériodique s'il s'agit d'un transformateur quart d'onde.

Il faut donc souligner que ces graphiques ne donnent qu'un ordre de grandeur, assez proche de la réalité toutefois, des performances que l'on peut attendre d'une diode. En tout cas, ils permettent de comparer une diode à une autre.

2° Ces graphiques montrent l'importance de la fréquence de résonance-série de la diode sur la bande de l'amplificateur. Il convient donc d'apporter un soin particulier à la conception de la structure de l'amplificateur afin de réduire au minimum toutes les réactances parasites.

Celles-ci agissent, en général, comme une réduction de la fréquence de résonance-série et elles ont pour effet nuisible de réduire surtout la bande du circuit de la fréquence complémentaire.

Deux diodes d'un même lot peuvent donner des résultats très différents quant à la bande d'amplification. Cela tient au fait que le constructeur donne rarement avec précision la valeur de l'inductance-série qui comporte une certaine dispersion.

3° Si le rapport G_G/G_{D_1} est plus grand que celui imposé par la formule (9), le gain est diminué et la température de bruit est réduite. Il convient alors d'augmenter le pompage pour retrouver le gain désiré. De plus, le produit gain \times bande est amélioré.

2. Etude du montage hyperfréquence d'un amplificateur paramétrique

Un tel amplificateur mettant en jeu plusieurs fréquences, dont les seules intéressantes sont celles de la pompe, du signal et de la fréquence complémentaire, il convient avant tout, dans une étude, de rendre indépendants les accords relatifs à chacune d'elles. Cela peut se faire en isolant les dispositifs d'accord des circuits communs aux trois fréquences à l'aide de filtres ou de pièges. Pour obtenir les caractéristiques calculées en première partie, il faut essayer de se rapprocher au mieux du schéma équivalent très simple de la figure 1, en y ajoutant un circuit relatif à la fréquence de la pompe.

2.1. CIRCUIT DE POMPE

C'est un circuit à bande étroite puisqu'il s'agit d'exciter la diode à une fréquence unique. Il n'y a à résoudre qu'un problème d'adaptation. La diode étant à faible impédance, il convient d'employer un guide plat pour acheminer la puissance de pompe. On diminue ainsi l'impédance caractéristique de l'onde. L'accord peut se faire à l'aide d'un court-circuit mobile.

Pour obtenir le maximum de non-linéarité, il est nécessaire que la diode se trouve à un ventre de tension. Si l'on dispose d'une puissance de pompe suffisante, on peut employer un guide ordinaire, la diode étant alors fixée sur un iris capacitif.

2.2. CIRCUIT DU SIGNAL

Il semble difficile de réaliser en hyperfréquences un circuit aussi simple que celui de la figure 5 qui a servi aux calculs de la première partie.

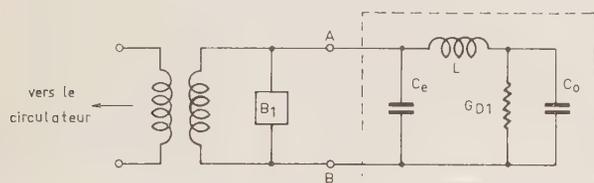


FIG. 5. — Schéma du circuit du signal.

La partie encadrée du schéma représente la diode dont A et B sont les bornes. La réactance réglable B_1 (capacité ou inductance simple) sert à réaliser l'accord du circuit.

Le signal entrant par une ligne coaxiale dans le dispositif, son circuit est généralement du type coaxial. On peut utiliser le montage de la figure 6.

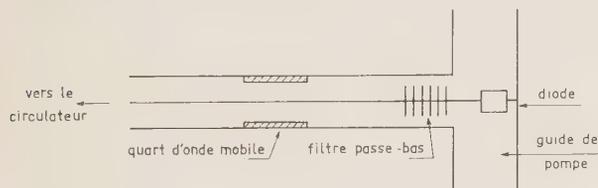


FIG. 6. — Schéma possible du circuit du signal.

La diode est montée à l'extrémité de la ligne coaxiale et dans le guide de pompe. Ce guide étant à la coupure pour le signal, celui-ci ne s'y propage pas. Afin de rendre l'accord du signal indépendant de celui des deux autres circuits, on dispose un filtre passe-bas.

L'accord se fait en positionnant convenablement le transformateur quart d'onde : la portion de ligne située entre ce transformateur et la diode constitue la réactance d'accord.

L'impédance caractéristique du quart d'onde doit être déterminée avec soin, car elle fixe le rapport G_G/G_{D1} , qui est un facteur important pour l'obtention d'une bonne température de bruit et du meilleur produit : gain \times bande.

2.3. CIRCUIT DE LA FRÉQUENCE COMPLÉMENTAIRE

Le problème est aussi délicat que pour le circuit du signal. Un schéma équivalent simple du circuit est celui de la figure 7. B_2 représente une réactance simple d'accord.

En hyperfréquences, le circuit est une cavité du type guide ou coaxial, dont la diode constitue un élément.

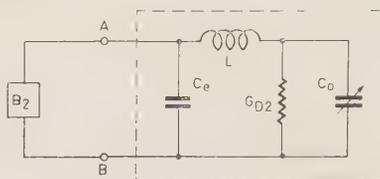


FIG. 7. — Schéma équivalent du circuit de la fréquence complémentaire.

Le principal inconvénient de ce circuit est qu'on ne peut y avoir accès directement pour y faire des mesures. Si la fréquence complémentaire est suffisamment éloignée de la fréquence de pompe, on peut employer comme guide de pompe un guide à la coupure pour la fréquence complémentaire. Ainsi la séparation des deux circuits est aisément réalisée.

Dans le cas contraire, on est obligé d'employer des filtres pour isoler les deux circuits. On peut utiliser, par exemple, le schéma de la figure 8.

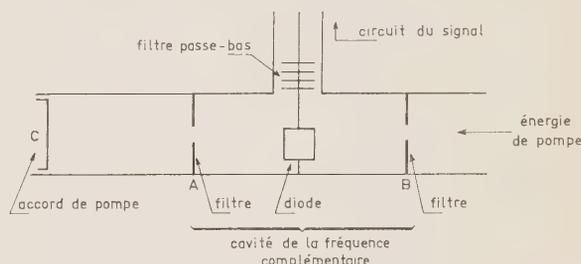


FIG. 8. — Coupe du circuit de la fréquence complémentaire.

Les filtres A et B se comportent comme des courts-circuits pour la fréquence complémentaire et laissent passer la fréquence de pompe. Le court-circuit mobile C sert à l'accord de la pompe.

L'accord du circuit de la fréquence complémentaire se fait en situant convenablement les filtres par rapport à la diode. Un accord plus fin peut se faire soit en faisant varier la polarisation de la diode, soit à l'aide d'une vis pénétrant dans la cavité et constituant une réactance d'appoint.

En ce qui concerne le découplage du circuit du signal, on peut envisager, au lieu du filtre passe-bas, deux pièges : l'un à la fréquence de pompe, l'autre à la fréquence complémentaire. Ce dernier, situé à $\lambda_2/2$ de la diode, ramène, en série avec celle-ci, un circuit $L-C$ série à grande pente, ce qui entraîne une diminution de la bande du circuit de la fréquence complémentaire et, par suite, de la bande de l'amplificateur. On a pu ainsi observer une bande d'amplification à 3 dB de 50 MHz avec le filtre passe-bas, et de 30 MHz avec les pièges, les autres conditions de fonctionnement étant identiques.

Pour éviter l'emploi de filtres ou de pièges, il a été proposé d'utiliser la symétrie électrique entraînée par deux diodes conjuguées, montées en opposition [3].

Les filtres de pompe ont, sur la bande, un effet semblable à celui des pièges, mais il est difficile de s'en passer dans un tel type d'amplificateur.

3. Procédés d'élargissement de la bande d'amplification

Nous avons vu que la structure hyperfréquence d'un amplificateur paramétrique, est assez différente des circuits simples que l'on emploie généralement pour les calculs théoriques.

L'adjonction des dispositifs de séparation des circuits et les propriétés des éléments à constantes réparties employés en hyperfréquences ont pour effet de diminuer la bande des circuits du signal et de la fréquence complémentaire et, par suite, la bande de l'amplificateur dans des proportions allant de 30 à 50 %.

L'influence sur la température de bruit est moindre, car on peut réduire au minimum les pertes des circuits et les rendre faibles devant les pertes admises de la diode.

Avec des diodes de fréquence de coupure de l'ordre de 80 GHz au point de fonctionnement, on a mesuré des températures de bruit de l'ordre de 160 °K, l'amplificateur étant à la température ambiante (290 °K). Le rapport T_e/T_a reste à peu près constant lorsque T_a varie : on a obtenu des températures de bruit environ quatre fois moindre lorsque l'amplificateur est à la température de l'azote liquide.

Différents procédés ont été proposés pour élargir la bande d'amplification :

1° Dès l'apparition des amplificateurs paramétriques, on a étudié la réalisation d'amplificateurs à ondes progressives, mais ce procédé présente plus d'inconvénients que d'avantages. En effet, il exige d'autant plus de diodes identiques que l'on désire un gain plus élevé. Chacune ne contribue que faiblement au gain global et apporte son bruit propre. Le réglage en est très délicat. Il permet des bandes de l'ordre de 20 % de la fréquence centrale amplifiée, mais sa température de bruit est plus élevée que celle de l'amplificateur simple. Un de ses avantages est d'être unilatéral, donc de ne pas exiger l'emploi d'un circulateur.

2° Le procédé le plus simple consiste à charger le circuit de la fréquence complémentaire, aux dépens, bien entendu, de la température de bruit. Il présente l'avantage de permettre de réaliser un circuit du type TCHEBYCHEFF [4] à très large bande, à l'aide de circuits réactifs supplémentaires. Une étude menée sur un tel type d'amplificateur nous a permis d'observer des courbes de réponse amplitude-fréquence semblables à celles prévues par la théorie de GETSINGER et MATTHAEI.

Pour un gain de 17 dB, on a pu ainsi améliorer la bande à 3 dB de 70 à 150 MHz avec un creux de 3 dB à mi-bande. La température de bruit passait de 160 °K à 250 °K (amplificateur à la température ambiante). La cavité de la fréquence complémentaire était alors mi-coaxial, mi-guide. L'inconvénient de ce procédé est d'exiger un réglage assez délicat. On a même pu observer, simultanément, deux bandes d'amplification distinctes, écartées de plusieurs centaines de mégahertz et larges chacune de plusieurs dizaines de mégahertz.

3° Un autre procédé consiste à utiliser une diode plus dissipative, mais on a vu qu'on ne peut l'employer dans tous les cas, car il peut, au contraire, en résulter une diminution de bande (à fréquence de pompe fixe). Dans le cas où son emploi est possible, on peut se demander lequel des deux procédés (charge extérieure ou diode plus dissipative) entraîne la meilleure température de bruit. Si on dispose d'une réserve suffisante de puissance de pompe (ou si le rapport C_1/C_0 n'est pas à son maximum), le procédé de la charge externe est préférable.

4° La comparaison des figures 2 et 3 indique un autre procédé si on dispose de diverses fréquences de pompe. Désignant par f_{opt} la fréquence de pompe correspondant à $(T_e/T_a)_{opt}$, on voit, en effet, que l'on peut améliorer la bande, surtout pour des diodes à haute fréquence de résonance-série, si la fréquence de pompe est inférieure à f_{opt} , et cela, une fois encore, aux dépens de la température de bruit. On remarque aussi que, si la fréquence de pompe est supérieure à f_{opt} , on perd à la fois sur la température et sur la bande.

5° GETSINGER et MATTHAEI [4] ont proposé de réduire la variation de la partie réactive de l'impédance d'entrée de l'amplificateur. Pour cela, on met en série avec l'impédance d'entrée, un circuit $L-C$ série ayant une pente de réactance appropriée. Nous avons mis ce procédé en œuvre, à l'aide d'un dispositif semblable à celui d'une adaptation à deux ou plusieurs tronçons, sur un amplificateur dont les caractéristiques étaient les suivantes :

- Gain : 17 dB.
- Bande à 3 dB : 50 MHz.
- Circuit de la fréquence complémentaire à bande étroite.

Le circuit de compensation augmente la bande de 35 MHz, pour le même gain et avec une puissance de pompe légèrement supérieure (fig. 9). La courbe

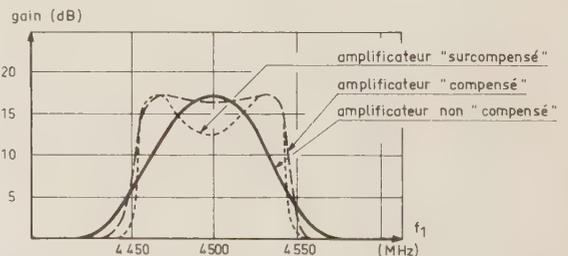


FIG. 9. — Élargissement de la bande par compensation du circuit du signal.

de réponse amplitude-fréquence présentait alors un creux inférieur à 1 dB. En augmentant la pente de la réactance du circuit de compensation, ce creux s'accroissait et atteignait plusieurs décibels sans modification appréciable de la bande.

Ce dispositif n'agit, en effet, que sur le circuit du signal et la bande d'amplification était limitée par celle du circuit de la fréquence complémentaire. Cela entraînait alors une courbe de réponse à flancs très abrupts.

C'est ce procédé qui dégrade le moins la température de bruit car il n'ajoute pas de pertes appréciables dans le dispositif.

4. Conclusion

En conclusion, nous pouvons affirmer que le choix de la diode est le problème principal lors de l'étude d'un amplificateur paramétrique, surtout en ce qui concerne la bande d'amplification. L'élargissement de cette bande s'obtient difficilement sans augmenter la température de bruit. La qualité des diodes proposées par les constructeurs s'améliorant continuellement, il est probable que l'on arrivera facilement à concilier les deux problèmes de la bande et de la température de bruit, et cela, dans une gamme de fréquences beaucoup plus étendue que celle où fonc-

tionnent actuellement les amplificateurs paramétriques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GREENE J.C. and SARD E.W. — Optimum noise and gain-bandwidth performance for a practical one-port parametric amplifier. *Proceedings of the IRE*. September 1960, p. 1583.
 - [2] BERNARD C., DELOACH. — A new microwave measurement technique to characterize diodes and an 800 Gc cutoff frequency varactor at zero volts bias. *I.E.E.E. Transactions on M.T.T.* January 1964, p. 15.
 - [3] LOMBARDO Peter P. — Amplificateurs paramétriques à refroidissement cryogénique et à faible bruit. Notice technique.
 - [4] GETSINGER W.J. and MATTHAEI G.L. — Some aspects of the design of wide band up-converters and nondegenerate parametric amplifiers. *I.E.E.E. Transactions on M.T.T.*, January 1964, p. 77.
-

LES RÉCEPTEURS A DIODES TUNNEL AUX HYPERFRÉQUENCES

PAR

J.M. COLIN

*Ingénieur au
Laboratoire Central de Télécommunications*

1. Introduction

La recherche de récepteurs à faible bruit fonctionnant à des fréquences supérieures à 1 000 MHz a donné naissance à toute une gamme d'amplificateurs : tubes à ondes progressives, amplificateurs paramétriques, masers, dont les facteurs de bruit vont de 0,2 à 7 dB. Toutefois ces récepteurs se caractérisent par des puissances consommées importantes, de 10 à 100 W, par l'utilisation de tubes à durée de vie faible, tubes à progression d'ondes (T.P.O.) ou klystrons, et, pour le maser, par la nécessité d'un fonctionnement à la température de l'hélium liquide. C'est une limitation à leur utilisation lorsque la puissance disponible d'alimentation est faible, comme dans les équipements spatiaux ou aéroportés.

La découverte de l'effet tunnel dans les jonctions $p-n$ étroites, par Leo ESAKI en 1957, a ouvert le domaine des hyperfréquences aux semiconducteurs. L'effet tunnel n'ayant aucune limitation en fréquence, la réalisation de diodes tunnel utilisables à des fréquences atteignant 30 000 MHz est possible et sort actuellement du domaine du laboratoire. Le bruit engendré par ces diodes tunnel est faible, permettant d'obtenir des facteurs de bruit compris entre 3 et 6 dB ; la puissance d'alimentation requise est de l'ordre du milliwatt, l'encombrement est très réduit.

Elément à résistance négative et non linéaire en fonction de la tension de polarisation, la diode tunnel est utilisable en amplificateur ou en mélangeur, l'onde locale pouvant être fournie par un oscillateur lui-même à diode tunnel.

Une étude portant sur la réalisation et les performances possibles des récepteurs à diodes tunnel est poursuivie au Laboratoire Central de Télécommunications dans le cadre d'un marché passé avec la Direction des Recherches et Moyens d'Essais.

2. La diode tunnel : principe et réalisation

2.1. EFFET TUNNEL

L'effet tunnel est le processus par lequel une particule, obéissant aux lois de la mécanique quantique, disparaît d'un côté d'une barrière de potentiel pour

apparaître instantanément de l'autre côté alors qu'elle ne possède pas l'énergie suffisante pour la traverser.

Dans le cas d'une jonction $p-n$, la barrière de potentiel est constituée par la région de charge d'espace. L'effet tunnel n'apparaît que dans le cas où le diagramme des bandes d'énergie a l'allure représentée sur la figure 1. Leo ESAKI [1] a montré le premier que

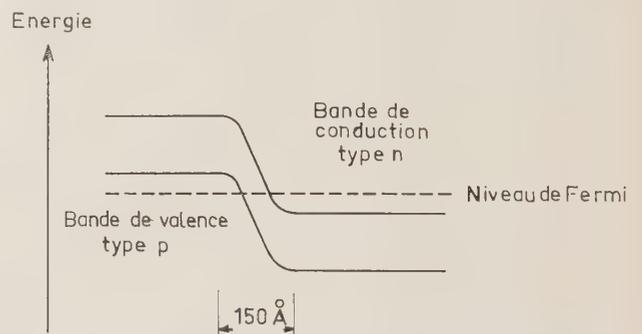


FIG. 1. — Diagramme des énergies pour une jonction $p-n$ non polarisée.

cela n'était réalisable que dans le cas de jonctions étroites, de moins de 150 \AA et pour des zones p et n très fortement dopées.

La caractéristique courant-tension d'une telle jonction est représentée sur la figure 2. Dans la zone I,

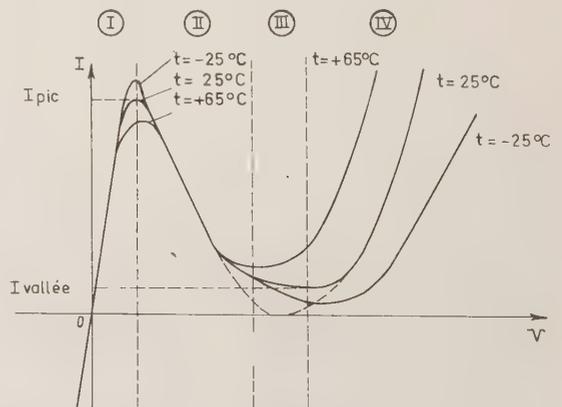


FIG. 2. — Caractéristique courant-tension de la diode tunnel.

le courant est dû uniquement à l'émission du champ électrique interne très élevé. Dans la zone II, l'effet tunnel provoque un courant de porteurs majoritaires traversant la jonction à la vitesse de la lumière.

Le zone III devrait être une région de courant nul, cependant, il y apparaît, en pratique, un courant excédentaire dont l'origine est probablement une émission de photons ou de phonons au niveau de la jonction. La zone IV est la région où les porteurs minoritaires ont suffisamment d'énergie pour sauter la barrière de potentiel réduite par la polarisation extérieure, la caractéristique est alors celle d'une diode classique.

En fonction de la température, la caractéristique se déforme avec toutefois cette particularité remarquable : la pente de la zone II ne varie pas. Autrement dit, la résistance négative a une valeur indépendante de la température, fait particulièrement intéressant pour l'utilisation en amplificateur.

2.2. RÉALISATION DE LA DIODE TUNNEL

Une jonction étroite constituée par des zones fortement dopées présente une capacité élevée par unité de surface. Afin de diminuer cette capacité, la jonction est réduite, par attaque chimique, jusqu'à un diamètre allant de 10 à 500 μ.

La jonction doit être maintenue mécaniquement par le boîtier, la connexion électrique étant assurée par un fil souple pour éviter toute contrainte mécanique. La diode, vue en coupe, est représentée sur la figure 3. La figure 4 montre des diodes tunnel en boîtiers « pilule » et « micropilule ».

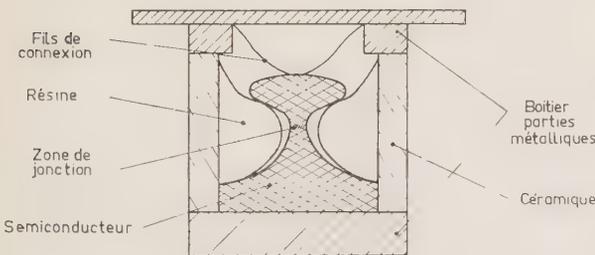


FIG. 3. — Diode tunnel, vue en coupe.

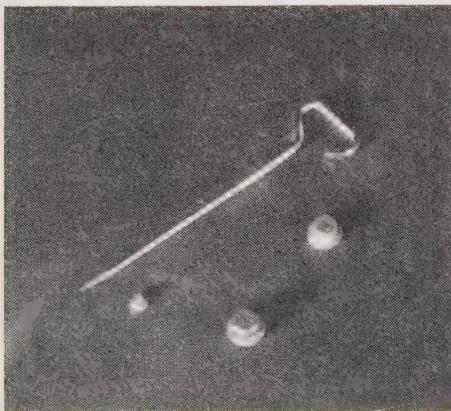


FIG. 4. — Diodes tunnel en boîtiers « Pilule » et « Micropilule ».

Polarisée dans la zone II, la diode tunnel est équivalente à un réseau représenté par la figure 5 où :

- R_D est la résistance négative,
- C_j la capacité de la jonction,
- C_B la capacité du boîtier,
- R_S la résistance série due au semiconducteur entre la jonction et les soudures de connexion.
- L_S l'inductance série due principalement au fil de connexion entre la tête de la diode et le boîtier.

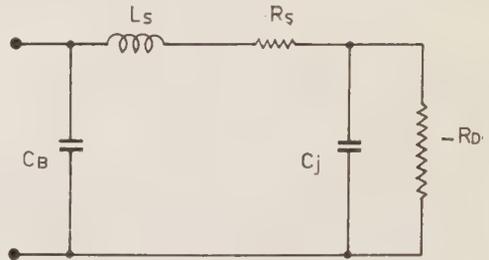


FIG. 5. — Circuit équivalent.

La limitation en fréquence est due aux éléments parasites, l'effet tunnel se produisant à la vitesse de la lumière. La fréquence de coupure résistive f_c est définie comme la fréquence à laquelle la partie réelle de l'impédance de la diode devient positive. Elle a pour valeur :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_D C_j} \sqrt{\frac{R_D}{R_S} - 1}$$

La capacité de jonction varie en fonction de la tension de polarisation, comme pour toutes les diodes. En fait, celle-ci est mesurée au point de vallée, ce qui conduit à une valeur très légèrement pessimiste de la fréquence de coupure.

Les faibles dimensions de la jonction impliquent une grande fragilité de celle-ci, tant au point de vue mécanique qu'électrique, d'autant plus que la fréquence de coupure est plus élevée. En particulier, le courant dans la jonction ne doit pas dépasser dix fois le courant de pic, ce qui correspond à une tension de polarisation maximale de 0,6 V pour une diode au germanium.

2.3. SOURCES DE BRUIT

Le bruit produit par une diode tunnel a deux origines :

- Bruit thermique dû à la résistance série.
- Bruit de grenaille dû au courant traversant la diode. Le courant équivalent de bruit I_e est défini à partir du générateur équivalent par :

$$|i_d^2| = 2qI_e B$$

q : charge de l'électron,

B : bande passante du récepteur.

Il a pour valeur [3] :

$$I_e = |I| \frac{1 + e^{-\frac{qV}{kT}}}{1 - e^{-\frac{qV}{kT}}}$$

- K : constante de Boltzmann,
- T : température absolue de la diode,
- V : tension de polarisation,
- I : courant continu dans la diode.

Ce courant équivalent de bruit est minimal dans la zone de vallée.

3. Mélangeurs à diode tunnel

3.1. PERFORMANCES THÉORIQUES

Le facteur de bruit élevé des mélangeurs à diode est dû à la perte de conversion de ces circuits, de l'ordre de 5 à 7 dB. En effet, le gain en puissance G_P d'un tel mélangeur a pour valeur [4] :

$$G_P = \frac{16 G_0^2 G_g G_l}{(G_0^2 - 4\bar{G}_1 \bar{G}_2)^2} \quad \begin{aligned} \bar{G}_1 &= G_g + G', \\ \bar{G}_2 &= G_l + G', \end{aligned}$$

- G_g : conductance de source, fréquence signal,
- G_l : conductance de charge, moyenne fréquence,
- G_0 : conductance de conversion équivalente à la diode,
- G' : conductance fixe de la diode.

Le gain en puissance est inférieur à un du fait que, pour les diodes à pointes, les relations suivantes sont satisfaites :

$$G' > 0 \quad \text{et} \quad G' > \frac{G_0}{2}$$

Ce n'est pas le cas pour les diodes tunnel pour lesquelles ces deux inégalités peuvent être inversées.

Les sources de bruit sont identiques pour toutes les diodes.

Des études théoriques complètes du mélangeur à diode tunnel ont été faites par de nombreux auteurs [5, 6, 7]. Elles montrent que le facteur de bruit minimal a pour valeur :

$$F = 1 + \frac{qI_e}{2KT_0 G_g}$$

Soit pour une diode tunnel au germanium, 4 à 5 dB.

3.2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

L'étude d'un mélangeur à diode tunnel a été réalisée au Laboratoire Central de Télécommunications. Elle a permis de vérifier les résultats théoriques et elle a mis en évidence certains inconvénients de ce type de mélangeur, tels que :

— La nécessité d'une ligne unidirectionnelle à

l'entrée du mélangeur pour éviter les instabilités dues à la résistance négative d'entrée.

— La puissance de l'onde locale et la polarisation de la diode doivent être très stables.

— La variation très importante des caractéristiques allant jusqu'à l'oscillation, en fonction de la température.

Il est possible d'augmenter la stabilité en consentant une légère perte sur les performances. Le mélangeur

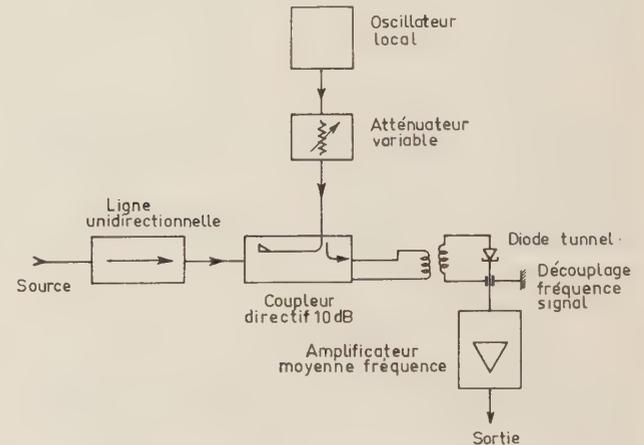


FIG. 6. — Mélangeur à diode tunnel.

expérimental, conforme au diagramme de la figure 6, a les caractéristiques suivantes :

Fréquence signal	1 300 MHz
Fréquence de l'onde locale	1 360 MHz
Puissance de l'oscillateur local	50 μ W
Bande passante totale	15 MHz
Facteur de bruit total	6 dB

(Facteur de bruit de l'amplificateur moyenne fréquence à transistors 4 dB).

Les réglages sont délicats et très sensibles aux conditions d'ambiance. D'autre part, le niveau de saturation est de -55 dB sous 1 mW ; par contre la puissance nécessaire d'onde locale est très faible.

En regard de la simplicité et des performances des amplificateurs à diode tunnel, le mélangeur est peu intéressant.

4. Amplificateurs à diode tunnel

4.1. ETUDE THÉORIQUE

L'amplificateur à résistance négative s'utilise en réflexion, associé à un circulateur qui sépare l'onde incidente de l'onde réfléchie. Il est représenté sur la figure 7.

Soit :

- G_c : admittance caractéristique du circulateur,
- G_D : conductance négative de la diode tunnel,
- G_1 : conductance parallèle équivalente à la résistance série de la diode tunnel,

$$G_1 = G_D \frac{(R_D - R_S)\omega^2 / \omega_c^2 - R_S}{R_D - R_S + R_S \omega^2 / \omega_c^2}$$

Le coefficient de réflexion à la porte 2 s'écrit :

$$\rho = \frac{G_c - (G_1 - G_D)}{G_c + (G_1 - G_D)}$$

d'où :

$$B = \frac{G_c + G_1 - G_D}{2\pi C_T}$$

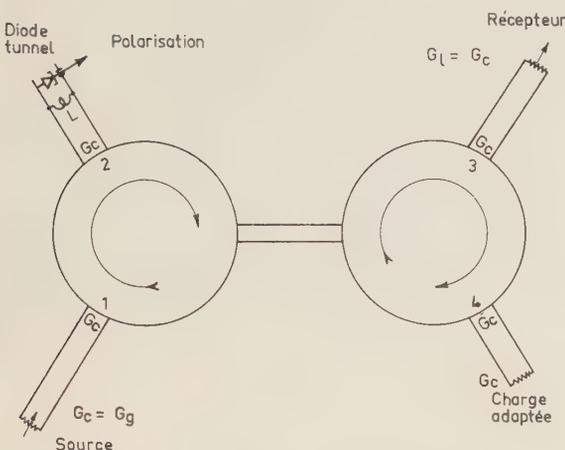


FIG. 7. — Amplificateur à diode tunnel.

La puissance incidente étant P_i , la puissance réfléchie P_R a pour valeur :

$$P_R = |\rho^2| P_i$$

P_i est défini comme la puissance disponible à la source.

Le gain en puissance de l'amplificateur s'écrit alors :

$$G_P = \frac{P_R}{P_i} = |\rho^2|$$

$$G_P = \left(\frac{G_c + G_D - G_1}{G_c + G_1 - G_D} \right)^2$$

Ce gain est d'autant plus grand que G_c est proche, par valeur supérieure, de $|G_1 - G_D|$. Sauf dans certains cas en bande X, l'inductance série a peu d'influence car on peut l'inclure dans l'inductance d'accord.

Le circuit accordé, associé à la diode tunnel, est donc constitué par l'inductance d'accord L et la capacité C_T , somme des capacités de jonction et de boîtier. La conductance d'amortissement est la somme de la conductance de la ligne, G_c , et de celle de la diode $G_1 - G_D$. La bande passante B est donc celle d'un circuit à accord unique :

$$B = \frac{f_0}{Q_0}$$

avec :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_T L}}$$

$$Q_0 = \frac{1}{G_c + G_1 - G_D} \sqrt{\frac{C_T}{L}}$$

Le produit gain \times bande passante se déduit des relations précédentes :

$$(G_P)^{\frac{1}{2}} \times B = \frac{G_c + G_D - G_1}{G_c + G_1 - G_D} \frac{G_c - G_D + G_1}{2\pi C_T}$$

$$(G_P)^{\frac{1}{2}} \times B = \frac{G_c + G_D - G_1}{2\pi C_T}$$

L'expression ci-dessus n'est valable que lorsque les conductances de la source et de la charge sont indépendantes de la fréquence.

Mais en fait, les variations d'admittance de la porte 2 du circulateur en fonction de la fréquence peuvent modifier profondément la réponse en fréquence. D'autre part, l'utilisation d'une ligne court-circuitée comme inductance d'accord réduit légèrement la bande passante.

Les conditions de stabilité d'un tel amplificateur sont déterminées en calculant les pôles et zéro du circuit constitué par l'amplificateur [8].

Elles s'écrivent alors :

$$|G_D| < G_c + G_1, \quad \frac{R_S}{R_D} < 1, \quad L_S < R_S R_D C_j$$

La première expression est la condition de non-oscillation sinusoïdale, la deuxième exprime la possibilité d'amplification, la troisième représente la limite des oscillations de relaxation.

4.2. FACTEUR DE BRUIT

Les sources de bruit sont :

— Le générateur qui donne, sur la charge, une puissance de bruit de :

$$P_B = G_P KTB$$

— La jonction de la diode tunnel qui donne, sur la charge, un bruit de grenaille :

$$P_{BD} = 2qI_e B \frac{G_c}{(G_c + G_1 - G_D)^2}$$

— La résistance série de la diode engendre un bruit thermique et donne sur la charge :

$$P_{BR} = KTB \frac{4G_1 G_c}{(G_1 + G_c - G_D)^2}$$

Le facteur de bruit est égal à :

$$F = \frac{P_B + P_{BD} + P_{BR}}{P_B}$$

soit :

$$F = 1 + 4G_c \frac{\frac{qI_e}{2KT} + G_1}{(G_c + G_D - G_1)^2}$$

Afin de mettre en évidence les différents éléments, le gain en puissance est supposé élevé : $G_D = G_c + G_1$ et G_1 remplacé par son expression du paragraphe 4.1.

Le facteur de bruit limite s'écrit alors :

$$F = 1 + \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_c^2} \left[\frac{qI_e R_D}{2KT_0} + \left| \frac{(R_D + R_S)\omega^2/\omega_c^2 - R_S}{R_D} \right| \right]$$

D'autre part, le circulateur introduit une atténuation A entre les portes 1 et 2, et le facteur de bruit des étages placés derrière l'amplificateur est F_R .

Le facteur de bruit total s'écrit alors :

$$F_T = 1 + \frac{1}{A} \times \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_c^2} \left[\frac{qI_e R_D}{2KT_0} + \left| \frac{(R_D + R_S)\omega^2/\omega_c^2 - R_S}{R_D} \right| \right] + \frac{F_R - 1}{AG_P}$$

Pour minimaliser le facteur de bruit, il faut tout d'abord choisir une diode ayant une fréquence de coupure résistive égale au moins à trois fois la fréquence d'accord, et une résistance série faible :

$$F_T = 1 + \frac{1}{A} \left(\frac{qI_e R_D}{2KT_0} + \frac{F_R - 1}{G_P} \right)$$

R_D augmente, donc le produit gain \times bande passante diminue, lorsque I_o , donc I_e , diminue. Le produit $I_e R_D$ a donc une valeur optimale en fonction de la tension de polarisation, qui a lieu pour un courant continu I légèrement inférieur à $I_{pic}/2$. Ce produit dépend du matériau semiconducteur ; il est décroissant dans l'ordre : arséniure de gallium, germanium, antimoniure de gallium :

$$\text{AsGa} : \quad \frac{qI_e R_D}{2KT_0} \approx 2,3$$

$$\text{Ge} : \quad \frac{qI_e R_D}{2KT_0} \approx 1,4$$

$$\text{SbGa} : \quad \frac{qI_e R_D}{2KT_0} \approx 0,9$$

Soit pour une atténuation A de 0,93 (0,3 dB), un facteur de bruit du récepteur F_R de 10 et un gain en puissance de 30 :

$$F_T (\text{AsGa}) = 3,8 \quad \text{soit } 5,8 \text{ dB}$$

$$F_T (\text{Ge}) = 2,8 \quad \text{soit } 4,5 \text{ dB}$$

$$F_T (\text{SbGa}) = 2,3 \quad \text{soit } 3,5 \text{ dB.}$$

4.3. AMPLIFICATEUR SYMÉTRIQUE AVEC UN COUPLEUR HYBRIDE

La séparation entre l'onde incidente et l'onde réfléchiée peut être réalisée en utilisant les propriétés du coupleur hybride.

Deux diodes tunnel identiques, accordées à la même fréquence, sont placées aux portes 2 et 3 d'un coupleur hybride, comme il est montré sur la figure 8.

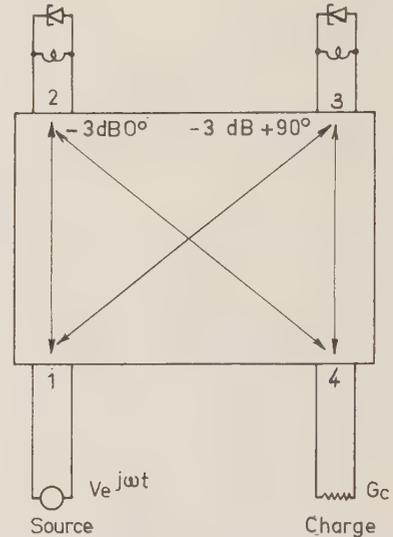


FIG. 8. — Amplificateur symétrique à diodes tunnel avec un coupleur hybride.

Toute la puissance disponible au générateur se retrouve sur la charge multipliée par $|\rho^2|$, ρ étant le coefficient de réflexion aux portes 2 et 3.

Le gain en puissance s'écrit donc :

$$G_P = |\rho^2|,$$

c'est le même que dans le cas d'un amplificateur avec circulateur.

Une étude plus détaillée [2 et 9] montre que la bande passante est supérieure à celle calculée ci-dessus et que le facteur de bruit est identique à condition que la source soit parfaitement adaptée, il se détériore rapidement lorsque le coefficient de réflexion à la source augmente.

Les réglages délicats et la difficulté d'adaptation des sources usuelles, telle que les antennes, restreignent l'emploi de ces amplificateurs. Par contre, ils sont remarquablement stables en fonction de la température du fait de l'absence de circulateur.

4.4. RÉALISATIONS EXPÉRIMENTALES

Les figures 9, 10 et 11 représentent des amplificateurs à diode tunnel en bande L, S et X réalisés au Laboratoire Central de Télécommunications. Des amplificateurs à diodes tunnel ont été réalisés pour des fréquences allant jusqu'à 10 000 MHz par les firmes MICROSTATE (μ State) ou MICROWAVE ASSOCIATES (M.A.).

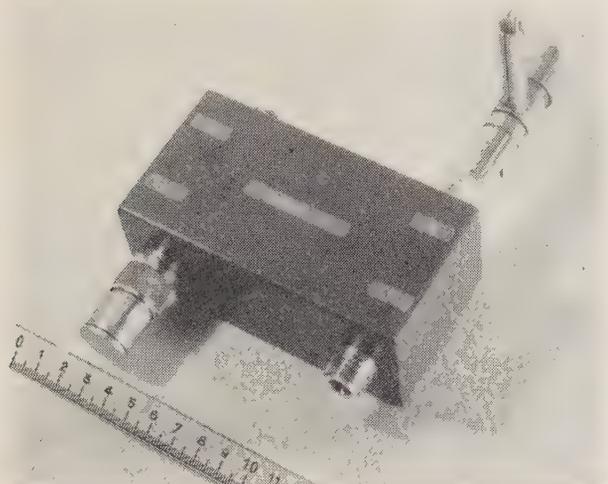


FIG. 9. — Amplificateur à diode tunnel en bande L.

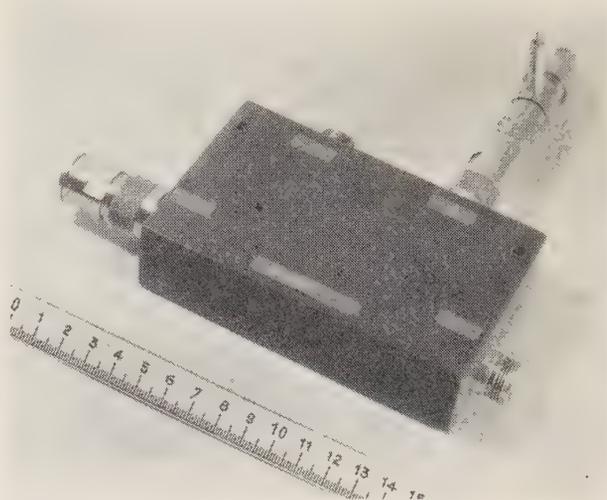


FIG. 10. — Amplificateur à diode tunnel en bande S.

Les caractéristiques sont présentées dans le tableau suivant :

Diode	Ge	Ge	Ge	GaSb	Ge	AsGa
Type	Circul.	Symét.	Circul.	Circul.	Circul.	Circul.
Construct.	LCT	LCT	LCT	μ State	LCT	M.A.
Fréquence en MHz	1 300	1 500	3 000	3 000	10 000	10 000
B en MHz	200	700	600	500	600	1 000
G_P en dB	15	12	18	18	15	15
F_T en dB	5	5,5	4,7	3,8	5,8	6,5
Niveau de saturation en dB/m	-40	-35	-40	-46	-40	-30

La réalisation de ces amplificateurs nécessite l'association d'un élément à résistance négative pouvant osciller entre 0 Hz et quelques dizaines de gigahertz et d'un circulateur dont les caractéristiques ne sont définies que dans une bande étroite de fréquence.

Lorsque la diode tunnel est accordée, ce qui est le cas de l'amplificateur, le coefficient de réflexion est supérieur à 1 dans une gamme de fréquence de l'ordre d'un octave. Il faudrait, par conséquent, un circulateur qui présente sur sa porte 2 une réactance nulle et une impédance proche de l'impédance caractéristique dans toute cette bande, ce qui n'est pas le cas de la plupart des circulateurs disponibles. D'autre part, le circulateur présente sur la porte 2 des réactances susceptibles de créer des accords parasites à des fréquences très différentes de l'accord principal et donnant naissance à des oscillations à ces fréquences.

Tout cela conduit à limiter le gain en puissance à des valeurs inférieures à 20 dB ainsi qu'à rendre variable, la longueur électrique entre la diode tunnel et le circulateur, pour ajuster la phase des ondes réfléchies par la porte 2.

En fonction de la température, le taux d'ondes stationnaires de la porte 2 varie, entraînant des varia-



FIG. 11. — Amplificateur à diode tunnel en bande X.

tions de gain en puissance. Ainsi les amplificateurs étudiés au Laboratoire Central de Télécommunications présentent des variations de gain de ± 4 dB entre -25 °C et $+65$ °C de température ambiante. Par contre, l'amplificateur symétrique, qui n'utilise pas de circulateur, voit son gain varier de ± 1 dB dans les mêmes conditions.

La bande passante est assez grande pour que la fréquence image, correspondant au mélangeur placé derrière l'amplificateur, soit amplifiée comme le signal. Il faut donc l'éliminer par un filtre placé derrière l'amplificateur. Ce filtre présentant un taux d'ondes stationnaires infini en dehors de sa bande passante, l'amplificateur doit être stable dans ces conditions, ce qui impose un isolement minimal de 40 dB entre les portes 3 et 2 du circulateur. De même, si la stabilité doit être conservée quelle que soit l'adaptation de la source, un fort isolement est à réaliser entre les portes 2 et 1. Cette condition conduit à utiliser des circulateurs à cinq portes.

Ainsi les circulateurs doivent être conçus spécialement pour les amplificateurs à diode tunnel et des firmes comme FERROTEC annoncent des circulateurs permettant des stabilités de gain de ± 1 dB dans toute la gamme de température.

Le circuit coaxial, dans lequel est monté la diode tunnel doit présenter des caractéristiques précises. Le diamètre des conducteurs doit être comparable aux dimensions de la diode tunnel ; s'il est trop grand, des oscillations parasites incontrôlables apparaissent. Les transformateurs d'impédances, nécessaires pour ajuster le gain, doivent être à très large bande, du type « Chebyshev » ou « Taper », par exemple. Tout réglage du gain par une inductance série variable conduit à une instabilité. Le réglage par variation de la polarisation modifie le facteur de bruit et le niveau de saturation.

Le refroidissement de la diode tunnel n'agit que sur le bruit d'origine thermique et n'apporte aucune amélioration du facteur de bruit, sauf dans le cas où la fréquence de coupure est proche de la fréquence de travail. Il faut noter toutefois que des diodes tunnel à l'antimoniure d'indium, qui ne fonctionnent qu'à la température de l'azote liquide, permettraient d'obtenir un facteur de bruit de 2 dB ; malheureusement ces diodes ne sont pas stockables à la température ambiante.

5. Conclusion

Les amplificateurs à diode tunnel permettent d'améliorer d'au moins 3 dB le facteur de bruit par rapport aux récepteurs classiques sans consommation élevée d'énergie et sans grande augmentation de poids, avec une durée de vie importante.

Ils sont donc destinés, en premier lieu, aux équipements mobiles, aéroportés ou spatiaux. Associés aux multiplicateurs à varactors et aux mélangeurs à diode à pointe ou à diode tunnel, ils permettent de réaliser

des récepteurs sensibles, à faible consommation de puissance d'alimentation, ayant une importante durée de vie du fait de l'utilisation unique d'éléments à semiconducteurs.

*
* *

L'auteur tient à remercier vivement la Direction des Recherches et Moyens d'Essais dont l'aide a permis de mener à bien cette étude, ainsi que les Ingénieurs et Techniciens du Laboratoire Central de Télécommunications qui y ont contribué.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ESAKI L. — New Phenomenon in narrow Germanium $p-n$ junction. *The Physical Review*, 15 janvier 1958, p. 603.
- [2] DICKENS L.E. — The tunnel diode : A new Microwave Device. U.S. Government Research Report AD 275760.
- [3] TIEMANN J.J. — Shot Noise in Tunnel Diode Amplifiers. août 1960, p. 1418.
- [4] HEROLD E.W. — Frequency Mixing in Diodes. *PIRE.*, octobre 1943, p. 575.
- [5] CHANG K.K.N. — Low Noise Tunnel Diode Converter Having Conversion Gain. *PIRE*, mai 1960, p. 854.
- [6] R.C.A. Laboratories Research and Development on Semiconductor Parametric and Tunnel diode Microwave Devices. U.S. Government Research Report AD 274 340.
- [7] KIM C.S. — Tunnel Diode Converter Analysis. *IRE Transactions on Electron Devices*, septembre 1961, p. 394.
- [8] CHEN C.H. — Tunnel Diode Amplifiers. *Semi-conductor Products*, avril 1962, p. 19.
- [9] BERNHART-NELSON. — Hybrid Coupled Tunnel Diode Amplifier Analysis as a basis for Design. *Semi-conductor Products*, mai 1963, p. 40.

LE BRUIT DE FOND DES ÉLÉMENTS SEMICONDUCTEURS A RÉSISTANCE NON LINÉAIRE UTILISÉS EN HYPERFRÉQUENCES COMME DÉTECTEURS ET MÉLANGEURS

PAR

H. DEROY et Ph. MONIER

*Ingénieurs au département de Recherches Physico-Chimiques,
C.S.F. (Puteaux, Seine)*

1. Introduction

Les éléments semiconducteurs à résistance non linéaire se sont introduits dans de nombreux systèmes de réception des hyperfréquences. Parmi ces derniers, on peut distinguer trois grandes catégories :

1) La détection directe, qui consiste à placer un détecteur immédiatement derrière l'antenne de réception suivi d'un amplificateur dit « video » qui porte le signal à un niveau convenable. Très simple, ce système manque de sensibilité à cause de la faible efficacité de la détection quadratique.

2) La réception superhétérodyne qui améliore la sensibilité et la sélectivité en transposant le signal à une plus basse fréquence où il peut être amplifié avant détection.

3) L'amplification hyperfréquences, qui consiste à placer devant un des systèmes précédents, un étage amplificateur dont les performances fixeront celles du système si son gain est suffisant.

Les deux premiers systèmes exigent pour leur réalisation un élément non linéaire, et plus précisément un élément à résistance non linéaire. En effet, les dispositifs à réactance non linéaire, si utiles par ailleurs, ne peuvent convenir pour l'abaissement de fréquence à cause de la température de bruit proportionnelle au rapport des fréquences en jeu qu'ils entraînent.

Le premier élément à résistance non linéaire utilisé en hyperfréquences a été la diode à pointe, ou détecteur à cristal. Si on recherche une très grande sensibilité, les performances de ces diodes sont limitées par les pertes de conversion qu'entraîne leur caractéristique non linéaire positive. Aussi l'apparition de la diode tunnel à caractéristique négative a-t-elle suscité de grands espoirs aussi bien pour la deuxième que pour

la troisième catégorie de systèmes de réception qu'elle rendait possible : une résistance non linéaire négative permet l'amplification directe comme la conversion de fréquences avec gain. En fait, on s'aperçut vite que les performances des diodes tunnel étaient limitées par le bruit de grenaille lié au courant continu passant obligatoirement dans une caractéristique à résistance non linéaire. Un autre dispositif, permettant une réduction des pertes de conversion, par rapport à celles des diodes à pointe, a été étudié de façon approfondie au Centre de Recherches Physico-Chimiques de la C.S.F. : la diode *PNP* utilisant l'effet de perçage ; là encore, les performances en réception sont apparues limitées par le bruit de grenaille, dont la présence ne paraissait pourtant pas évidente au début de l'étude. Inversement, c'est l'absence de bruit de grenaille qui explique, pour la réception, la supériorité actuelle des éléments à réactance non linéaire qui peuvent être utilisés pratiquement sans courant continu.

Il a paru intéressant de rassembler ici les résultats relatifs à divers éléments semiconducteurs à résistance non linéaire pour montrer comment le bruit de grenaille en limite fondamentalement les performances. Ces éléments, destinés aux hyperfréquences, ont en commun la propriété de ne faire appel qu'aux porteurs majoritaires pour assurer leur caractéristique non linéaire, ce sont :

— Les diodes à pointe dont le modèle physique s'approche de celui proposé par SCHOTTKY pour les barrières métal-semiconducteur.

— Les diodes tunnel et inverses, qui mettent en œuvre l'effet tunnel, effet purement quantique.

— Les structures *PNP* à effet de perçage où les porteurs sélectionnés par une bosse de potentiel sont ensuite soumis à un champ électrique fort, comme dans les diodes à vide.

2. Evaluation du bruit des détecteurs et mélangeurs

Les caractéristiques non linéaires étudiées dans cet article sont toutes obtenues de la même manière : la tension appliquée extérieurement à l'élément contrôle le courant qui le traverse au moyen des variations de hauteur d'une barrière de potentiel préexistante. Cette barrière est franchie par les porteurs de charge, par effet tunnel ou par agitation thermique. Dans tous les cas, la distribution des vitesses des porteurs dans la zone en charge d'espace de la barrière, ou région active, reste maxwellienne, et le courant $I(V)$ engendré par ces porteurs s'accompagne d'un bruit de grenaille [1] qui peut se représenter quantitativement par une source de courant de bruit en parallèle sur la partie active de la structure, de valeur moyenne :

$$\bar{i}^2 = 2qI_{\text{tot}}\Delta f,$$

q : charge de l'électron (porteur de charge considéré),

I_{tot} : amplitude totale des courants de porteurs indépendants qui traversent la zone active,

Δf : bande de fréquences considérée.

Le spectre de ce bruit est blanc jusqu'aux fréquences très élevées correspondant au temps de transit des porteurs dans la région active, de l'ordre de 10^{-13} s pour les structures utilisées aux hyperfréquences.

Il faut remarquer ici que le bruit de grenaille s'accompagne souvent d'un bruit anormal, bruit $1/f$ ou bruit de scintillation, qui est lié aux fluctuations lentes du nombre de porteurs disponibles pour assurer le courant I_{tot} [2], alors que le bruit de grenaille est lié simplement à la nature discontinue du courant produit par ces porteurs de charge individuels. Ce bruit anormal se distingue du bruit de grenaille par son spectre voisin de $1/f$; il est particulièrement intense lorsque le nombre des porteurs est influencé par des états de surface. Etablie expérimentalement, la loi suivie par sa valeur moyenne est voisine de :

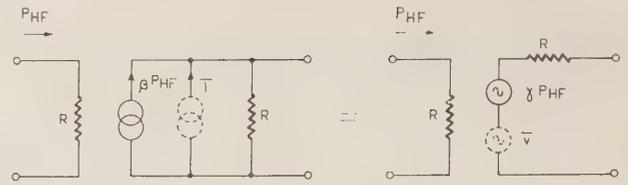
$$\bar{i}^2 = CI_{\text{tot}}^2\Delta f,$$

C : constante dépendant du matériau, de la géométrie de la structure et de la bande de fréquences considérés ; en général C est inversement proportionnel à la fréquence.

Les applications à la réception des hyperfréquences des caractéristiques non linéaires sont essentiellement la détection quadratique et la conversion de fréquences, ou mélange. L'évaluation du bruit de fond est à examiner pour ces deux applications :

2.1. LA DÉTECTION QUADRATIQUE [3]

Ce type de détection se produit obligatoirement à bas niveau de signal, où on peut assimiler à un arc de parabole la portion de caractéristique $I(V)$ explorée par le signal. Dans ce cas, le courant ou la tension détectés sont simplement proportionnels à la puissance hyperfréquences absorbée par le détecteur.



$$\beta = \frac{1}{2} \frac{I''(V_0)}{I'(V_0)} \quad R = \frac{1}{I'(V_0)} \quad \gamma = \beta R$$

$$\bar{i} = (4kT_e)^{\frac{1}{2}} \cdot R^{-\frac{1}{2}} \cdot \Delta f^{\frac{1}{2}} \quad \bar{v} = (4kT_e R \Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

FIG. 1. — Schéma équivalent du détecteur quadratique.

Le schéma équivalent de ce dernier, considéré comme un quadripôle, ne comporte pas de termes de transfert (fig. 1).

Le bruit s'introduit sous la forme d'une source de courant ou de tension de bruit en parallèle ou en série respectivement sur βP , ou γP . On peut considérer que l'effet de cette source de bruit est de porter la température de bruit de la résistance différentielle équivalente R du détecteur à une valeur T_e : température équivalente du détecteur. Si on compare cette température à la température ambiante prise comme température de référence, T_0 , on voit s'introduire la notion de « facteur de température de bruit », dont la définition sera :

$$t = \frac{T_e}{T_0} = \frac{P_{\text{(disp. bruit à la sortie du détect.)}}}{P_{\text{(disp. de la rés. R à la temp. amb.)}}} = \frac{\frac{\overline{Ri^2}}{4}}{kT_0\Delta f} = \frac{\overline{v^2}}{4kT_0\Delta f}$$

Le facteur t caractérise parfaitement le bruit du détecteur. Il permet par exemple de calculer facilement le rapport signal/bruit en courant, obtenu avec un détecteur dans différentes conditions de charge :

1) Sur un court-circuit :

$$\frac{S}{N} = P_{\text{HF}} \cdot \beta R^{\frac{1}{2}} (4kT_0 t \Delta f)^{-\frac{1}{2}}$$

2) A la sortie d'un tube à vide de résistance équivalente de bruit $R_{\text{éq.}}$ suivant directement le détecteur :

$$\frac{S}{N} = P_{\text{HF}} \cdot \beta R^{\frac{1}{2}} (4kT_0 t \Delta f)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{R_{\text{éq.}}}{R \cdot t}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

3) A la sortie du même tube précédé d'un transformateur parfait de rapport de transformation n :

$$\frac{S}{N} = P_{\text{HF}} \cdot \beta R^{\frac{1}{2}} (4kT_0 t \Delta f)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{R_{\text{éq.}}}{n^2 R \cdot t}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

La mesure de t découle de sa définition : elle se fait en comparant les puissances de bruit disponibles, à la sortie du détecteur polarisé au point de mesure désiré, d'une part, et à la sortie d'une résistance de valeur R portée à la température de référence T_0

d'autre part. Cette comparaison se fait avec un amplificateur à gain élevé à cause des faibles niveaux de bruit généralement engendrés. Une diode de bruit en tête de l'amplificateur qui peut débiter sur l'élément le moins bruyant, permet de calculer t . La bande passante et la fréquence centrale de l'amplificateur fixent la valeur mesurée de t et doivent être spécifiées. La mesure donne alors (fig. 2) :

$$t = \frac{T_e}{T_0} = 1 \pm \frac{q}{2kT_0} R I_d.$$

Les signes + ou - sont à considérer selon que l'élément le moins bruyant est la résistance ou le détecteur.

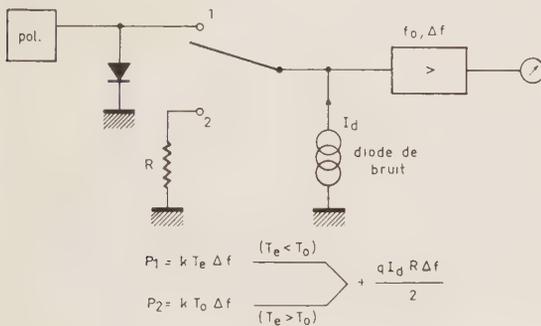


FIG. 2. — Mesure du coefficient t .

Cette méthode de mesure permet des mesures précises de 10 Hz à 200 MHz avec la diode de bruit R 290.

2.2. LE MÉLANGE OU ABAISSEMENT DE FRÉQUENCE

Utilisé dans la réception superhétérodyne, le mélangeur met en jeu les fréquences oscillateur local, signal, image et moyenne fréquence, ou fréquence de sortie, si on peut négliger les harmoniques (fig. 3).



FIG. 3. — Les fréquences en jeu dans un mélangeur.

Soumis à l'application de l'oscillateur local, le mélangeur peut être considéré comme une « boîte noire » comportant deux entrées (signal et image) et une sortie (moyenne fréquence), (fig. 4). On peut alors caractériser le bruit du mélangeur par sa température équivalente, ou température électronique [4] de bruit T_e , qui est la température d'équilibre thermodynamique de la boîte noire. Cette température caractérise parfaitement le bruit du mélangeur et permet, par exemple, de calculer sa contribution de bruit à un système, si on connaît les « conditions de circuit » L et x qui accompagnent son emploi. Soient :

L : pertes en puissance disponible entre les bornes « signal » et « moyenne fréquence »,

L/x : pertes en puissance disponible entre les bornes « image » et « moyenne fréquence »,

x : facteur de présence de la fréquence image ($x = 0$ pour un mélangeur parfaitement sélectif; $x = 1$ pour un mélangeur large bande),

$T_{mf} = (F_{mf} - 1)T_0$: température effective de bruit de l'étage moyenne fréquence suivant le mélangeur,

F_{mf} : facteur de bruit de cet étage,

T_i : température de bruit amenée par l'extérieur sur la borne image du mélangeur,

T_A : température d'antenne amenée sur la borne signal.

Le bruit du récepteur peut s'écrire :

$$T_R = T_e(L-1-x) + xT_i + LT_{mf} = T_M + LT_{mf}.$$

contribution propre du mélangeur
contribution de la moyenne fréquence

T_R est la température de bruit effective ramenée à l'entrée du récepteur, température qui s'ajoute à celle d'antenne T_A pour caractériser le bruit du système [5]. Il est à noter que T_e est simplement la valeur moyenne au cours d'un cycle d'oscillateur local du paramètre intrinsèque T_e défini en petit signal à propos de la détection quadratique. On avait alors introduit

$t = \frac{T_e}{T_0}$. L'oscillateur local balaie sur la caractéristique non linéaire des régions où t varie. La valeur moyenne peut se noter :

$$\bar{t} = \frac{T_e}{T_0},$$

où T_e est, cette fois-ci, la température équivalente du mélangeur.

Cependant, les utilisateurs préfèrent en général caractériser le bruit du mélangeur par un coefficient de température de bruit t_m défini par rapport à la résistance équivalente R_{mf} présentée par le mélangeur aux bornes moyenne fréquence. La définition de ce coefficient est le rapport de la puissance de bruit disponible, à la sortie du mélangeur, à la puissance de bruit disponible, aux bornes de la résistance R_{mf} portée à la température ambiante prise comme référence, T_0 . Le schéma équivalent du mélangeur, considéré comme multipôle, présentant des termes de transfert entre bornes signal, image et moyenne fréquence, ce « facteur de température de bruit »



FIG. 4. — Le mélangeur considéré comme « boîte noire ».

dépend malheureusement des températures d'antenne amenées sur les bornes d'entrée, et des conditions de circuit, L et x :

$$t_m = \frac{P_{(\text{disp. bruit sortie})}}{kT_0\Delta f} \\ = \frac{T_A + xT_i + (L-1-x)T_e}{LT_0} = \frac{T_A + T_M}{LT_0}$$

On précise souvent, pour la définition de t_m , $T_A = T_i = T_0$.

On trouve alors :

$$t_m = \frac{1+x+(L-1-x)\frac{T_e}{T_0}}{L} = \bar{t} \left(1 - \frac{1+x}{L} \right) + \frac{1+x}{L}$$

Cette expression, qui rejoint le point de vue de MESSENGER [6] montre que la signification physique de t_m est limitée par les conditions de circuit L et x . Le succès de ce paramètre s'explique cependant si on remonte au bruit du récepteur :

$$T_R = T_M + LT_{mf} = (Lt_m - 1)T_0 + L(F_{mf} - 1)T_0$$

D'où l'expression du facteur de bruit du récepteur :

$$F_R = 1 + \frac{T_R}{T_0} = L(t_m + F_{mf} - 1)$$

C'est la formule de FRIIS, qui a répandu l'emploi du paramètre t_m . Finalement, on peut retenir, pour caractériser le bruit d'un élément à résistance non linéaire fonctionnant en mélangeur, le facteur de température de bruit t_m mesuré dans des conditions de circuit particulières et le paramètre plus général, indépendant des circuits, T_e , température équivalente de bruit.

2.3. MESURES DES PARAMÈTRES D'UN MÉLANGEUR

Les considérations précédentes trouvent une application pratique en permettant des mesures précises, fondées sur la comparaison de niveaux de bruit,

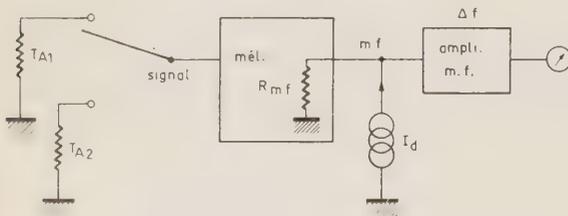


FIG. 5. — Mesure des pertes L .

des divers paramètres du mélangeur. Les pertes de conversion, L , seront obtenues par exemple en comparant les niveaux de bruit à la sortie du mélangeur

pour deux températures connues de bruit à l'entrée, T_{A1} et T_{A2} , suivant la figure 5.

$$P_1 = \frac{kT_{A1}(1+x)\Delta f}{L} + \frac{kT_e(L-1-x)\Delta f}{L}, \\ P_2 = \frac{kT_{A2}(1+x)\Delta f}{L} + \frac{kT_e(L-1-x)\Delta f}{L} + q \frac{R_{mf}I_d\Delta f}{2}$$

si $T_{A2} < T_{A1}$,

$$P_1 = P_2 \Rightarrow L = \frac{2k}{q} \frac{T_{A1} - T_{A2}}{R_{mf}I_d} (1+x)$$

La mesure de t_m est identique à celle de t en détecteur :

$$R \text{ est remplacé par } R_{mf} \text{ et } t_m = 1 \pm \frac{q}{kT_0} R_{mf}I_d$$

Il faut simplement réaliser $T_A = T_0$ à cause de la définition de t_m .

T_e peut se déduire, soit de la mesure de t_m , soit d'une mesure analogue du coefficient t_A faite avec une température d'antenne T_A :

$$T_e = t_A \frac{L}{L-1-x} T_0 - \frac{1+x}{L-1-x} T_A$$

En abaissant T_A , ce qui est facile avec une charge adaptée refroidie, on obtient une grande précision de mesure de T_e .

Ces différentes mesures permettent de calculer la température globale du système qu'il est bon de vérifier par une mesure directe du facteur de bruit, effectuée par la méthode classique et précise du tube de bruit. Le recoupement est toujours excellent avec les méthodes de mesure décrites ici.

3. Les diodes à pointe

3.1. CARACTÉRISTIQUE $I(V)$

Les diodes à pointe sont fabriquées en appliquant une pointe métallique sur un élément semiconducteur. La caractéristique non linéaire du contact métal-semiconducteur obtenu s'apparente à celle du modèle de SCHOTTKY [7], avec des modifications dues surtout aux effets de surface. Les propriétés des couches de surface du semiconducteur sur lequel on applique la pointe sont difficiles à contrôler et peuvent déterminer en partie les caractéristiques obtenues. Celles-ci sont cependant toujours assez voisines de la forme exponentielle théorique :

$$I = I_s(e^{2V} - 1),$$

V : tension aux bornes de la jonction : $V_a - I \cdot r$,
 V_a : tension appliquée extérieurement,
 r : résistance série,

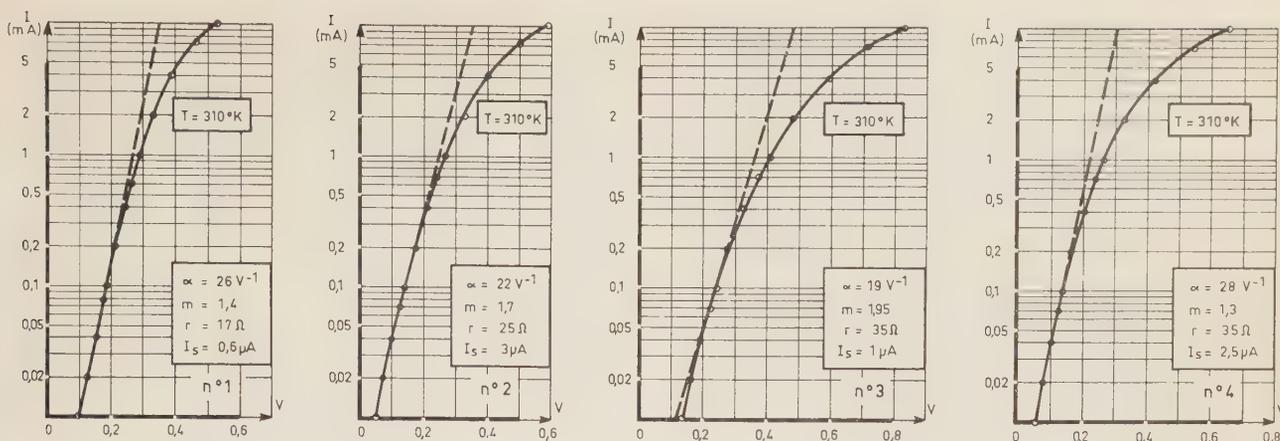


FIG. 6. — Caractéristiques $I(V)$ des diodes à pointe.

$\alpha = \frac{q}{mkT}$ où m est un coefficient > 1 , dû aux effets de surface.

Le relevé de la caractéristique $I(V)$ d'une diode permet d'évaluer les paramètres I_s , α , m et r . Les ordres de grandeur pour les diodes centimétriques sont (fig. 6) :

$$\begin{aligned}
 m &= 1,5, & \alpha &= 25 \text{ V}^{-1}, \\
 I_s &= 1 \mu\text{A}, & r &= 20 \Omega.
 \end{aligned}$$

3.2. LE BRUIT DE FOND

Les sources de bruit de la diode à pointe sont au nombre de trois :

- bruit de grenaille de la région active,
- bruit $1/f$ violent à cause des effets de surface,
- bruit thermique de la résistance série.

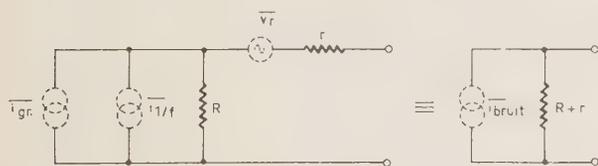


FIG. 7. — Schéma équivalent de bruit des diodes à pointe.

Elles peuvent se représenter par le schéma (fig. 7) d'où on tire :

$$\overline{i_{\text{bruit}}^2} = \overline{i_{\text{gr}}^2} \left(\frac{R}{R+r} \right)^2 + \overline{i_{1/f}^2} \left(\frac{R}{R+r} \right)^2 + \overline{v_r^2} \frac{1}{(R+r)^2}.$$

En introduisant les valeurs des différentes sources physiques de bruit :

$$\begin{aligned}
 \overline{i_{\text{gr}}^2} &= 2qI_{\text{tot}}\Delta f, \\
 \overline{i_{1/f}^2} &= C I_{\text{tot}}^2 \Delta f, \\
 \overline{v_r^2} &= 4kTr\Delta f,
 \end{aligned}$$

le calcul du facteur de température de bruit t est immédiat :

$$\begin{aligned}
 t &= \frac{P_{(\text{disp. bruit})}}{kT_0\Delta f} = \frac{\overline{i_{\text{bruit}}^2} (R+r)}{4kT_0\Delta f} \\
 &= \underbrace{\frac{qI_{\text{tot}}}{2kT_0} \frac{R^2}{R+r}}_{t_1 \text{ dû au bruit de grenaille}} + \underbrace{\frac{CI_{\text{tot}}}{4kT_0} \frac{R^2}{R+r}}_{t_2 \text{ dû au bruit } 1/f} + \underbrace{\frac{T}{T_0} \frac{r}{R+r}}_{t_3 \text{ dû au bruit thermique}}
 \end{aligned}$$

Dans la diode à pointe, le courant I_{tot} est formé des composantes $I + I_s$ et I_s circulant en sens inverse, dont la différence est le courant I mesuré aux bornes de la diode [7].

$I_{\text{tot}} = I + 2I_s$. La faible valeur de I_s permet d'écrire, pour les courants I considérés en pratique ($I > 20 \mu\text{A}$) :

$$I_{\text{tot}} \cong I \quad \text{et} \quad R = \frac{1}{I'(V)} \cong \frac{1}{\alpha I}.$$

Ce qui donne :

$$t = \left(\frac{m}{2} \frac{R}{R+r} + C' \frac{m^2}{4} \frac{T}{R+r} + \frac{r}{R+r} \right) \frac{T}{T_0}$$

Si T est la température physique de la diode :

$$C' = \frac{k}{q^2} C.$$

Plusieurs remarques peuvent être faites sur cette expression :

— Les trois termes du facteur de température de bruit sont sensibles à la température.

— A température ambiante, $T = T_0$, et pour de forts niveaux de courant ($R \rightarrow 0$), la contribution du bruit de grenaille, t_1 , décroît rapidement par rapport à celles du bruit $1/f$ et du bruit thermique. Le terme

$1/f$, t_2 , n'est limité que par C ; la contribution du bruit thermique, t_3 , tendant évidemment vers l'unité.

— Même en l'absence de bruit thermique notable (cas théorique où on aurait $r = 0$), le bruit de grenaille est limité aux forts courants à $t_1 = m/2$, alors que le terme t_2 dû au bruit $1/f$ augmente indéfiniment avec le courant.

3.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

3.3.1. Mesures de t à 40 MHz

La fréquence de 40 MHz a été choisie comme représentative des moyennes fréquences couramment utilisées et pour avoir des ordres de grandeur comparables des trois facteurs t_1 , t_2 et t_3 dans la gamme des courants de polarisation usuels. Cette fréquence de 40 MHz permet de réaliser un préamplificateur à facteur de bruit peu élevé pour une grande gamme de résistances d'entrée grâce à un circuit d'adaptation en π classique (fig. 8) ; cela permet une bonne précision de mesure de t et $R+r$.

Les résultats de mesure pour les quatre diodes de la figure 6 sont présentés sur les figures 9 et 10, ainsi que le facteur théorique, $t_{calc.}$, calculé en tenant compte du bruit de grenaille et du bruit thermique à partir des coefficients r et m tirés de la figure 6 :

$$t_{calc.} = t_1 + t_3 = \frac{m}{2} \cdot \frac{R}{R+r} + \frac{r}{R+r}$$

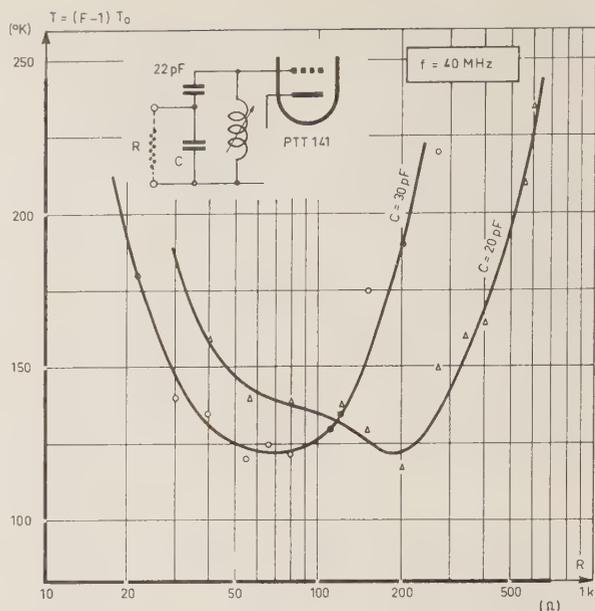


FIG. 8. — Température de bruit de l'amplificateur à 40 MHz.

La différence entre $t_{mes.}$ et $t_{calc.}$, évidente sur les figures 9 et 10 à fort niveau de courant I , représente la contribution du bruit $1/f$ et est notée t_2 . On a, d'après la théorie :

$$t_2 = C' \frac{m^2}{4} \frac{T_0}{R+r} = \frac{CI^2}{4kT_0} \frac{R^2}{R+r} = \frac{\overline{i_{1/f}^2}}{4kT_0 \Delta f} \frac{R^2}{R+r}$$

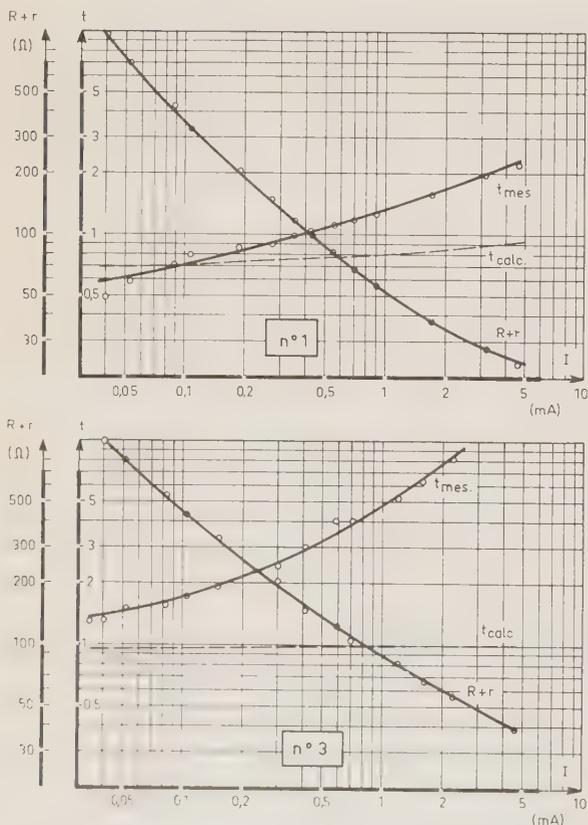


FIG. 9. — Mesures de $R+r$ et t de diodes à pointe.

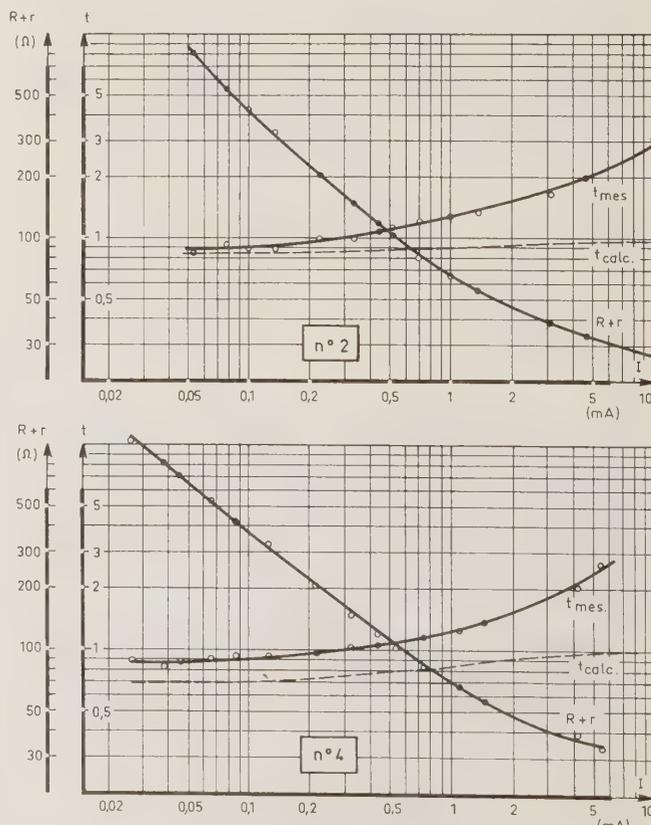


FIG. 10. — Mesures de $R+r$ et t de diodes à pointe.

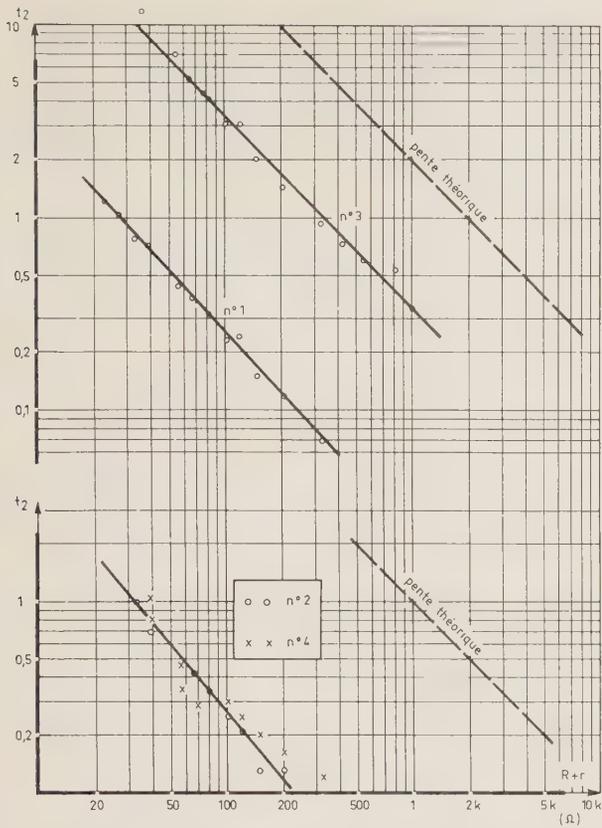


FIG. 11. — Le bruit 1/f et le niveau d'impédance.

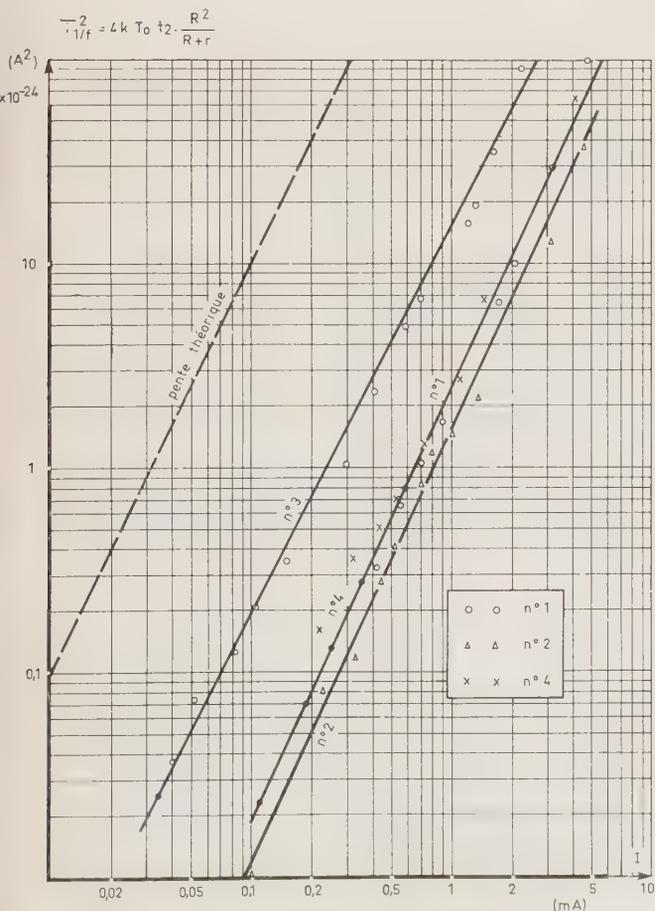


FIG. 12. — Le bruit 1/f et le courant de polarisation.

La mesure de t_2 permet de vérifier la validité de ces expressions. La figure 11 met en évidence la variation de t_2 en $\frac{1}{R+r}$ et la figure 12 est la vérification expérimentale de la dépendance en I^2 du courant de bruit $\overline{i_{1/f}^2}$, calculé d'après les valeurs de t_2 en fonction de I .

La vérification expérimentale de ces lois du bruit 1/f est bonne ; on constate, de plus, que les constantes C ou C' sont du même ordre de grandeur pour trois diodes sur quatre, seule la diode N° 3 présentant un bruit 1/f nettement supérieur aux autres.

3.3.2. Mesures en mélangeur

Les mélangeurs réalisés en hyperfréquences utilisent presque tous des diodes à pointe. Les caractéristiques obtenues sont bien classiques et ressemblent, le plus souvent, à celle de la figure 13, mesurée en bande L dans un montage large bande ($x = 1$) avec les méthodes décrites précédemment. Le facteur de bruit du

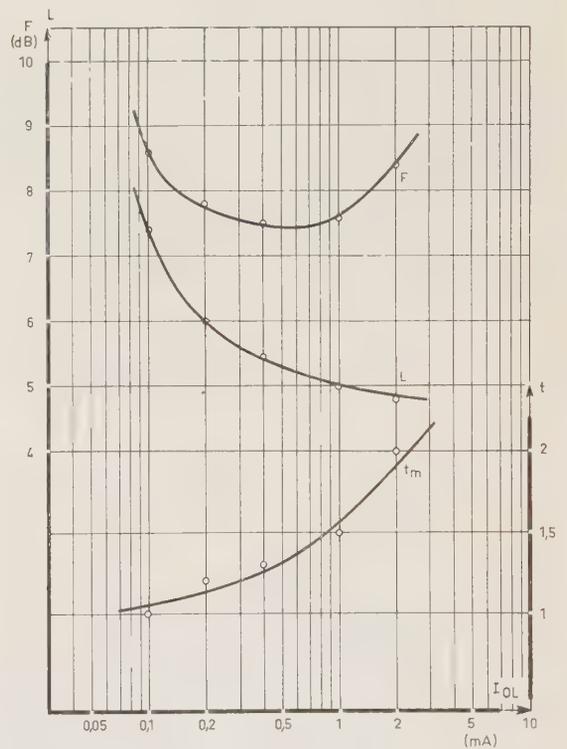


FIG. 13. — Performances d'un mélangeur à diode à pointe.

récepteur, y compris la contribution de l'amplificateur moyenne fréquence (fig. 8), présente un optimum très large pour des courants redressés d'oscillateur local compris entre 0,2 et 1,2 mA, alors que les pertes de conversion diminuent sans cesse dans cette région. (Elles remontent ensuite à cause de la résistance série et de la tension de claquage inverse de la diode). La remontée du facteur t_m qui amène l'optimum de F est liée au bruit 1/f et correspond à l'allure des mesures de t effectuées en petit signal.

3.4. CONCLUSION

Les diodes à pointes présentent trois sources de bruit dont l'évaluation est possible avec précision à partir de théories simples. De ces trois sources, c'est le bruit $1/f$ qui limite le plus sévèrement les performances des diodes actuelles aussi bien en détecteur où les fréquences détectées sont souvent faibles (voir le bruit $1/f$ à très basse fréquence figure 25) qu'en mélangeur à fort niveau d'oscillateur local (fig. 13). Cependant, même si une meilleure technologie éliminait cette source de bruit, l'amélioration serait d'un ordre de grandeur limité à cause du bruit de grenaille et du bruit de la résistance série qui imposent de toute façon des valeurs t comprises entre 0,5 et 1. On peut dire que le bruit de grenaille est la limitation ultime des diodes à pointe. Le grand avantage des diodes à pointe reste leur excellente fréquence de coupure due à une structure mécanique convenable aux hyperfréquences.

4. La diode PNP à effet de perçage [8]

4.1. CARACTÉRISTIQUE $I(V)$

Ces diodes utilisent le phénomène de perçage dans une structure PNP allié type transistor, découvert en 1953 par SHOCKLEY [9] : si on applique une tension continue entre les deux régions extrêmes de dopage $P_0 > N_0$ dopage de la base N , la barrière de potentiel correspondant à la jonction $P-N$ polarisée en inverse voit son épaisseur augmenter (fig. 14), principalement dans la région N qui est la moins dopée. Si la tension appliquée est suffisante, et si l'épaisseur W de la région

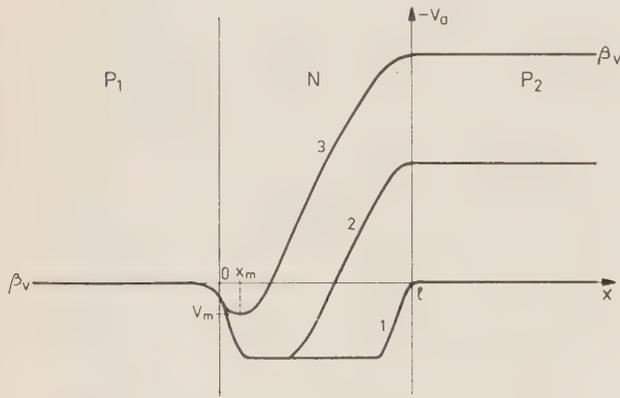


FIG. 14. — Barrière de potentiel d'une structure PNP.

N n'est pas trop grande, cette barrière peut s'étendre sur toute l'épaisseur de cette région et, rejoindre la première. Tant que les deux barrières ne se chevauchent pas (courbe 2), le seul courant qui puisse exister entre les deux régions P est le courant inverse de la jonction $P_1 - N$ qui est négligeable si on opère à basse température (77 °K et en-dessous) (*). Lorsque les deux barrières se chevauchent (courbe 3), les

(*) N.B. A la température ambiante, le courant inverse de la jonction $P_1 - N$ provoque un effet transistor qui détruit en partie la non-linéarité de la caractéristique.

trous de la région P_2 ont seulement à franchir la bosse de potentiel V_m pour être ensuite accélérés et recueillis par la région P_1 , d'où l'apparition d'un courant important : la diode est en régime de perçage.

Soit V_a la tension appliquée et V_m la hauteur de la bosse de potentiel. Le calcul du courant se fait en trois étapes :

— En premier, on détermine la forme exacte de la barrière de potentiel à partir de l'équation de Poisson, qui s'écrit, en posant $Z = qV/kT$:

$$\frac{d^2Z}{dx^2} = -\frac{q^2P_0}{\epsilon_0\epsilon_r kT} [e^{-Z} + \gamma]$$

avec $\gamma = -1$ pour $x \leq 0$,

$$\gamma = \frac{N_0}{P_0} \text{ pour } 0 \leq x \leq x_m.$$

l'origine des abscisses étant prise sur la jonction $P_2 - N$.

La résolution de cette équation donne l'abscisse x_m du sommet de la bosse en fonction de sa hauteur Z_m :

$$x_m = \varphi(Z_m),$$

avec :

$$\begin{cases} \varphi(Z) = \left(\frac{\epsilon_0\epsilon_r kT}{q^2 P_0}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{Z_0}^{Z_m} \frac{dZ}{[e^{-Z} - e^{-Z_m} - \gamma(Z - Z_m)]^{\frac{1}{2}}} \\ Z_0 = \frac{\gamma Z_m + 1 + e^{-Z_m}}{1 + \gamma} \end{cases}$$

Pour $x_m \leq x \leq W$, la courbe est prolongée par la parabole :

$$x = \left(\frac{2\epsilon_0\epsilon_r kT}{q^2 N_0}\right)^{\frac{1}{2}} Z^{\frac{1}{2}},$$

ce qui est justifié dans cette région où les porteurs de charges libres sont négligeables.

— La deuxième étape consiste à calculer la densité de courant en fonction de la hauteur de la bosse de potentiel : $j = f(Z_m)$.

L'effet tunnel à travers cette barrière est négligeable du fait de son épaisseur (quelques dixièmes de micron) et la densité de courant $j(Z_m)$ est donnée par :

$$j = q \int_{Z_m}^{\infty} P(Z)v(Z) dZ,$$

expression dans laquelle $P(Z)$ représente la densité de porteurs d'énergie Z suivant Ox et de vitesse $v = \left(\frac{2kT}{qm}\right)^{\frac{1}{2}}$ dirigée suivant les x croissants.

Le calcul de cette expression montre que le courant varie exponentiellement avec la hauteur de bosse, soit :

$$j = j_0 e^{-CZ_m} \tag{a}$$

— Il faut enfin relier le courant traversant la diode PNP à la tension V_a appliquée entre les deux régions P. A partir de la courbe $x_m = \varphi(Z_m)$, on calcule graphiquement, pour plusieurs épaisseurs W de la région N, la variation de V_a en fonction de Z_m , ce qui, avec l'équation (a), donne : $j = f(V_a)$ (fig. 15).

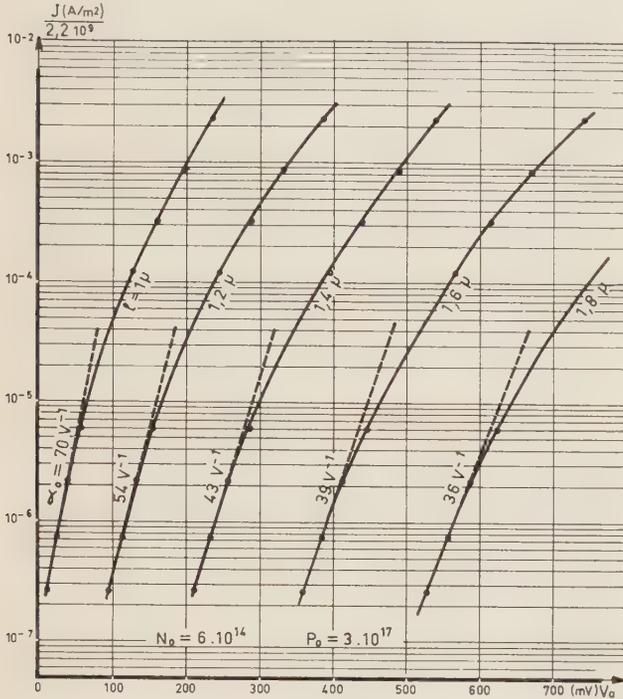


FIG. 15. — Caractéristiques $I(V)$ théoriques des diodes PNP.

On voit sur cette figure que si j varie exponentiellement avec V_a pour les faibles densités de courant, il apparaît, par contre, un effet de saturation aux densités de courant moyennes, dû à une variation $\frac{dx_m}{dZ_m}$ rapide pour Z_m compris entre 5 et 10, ce qui entraîne une diminution de $\frac{dZ_m}{dV_a}$. Les résultats expérimentaux (fig. 16) vérifient bien ce phénomène.

4.2. BRUIT DE FOND

La diode PNP ne comporte qu'une seule source de bruit, le bruit de grenaille. Résistance série et bruit $1/f$ sont négligeables : la résistance série provient de trois régions, les deux zones P dégénérées du fait de leur dopage, la zone d'accès au sommet de la bosse de potentiel et la deuxième partie de la région N en charge d'espace dans laquelle les porteurs sont soumis à un champ accélérateur et dont l'épaisseur est inférieure au l.p.m. Aucune de ces trois régions ne peut être la cause d'une résistance série importante et les calculs donnent pour r_s des valeurs de 10^{-2} à $10^{-3} \Omega$.

La section des diodes PNP est très grande par rapport à celle des diodes à pointe, d'où un rapport surface/volume cent fois plus petit ; de plus, la diode est utilisée à basse température, à relativement faible niveau de courant grâce aux coefficients α plus élevés et pour éviter le phénomène de saturation. Tout cela permet de prévoir une absence de bruit $1/f$, ce qui est confirmé expérimentalement.

Le bruit de grenaille, seule source dans cette structure conduit, de plus, à un résultat extrêmement simple car ici : $I_{tot} = I = I_0 e^{\alpha V}$.

On a alors, en petit signal (détection), une puissance de bruit disponible :

$$kT_e \Delta f = \frac{\bar{e}^2}{4R} = \frac{R \bar{i}^2}{4} = \frac{\bar{i}^2}{4I'(V)} = \frac{2qI\Delta f}{4I} = \frac{q\Delta f}{2\alpha}$$

et

$$T_e = \frac{q}{2k\alpha} \tag{b}$$

Ce résultat est remarquable : la température équivalente ne dépend pas du courant I traversant la diode, mais seulement du coefficient α de l'exponentielle. Si donc on excursionne une portion de la caractéristique $I(V)$, comme en chaque point, T_e est égal à $q/2k\alpha$, on obtient une température équivalente en mélangeur qui est encore donnée par (b).

Cependant la diode PNP peut être comparée à une diode à vide en régime de charge d'espace : la région P_2 joue le rôle de cathode émettrice, la région N en charge d'espace dans laquelle les porteurs ne font pratiquement aucun choc (libre parcours moyen supérieur à l'épaisseur de cette région) est analogue à l'espace cathode-anode, enfin l'électrode collectrice est fournie par la région P_1 .

En utilisant les résultats obtenus dans le cas de la diode à vide [10], on pourrait penser avoir un courant

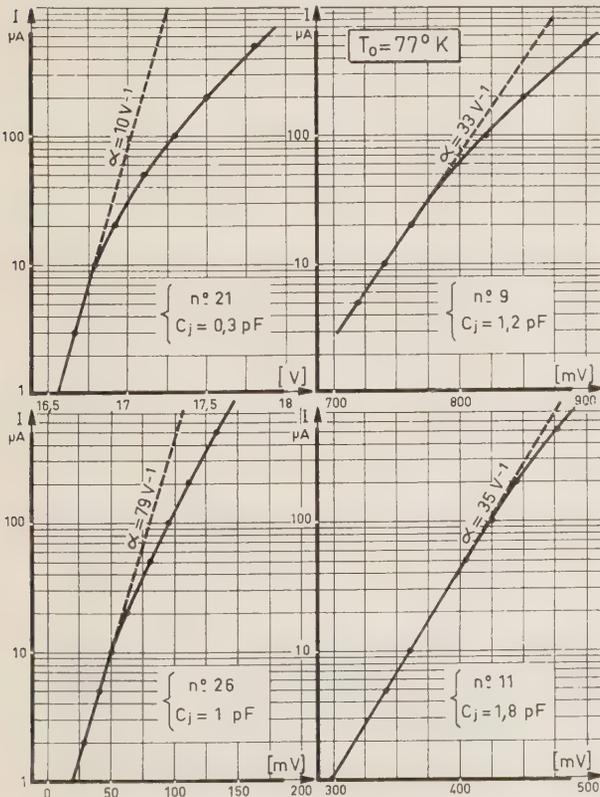


FIG. 16. — Caractéristiques $I(V)$ mesurées des diodes PNP.

de bruit de la forme $\bar{i}^2 = 2qI\Gamma^2$, formule dans laquelle Γ^2 représente un facteur de réduction du bruit de grenaille dû à la régulation de l'émission par la charge d'espace. En fait il n'y a pas de régulation, du moins pour les faibles densités de courant, car la charge d'espace est fixe et constante ; son rôle est uniquement de déterminer la forme du potentiel dans la région *N*. Il n'y a une régulation que dans le cas des densités de courant telles qu'il se crée une charge d'espace, due aux porteurs eux-mêmes, suffisamment importante pour influencer la hauteur de la barrière de potentiel.

Calcul de *t*

La diode *PNP* étant polarisée en un point fixe, on assimile la caractéristique $\text{Log } I(V)$ autour de ce point à une exponentielle et on calcule la pente α qui lui correspond. Avec l'expression de T_e obtenue précédemment on calcule le coefficient *t* :

$$t_{\text{calc.}} = \frac{T_e}{T_0} = \frac{q}{2kT_0\alpha} = \frac{\alpha_0}{2\alpha}$$

4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La température équivalente en détecteur ou mélangeur se déduit simplement du facteur *t*, mesuré en petits signaux, par la relation $T_e = t T_0$.

Cela permet de mesurer facilement T_e et de comparer les valeurs obtenues aux valeurs calculées à partir de la pente de la caractéristique $\text{Log } I(V)$.

Les mesures de *t* ont été effectuées avec un amplificateur à faible bruit centré sur 10 MHz (fig. 17).

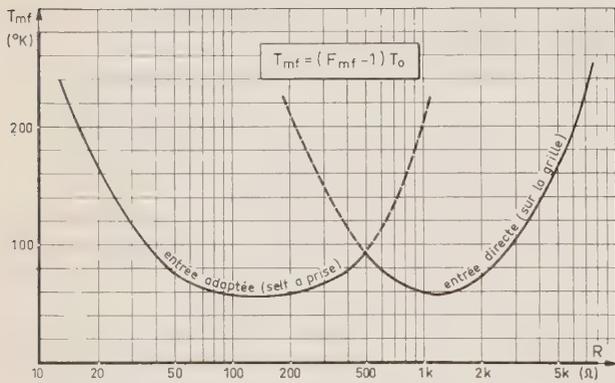


FIG. 17. — Température de bruit de l'amplificateur à 10 MHz.

Sur les figures 18 et 19 sont portées les courbes donnant T_e calculé et mesuré ainsi que *R* en fonction de *I*, pour deux diodes refroidies à 77 °K et 14 °K ; sur la diode N° 9 apparaît nettement l'effet de régulation du bruit lorsque le courant croît suffisamment.

Sur la figure 20 est tracée la loi théorique reliant T_e dû au bruit de grenaille au coefficient α de l'exponentielle $I(V)$; les points mesurés pour des α très différents sur une dizaine de diodes *PNP* montrent bien que le bruit de grenaille est la seule source de bruit importante dans la diode à effet de perçage.

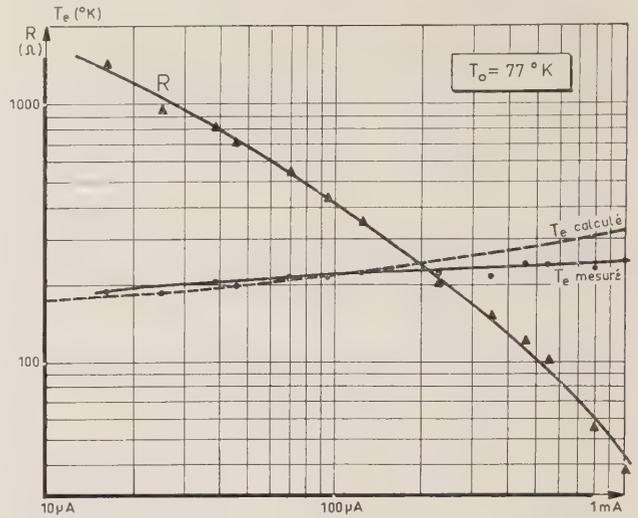


FIG. 18. — Mesures de *R* et T_e de la diode *PNP* n° 9.

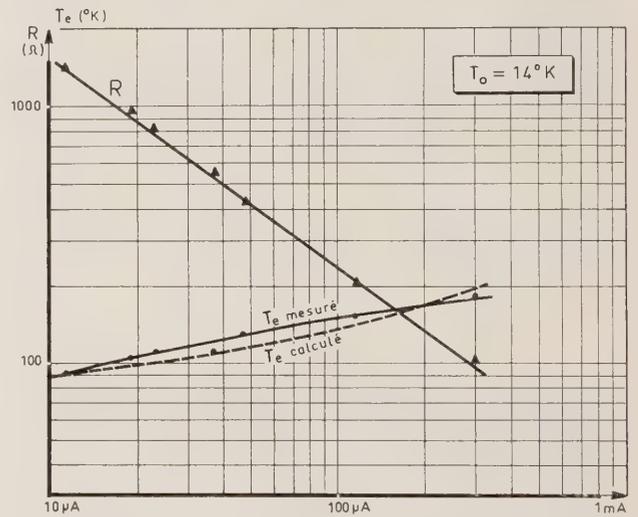


FIG. 19. — Mesures de *R* et T_e de la diode *PNP* n° 11.

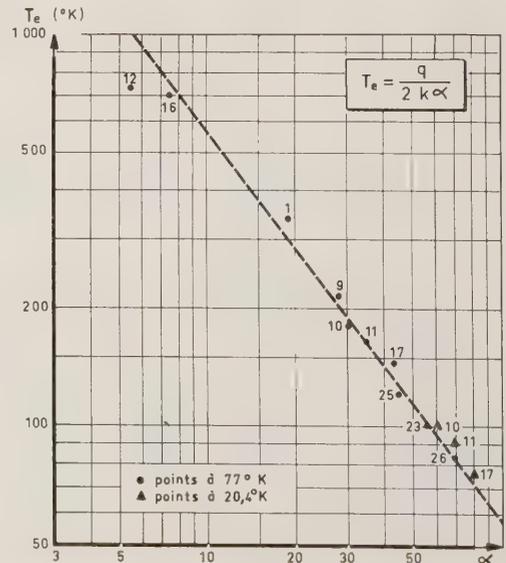


FIG. 20. — Courbure et température de bruit des diodes *PNP*.

D'autres mesures ont été effectuées en mélangeur à 1 000 MHz, avec sortie de la moyenne fréquence à 40 MHz ; elles sont résumées sur la figure 21 où sont portées les valeurs de L , T_e , F_R en fonction de α .

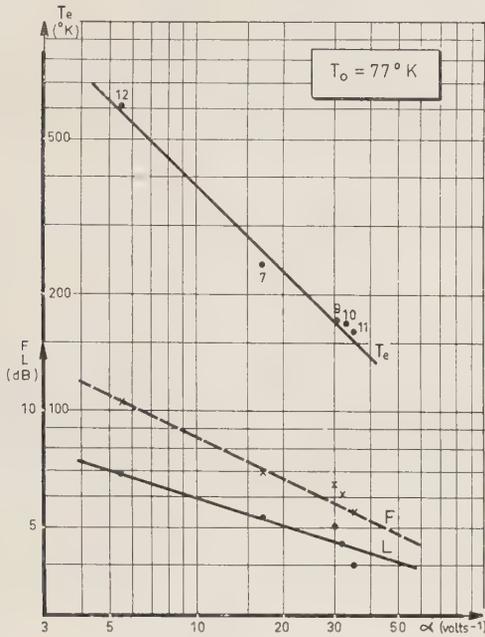


FIG. 21. — Performances en mélangeur des diodes PNP.

4.4. CONCLUSION

Les performances de la diode PNP sont limitées uniquement par le bruit de grenaille et ne dépendent, de ce fait, que de la pente de sa caractéristique exponentielle. La possibilité d'augmenter cette pente en refroidissant la diode et en choisissant des tensions de perçage faibles, sans augmenter en même temps la résistance série, permet d'obtenir en ondes décimétriques des mélangeurs à faibles pertes et à température équivalente de bruit inférieure à 150 °K ; ces performances sont cependant peu intéressantes par rapport à celles des amplificateurs paramétriques. Par contre, ces mêmes performances, maintenues grâce à l'excellent schéma équivalent des diodes PNP, les rendent très compétitives en ondes millimétriques par rapport aux diodes à pointe, d'autant plus qu'elles présentent une relative solidité technologique et l'absence de bruit $1/f$.

5. Les diodes tunnel et inverses

5.1. CARACTÉRISTIQUE $I(V)$

L'effet tunnel, qui a été mis en évidence par ESAKI dans les jonctions $p-n$ très dopées et très abruptes, produit une caractéristique $I(V)$ violemment non linéaire, accompagnée d'une zone à résistances négatives pour des tensions positives comprises entre 50 et 350 mV dans le cas des diodes germanium qui seront étudiées ici (fig. 22). La densité de courant de l'effet tunnel varie dans de très grandes proportions avec

les concentrations des régions n et p . Il existe ainsi, avec des sections utilisables en hyperfréquences, des diodes à niveau d'impédance négative très variable. Celles où l'effet de résistance négative est très faible sont appelées « diodes inverses ».

Les hypothèses d'ESAKI [11] permettent de calculer la caractéristique des diodes tunnel avec une bonne approximation :

$$I = K \int_{E_c}^{E_v} \rho(E) \{f_c(E) - f_v(E)\} dE,$$

où $\rho(E)$ = densité d'états,

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_{fn}}{kT}},$$

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_{fp}}{kT}}.$$

E_{fn} et E_{fp} sont les niveaux de Fermi dans les régions n et p , liés par la tension de polarisation :

$$qV = E_{fn} - E_{fp}.$$

E_c et E_v sont les limites des bandes de conduction et de valence.

Il est intéressant de noter que ce courant I est la différence de deux courants I_1 et I_2 physiquement opposés :

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= K \int_{E_c}^{E_v} \rho(E) f_v(E) [1 - f_c(E)] dE \\ I_2 &= K \int_{E_c}^{E_v} \rho(E) f_c(E) [1 - f_v(E)] dE \end{aligned} \right\} I = I_2 - I_1,$$

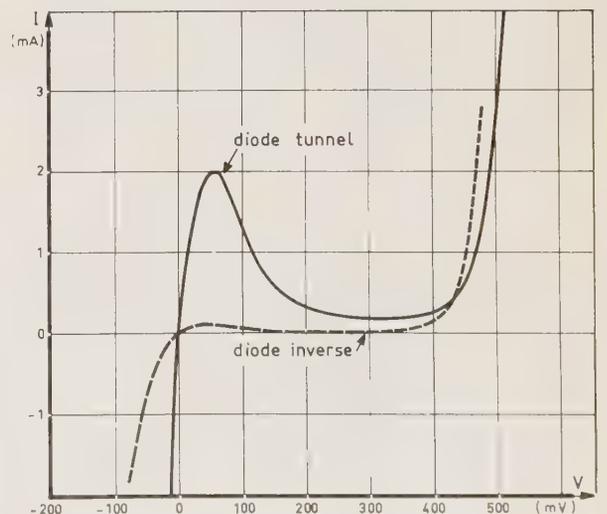


FIG. 22. — Caractéristiques $I(V)$ des diodes tunnel et inverses Ge.

dont on peut écrire la somme, après quelques manipulations algébriques, sous la forme :

$$I_1 + I_2 = (I_2 - I_1) \frac{\exp \frac{qV}{kT} + 1}{\exp \frac{qV}{kT} - 1}$$

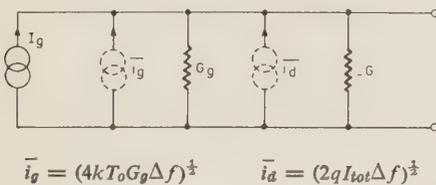
Soit :

$$I_{tot} = I \coth \frac{qV}{kT}$$

On peut ainsi calculer avec précision, à partir du courant $I(V)$ de la caractéristique continue, le courant $I_{tot}(V)$ qui excite le bruit de grenaille.

5.2. BRUIT DE FOND

Le bruit de grenaille est la seule source importante de bruit des diodes tunnel et inverses pour la plupart de leurs applications. En effet la résistance série de ces diodes est très faible à cause des dopages très élevés nécessaires pour l'effet tunnel, ce qui rend négligeable la contribution du bruit thermique. De même, ces concentrations élevées d'impuretés et la technologie d'alliage employée pour faire les diodes diminuent l'importance des états de surface au point de rendre le bruit $1/f$ tout à fait négligeable jusqu'à de très basses fréquences [12]. A lui seul, le bruit de grenaille constitue cependant une limitation sévère aux performances des diodes tunnel en hyperfréquences, comme on peut s'en rendre compte en analysant le facteur de bruit d'un amplificateur à diode tunnel, dont le schéma équivalent à la résonance est représenté sur la figure 23.



$$\bar{i}_g = (4kT_0 G_g \Delta f)^{\frac{1}{2}} \quad \bar{i}_d = (2q I_{tot} \Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

FIG. 23. — Schéma équivalent de l'amplificateur à diode tunnel.

Le gain en puissance disponible est :

$$G_{disp.} = \frac{\frac{V^2}{4} (G_g - G)}{\frac{I_g^2}{4} G_g} = \frac{G_g}{G_g - G}$$

La puissance de bruit disponible à la sortie est :

$$N_{disp.} = \frac{4kT_0 \Delta f G_g + 2q I_{tot} \Delta f}{4(G_g - G)}$$

Et le facteur de bruit de l'amplificateur :

$$F = \frac{N_{disp.}}{kT_0 \Delta f G_{disp.}} = 1 + \frac{q}{2kT_0} \frac{I_{tot}}{G_g}$$

Les tensions de la région de résistance négative sont suffisamment grandes devant $\frac{kT_0}{q} = 25 \text{ mV}$ pour qu'on puisse écrire dans cette zone :

$$I_{tot} = I \coth \frac{qV}{kT_0} \cong I$$

Pour un gain en puissance disponible, élevé de façon à masquer le bruit des étages suivants, on a de plus : $G_g \cong |G|$, et finalement :

$$F = 1 + \frac{q}{2kT_0} \frac{I}{|G|}$$

La valeur de $\frac{q}{2kT_0} \frac{I}{|G|}$ qu'on appelle souvent « constante de bruit » de la diode tunnel dépend du matériau : 2,4 pour AsGa ; 1,3 pour Ge ; 0,8 GaSb. Les valeurs de F sont, respectivement, 5,4 ; 3,8 et 2,6 dB.

De même, le bruit de grenaille limite les performances en détecteur et mélangeur, on peut le caractériser par :

$$t = \frac{qI \coth \frac{qV}{kT} \cdot R}{2kT_0}$$

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'expression précédente permet de calculer $t_{calc.}$ en fonction de V après avoir relevé expérimentalement $I(V)$ et $R(V)$. Les valeurs calculées en fonction de V et I pour deux diodes typiques sont présentées sur les figures 24 et 25, ainsi que les points expérimentaux mesurés avec l'amplificateur à 40 MHz

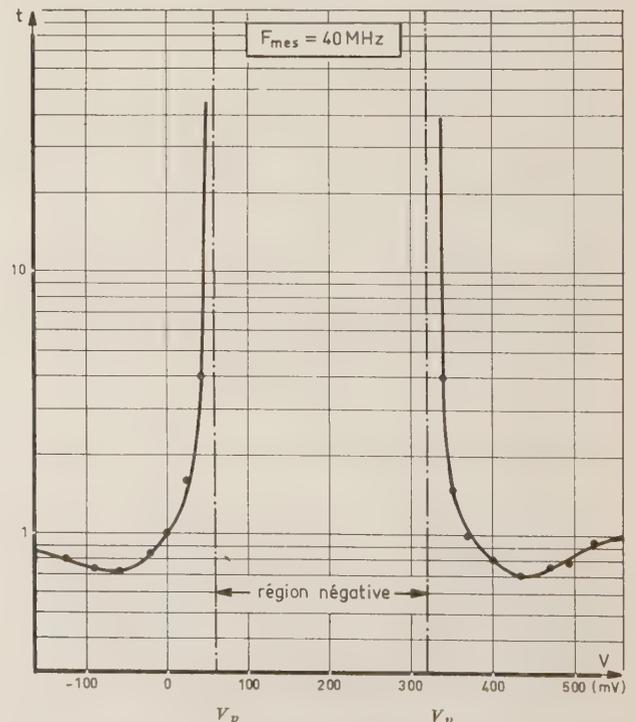


FIG. 24. — Mesures de t d'une diode tunnel.

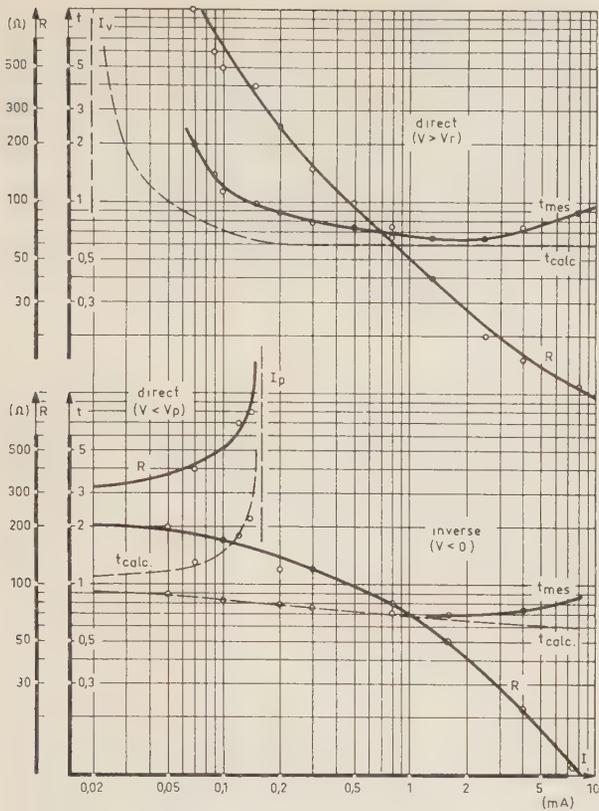


FIG. 25. — Mesures de R et t des diodes inverses.

(fig. 8). L'excellente concordance entre les points de mesure et la courbe calculée est une conséquence de l'absence totale de bruit 1/f. Cette absence a été vérifiée plus directement en mesurant le facteur t d'une diode inverse typique dans la gamme de fréquences 40 Hz - 15 kHz. La comparaison avec les facteurs de température de quelques diodes à pointe est saisissante (fig. 26).

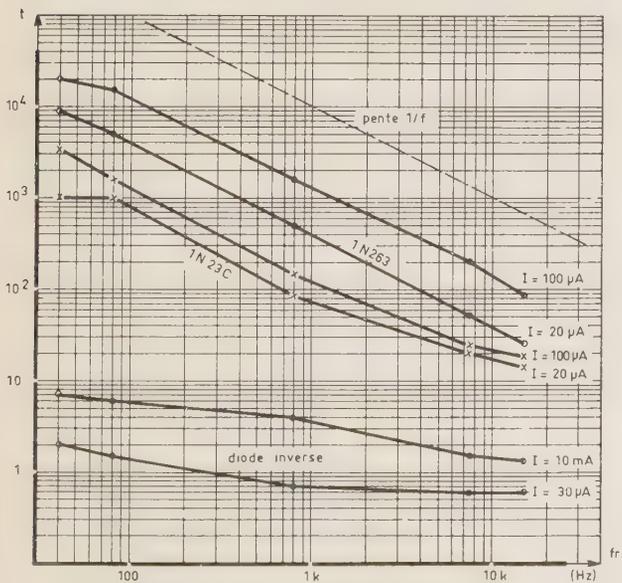


FIG. 26. — Le bruit 1/f des diodes à pointe et des diodes inverses.

Enfin, les mesures dans des conditions large bande avec moyenne fréquence à 10 MHz (fig. 17) d'un mélangeur à diode inverse sont présentées sur la figure 27. On peut remarquer que l'absence de bruit 1/f entraîne ici des coefficients t_m qui varient peu avec le niveau d'oscillateur local appliqué. Contrairement au cas des diodes à pointe, le minimum du facteur de bruit coïncide avec celui des pertes de conversion. Les performances de ce type de mélangeur passif réalisé avec les diodes inverses sont limitées au point

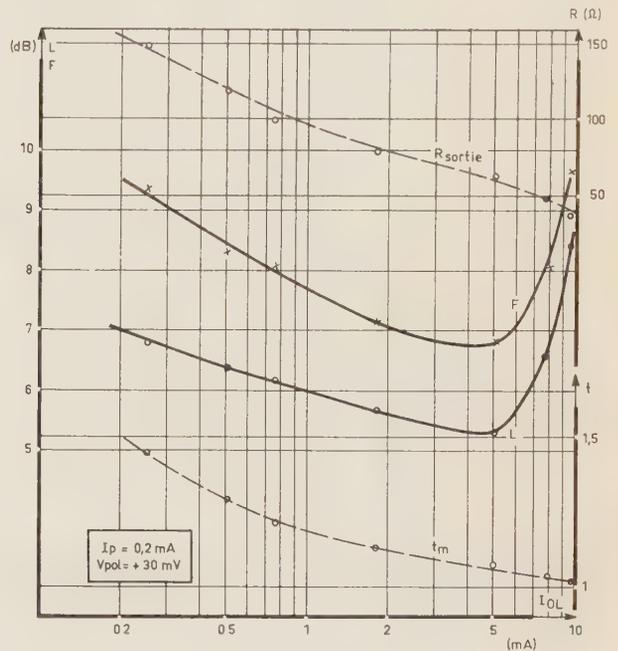


FIG. 27. — Performances d'un mélangeur à diode inverse.

de vue bruit par le bruit de grenaille qui entraîne des coefficients t_m voisins de l'unité. La limitation est beaucoup plus sévère encore pour un mélangeur actif à diode tunnel, fonctionnant dans le même circuit large bande (fig. 28), où le facteur de bruit reste du même ordre de grandeur que pour le mélangeur passif, malgré un gain de conversion. Ce résultat s'explique par les températures équivalentes de bruit très élevées produites par le bruit de grenaille au voisinage du sommet de la caractéristique tunnel.

5.4. CONCLUSION

L'emploi en amplificateur de la diode tunnel est strictement limité par le bruit de grenaille ce qui la rend peu compétitive, malgré sa grande simplicité, avec l'amplificateur paramétrique. En mélangeur et en détecteur ce même bruit de grenaille explique des performances du même ordre de grandeur que les diodes à pointe. Seul le comportement en très basse fréquence, dans la zone du bruit 1/f, est fondamentalement différent et peut permettre des applications spécialement intéressantes par rapport aux diodes classiques. Cette absence de bruit 1/f rend, de plus, la diode inverse très intéressante aux fréquences

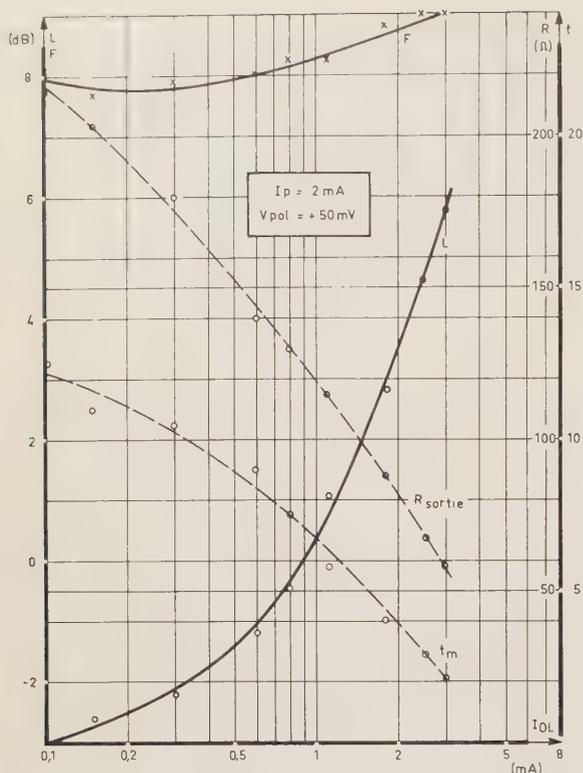


FIG. 28. — Performances d'un mélangeur à diode tunnel.

millimétriques où le bruit $1/f$ des diodes classiques est catastrophique à cause des très faibles sections employées à ces fréquences.

6. Conclusions

Le bruit de fond des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire utilisés comme détecteurs et mélangeurs en hyperfréquences est dû essentiellement à l'effet de grenaille. Le bruit de grenaille apparaît ainsi comme la limitation fondamentale des applications des résistances non linéaires à la réception des hyperfréquences. Il se manifeste avec des ordres de grandeur comparables dans tous les éléments étudiés dans cet article. Le choix d'un de ces éléments en vue d'une application donnée devra donc être fait avec d'autres critères : la fréquence de coupure et la technologie de fabrication et d'emploi dans les

circuits seront généralement les facteurs déterminants. Ces facteurs sont discutés d'une façon détaillée dans les références [7, 8, 12] respectivement pour les trois éléments présentés ici. La comparaison définitive de ces éléments entre eux est difficile à l'heure actuelle, faute d'études suffisantes, surtout dans la gamme supérieure des hyperfréquences ; les ondes millimétriques constituent pourtant un domaine où les éléments à résistance non linéaire sont encore les seuls à être utilisés en réception.

*
* *

L'étude des diodes *PNP* a été possible grâce à l'appui du S.T.T.A. et celle des diodes inverses grâce à celui du C.N.E.T.

Nous remercions vivement M. J. ROUH qui a effectué avec la plus grande compétence les mesures présentées dans cet article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] VAN DER ZIEL. — Noise, chap. 5, Prentice-Hall, New York.
- [2] BELL. — Electrical Noise, chap. 10, Van Nostrand Cy, London.
- [3] UHLIR. — Characterization of crystal diodes for low-level microwave detection. *The Microwave Journal*, p. 59, July 1963.
- [4] MULLER. — Mélangeur à basse température. *Colloque International sur les dispositifs à semiconducteurs*, tome I, p. 761, Paris 1961.
- [5] BLACKWELL et KOTZEBUE. — Semiconductor diode parametric amplifiers. Chap. 2-2, Prentice-Hall, New Jersey.
- [6] MESSENGER et Mc COY. — Theory and operation of crystal diodes as mixers, *PIRE*, p. 1269, Sept. 1957, sec. X.
- [7] TORREY et WHITMER. — Crystal Rectifiers, chap. 4-3, Mc Graw-Hill, New York.
- [8] MONIER. — Contribution à l'étude d'une structure *PNP* en régime de perçage en vue d'applications en hyperfréquences. *Annales de Radio-Electricité*, juillet 1964.
- [9] SHOCKLEY et PRIM. — *Physical Review*, t. 90, p. 753, 1953.
- [10] GRIVET et BLAQUIERE. — Le bruit de fond, chap. III B 4, Masson, Paris.
- [11] ESAKI. — New Phenomenon in narrow Ge *p-n* junctions, *Phys. Rev.* Janvier 1958.
- [12] DERROY et LECLERC. — Caractéristiques et utilisation des diodes inverses pour la détection en hyperfréquences. *Annales de Radio-Electricité*, janvier 1964.

SPECTRE DE BRUIT DES OSCILLATEURS HYPERFRÉQUENCE

Application à deux types de klystrons, Bande Ka (35 GHz)

PAR

R. JUILLERAT

*Société anonyme Lignes Télégraphiques et Téléphoniques
Laboratoire de Montrouge*

1. Introduction

Les caractéristiques du spectre de bruit entourant le signal émis par un oscillateur hyperfréquence sont, dans de nombreux cas, demandées au constructeur de l'oscillateur par les ingénieurs chargés d'un projet d'équipement.

Le bruit peut intervenir de différentes façons selon les services que l'on attend du système hyperfréquence à constituer :

a) Dans un récepteur superhétérodyne destiné à démoduler un signal modulé *en amplitude*, le signal de l'oscillateur local est détecté par le cristal mélangeur. Il en résulte que, si en général les bruits de modulation de fréquence ne sont pas nuisibles, les bruits de fond et de modulation d'amplitude, par contre, sont transmis en fréquence intermédiaire.

b) Dans un récepteur superhétérodyne destiné à démoduler un signal modulé *en fréquence*, de même que dans tout système utilisant la fréquence comme élément de mesure (mesure de vitesses par effet Doppler...), les bruits de modulation de fréquence interviennent comme éléments parasites au même titre que les bruits de modulation d'amplitude et les bruits de fond.

Il est à remarquer que, dans le cas *a)*, le bruit en fréquence intermédiaire peut être considérablement réduit par l'emploi d'un mélangeur symétrique qui donne, dans le circuit d'entrée, des composantes de bruit en opposition de phase. Néanmoins, il s'agit là d'une complication de circuit qui n'est réalisée que si c'est nécessaire, d'où l'exigence a priori de la connaissance du spectre de bruit.

2. Considérations théoriques

2.1. NATURE DU SPECTRE DE BRUIT D'UN OSCILLATEUR HYPERFRÉQUENCE

La puissance émise à une certaine fréquence par un oscillateur est accompagnée d'un spectre de bruit

que l'on peut décomposer en trois éléments :

1° Un bruit de fond (dont la puissance sera appelée N_f) engendré dans la bande hyperfréquence et correspondant au bruit normalement créé dans un amplificateur linéaire,

2° Un bruit de modulation d'amplitude (dont la puissance sera appelée N_{am}) dû à la modulation de la porteuse par des bruits d'origine basse fréquence, du fait des propriétés non linéaires de l'oscillateur.

3° Un bruit de modulation de fréquence (dont la puissance sera appelée N_{fm}) et dû aux mêmes causes que ci-dessus.

Une fraction des bruits de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence peut être corrélée si les bruits sont créés par la même cause.

Les causes de bruit sont multiples. On peut citer :

- fluctuations d'émission de cathode,
- fluctuations de vitesses d'électrons,
- fluctuations de captations d'électrons par diverses électrodes (bruit de partition),
- ions positifs (créant principalement des bruits de modulation),
- collisions électrons-ions,
- fluctuations des tensions d'alimentation,
- microphonie.

2.2. REMARQUES SUR LES BRUITS DE MODULATION

Soit une porteuse $V_0 \cos \omega t$ modulée en amplitude à la pulsation Ω et avec un taux de modulation égal à a . Le signal résultant est :

$$V_0(1 + a \sin \Omega t) \cos \omega t = V_0 \cos \omega t \pm \frac{aV_0}{2} \sin(\omega \pm \Omega)t$$

Soit une porteuse $V_0 \sin \omega t$ modulée en fréquence avec un indice de modulation b supposé petit (ce qui sera pratiquement toujours le cas en bruit de

modulation de fréquence). Dans ce cas on peut limiter le spectre de fréquence aux deux bandes latérales et écrire :

$$\begin{aligned}
 V_0 \sin(\omega t + b \sin \Omega t) &\cong V_0 \cdot J_0(b) \sin \omega t \\
 &\pm V_0 \cdot J_1(b) \sin(\omega \pm \Omega)t \\
 &\cong V_0 \sin \omega t \pm \frac{V_0 b}{2} \sin(\omega \pm \Omega)t \quad (2)
 \end{aligned}$$

1^{re} remarque : On voit que, dans ces conditions, une onde modulée par un signal sinusoïdal en amplitude peut être convertie en une onde modulée en fréquence par déphasage de $\pi/2$ de la porteuse et inversement. Il en sera évidemment de même pour un signal composite.

On peut aussi envisager la même porteuse modulée simultanément en amplitude et en fréquence :

$$V_0(I + a \sin \Omega t) \cdot \sin(\omega t + b \sin \Omega t).$$

Tous calculs faits et en négligeant les termes du second ordre, ce signal s'écrit :

$$V_0 \sin \omega t \pm \frac{V_0 a}{2} [(\sin \omega \pm \Omega)t - \pi/2] \pm \frac{V_0 b}{2} \sin(\omega \pm \Omega)t.$$

2^e remarque : Pour chacune des deux bandes latérales, les composantes de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence sont en quadrature.

3^e remarque : Un cristal recevant un signal accompagné de son spectre de bruit et débitant dans un amplificateur à fréquence intermédiaire peut être considéré :

— soit comme un détecteur délivrant un signal basse fréquence égal à la fréquence intermédiaire et correspondant à la modulation d'amplitude du signal incident ;

— soit comme un mélangeur polarisé par le signal incident. Celui-ci joue le rôle d'onde locale vis-à-vis de laquelle les composantes de bruit, écartées de part et d'autre d'une fréquence égale à la fréquence centrale de l'amplificateur, se présentent comme un signal incident. De ce fait, ces composantes sont mélangées à l'onde locale et, en vertu des remarques 1^{re} et 2^e ci-dessus, seules les composantes de bruit dues à la modulation d'amplitude et au bruit de fond donnent un signal en fréquence intermédiaire.

Le résultat est donc le même et il est indifférent de considérer le cristal comme un détecteur ou comme un mélangeur.

2.3. MESURE DE BRUIT PAR DÉTECTION DIRECTE

Le principe de la mesure est représenté en figure 1. La puissance issue de l'oscillateur en essai (oscillant à la fréquence F) est appliquée sur un cristal mélangeur. Le signal détecté est amplifié dans un amplificateur sélectif centré sur la fréquence f et ayant une bande B . Ce dernier amplifiera la puissance de bruit contenue dans deux bandes de largeur B et centrée sur $(F-f)$ et $(F+f)$. Tenant compte de ce

que le bruit de fond est un signal aléatoire, que les composantes de bruit de modulation d'amplitude des deux bandes s'ajoutent et que les composantes de bruit de modulation de fréquence s'annulent, la puissance de bruit amplifiée est égale à $4N_{am} + 2N_f$, les valeurs N_{am} et N_f étant les puissances de bruit contenues dans chacune des deux bandes latérales.

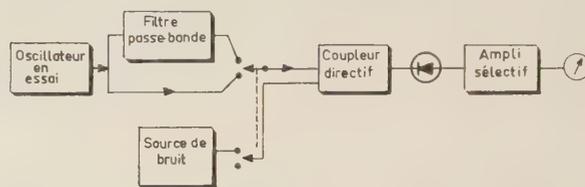


FIG. 1. — Mesure de bruit par détection. Principe.

Il est commode de faire cette mesure par comparaison avec une source dont la température de bruit est connue, ce qui élimine de la mesure les caractéristiques de gain de l'amplificateur. La puissance de bruit issue de la source est mélangée à la porteuse de l'oscillateur en essai, dépourvu de son bruit propre à l'aide d'un filtre passe-bande. Il faut veiller à ce que le filtre ne produise pas de distorsion de phase aux fréquences $F-f$ et $F+f$ ce qui aurait pour effet de convertir partiellement des composantes de modulation d'amplitude en modulation de fréquence et inversement.

La puissance de bruit amplifiée en provenance de la source est donc : $2K(T_1 - T_0)B$, (T_1 étant la température de bruit de la source et T_0 la température ambiante).

La puissance de bruit de l'oscillateur peut donc être exprimée en température de bruit ramenée à la puissance nominale de la porteuse (ou à une puissance de référence prédéterminée).

Il est aussi courant d'exprimer cette puissance de bruit en dB/Hz, correspondant au rapport : puissance de porteuse/puissance de bruit par hertz de bande.

2.4. MESURE DE BRUIT PAR SUPERHÉTÉRODYNE

Le principe de la mesure est représenté en figure 2. L'oscillateur en essai est dépourvu de la porteuse par un filtre de réjection. Le spectre de bruit est mélangé à l'onde d'un oscillateur local (de fréquence F_0).

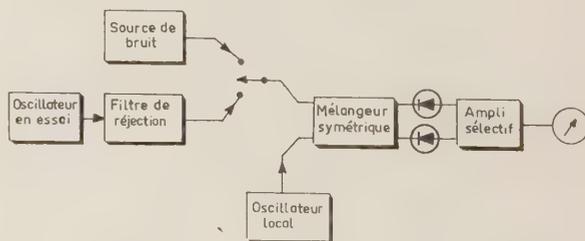


FIG. 2. — Mesure de bruit par superhétérodyne. Principe.

Le signal résultant est amplifié dans un amplificateur sélectif de fréquence centrale f et de bande B . Afin de ne pas perturber la mesure par le bruit de

l'oscillateur local, le mélangeur utilisé est du type symétrique. Comme ci-dessus, la mesure est faite de préférence par comparaison avec une source de bruit, de température connue.

Dans chacune des deux bandes (fig. 3) ($F_0 - f$) et ($F_0 + f$), l'appareillage mesure une puissance de bruit égale à $N_f + N_{am} + N_{fm}$. Les puissances à $F_0 - f$ et à $F_0 + f$ n'étant pas égales, leur détermination pourra se faire par récurrence en partant de F_0 très éloignée de F , (là où ces puissances sont petites et peuvent être sans grande erreur supposées égales)

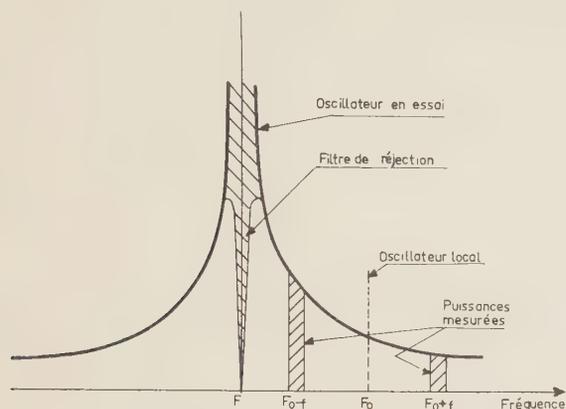


FIG. 3. — Mesure de bruit par superhétérodyne. Spectre de fréquence.

et en soustrayant chaque fois du total mesuré la partie que l'on vient de calculer.

Lorsque F_0 est égale à F , les puissances des deux bandes sont égales et la mesure continue à donner $2N_f + 2N_{am} + 2N_{fm}$, puisqu'ici il n'y a pas de cohérence de phase entre F et F_0 .

Si la porteuse est modulée simultanément en amplitude et en fréquence par la même cause, nous avons vu que, en chaque point du spectre, les composantes correspondantes sont en quadrature. Or, la puissance de deux ondes en quadrature étant égale à la somme des puissances de chacune des composantes, la mesure sera la même que ces modulations soient corrélées ou non. Il pourrait ne pas en être ainsi, si un temps de retard apparaissait entre les deux types de modulation. Mais pour que le résultat soit sensible sur le spectre, il faudrait que ce retard soit inversement proportionnel à la fréquence de modulation (déphasage constant), ce qui est très peu probable.

2.5. MESURE DU BRUIT DE MODULATION DE FRÉQUENCE

Une première méthode consiste à placer devant le cristal un discriminateur afin de convertir la modulation de fréquence en modulation d'amplitude. Mais la mesure est limitée à la partie linéaire du discriminateur qui est en général très petite devant le spectre de bruit et, d'autre part, le bruit de modulation d'amplitude existe toujours en partie si on ne prend pas de précautions spéciales.

Une autre méthode consiste à séparer, à l'aide de filtres et de coupleurs, la porteuse seule et le spectre de bruit sans la porteuse, puis à les mélanger après avoir déphasé la porteuse $\pi/2$. Le bruit de modu-

lation de fréquence est converti en bruit de modulation d'amplitude et inversement.

Cette mesure donne une puissance de bruit égale à $4N_{fm} + 2N_f$.

2.6. SÉPARATION DES COMPOSANTES DE BRUIT

Les trois types de mesures ci-dessus fournissent trois grandeurs respectivement égales à :

$$N_1 = 2N_{am} + N_f,$$

$$N_2 = 2N_{fm} + N_f,$$

$$N_3 = N_{am} + N_{fm} + N_f.$$

Ces trois équations ne sont pas linéairement indépendantes puisque $N_1 + N_2 = 2N_3$.

Il est donc impossible de séparer en toute rigueur les trois composantes du spectre de bruit.

3. Mesures

3.1. GÉNÉRALITÉS

L'étude ci-dessous a été entreprise lors de la mise en fabrication d'un type de klystron non conventionnel, dit « à champ retardateur ». Ce klystron oscille selon une interaction électrons-champs différente de celle qui existe dans les klystrons réflexes. Il devenait alors très important de savoir si ce nouveau type de tube — très prometteur quant aux autres performances — pouvait devenir compétitif avec les klystrons réflexes classiques, en particulier lors d'une utilisation dans des récepteurs superhétérodynes en bande K_a , où le bruit de l'oscillateur local a une importance primordiale.

Cette étude a donc consisté à mesurer et à comparer entre eux les spectres de bruit du klystron réflexe type KL2T3 et du klystron à champ retardateur type KL3T1, tous deux étant des oscillateurs en bande K_a (35 GHz).

Afin d'être certain de ne pas avoir de composantes de bruit dues aux alimentations, le spectre de bruit global a été relevé sur un tube de chaque type, avec :

- 1° son alimentation normale,
- 2° une alimentation par piles.

Aucune différence entre les deux spectres n'a été constatée.

3.2. MESURES PAR DÉTECTION DIRECTE

L'appareillage est décrit en figure 4 :

Le klystron en essai est suivi d'un ondemètre (O), puis d'un isolateur (I). Il débite ensuite dans une jonction hybride (3 dB) dont les deux voies de sorties débouchent respectivement sur un court-circuit variable et une cavité accordable et adaptée à la résonance. Ce système joue le rôle de filtre accordable :

- 1° par désaccord de la cavité et avec court-circuit

accordé au maximum de la transmission, le circuit est apériodique et la perte d'insertion est petite (p_i).

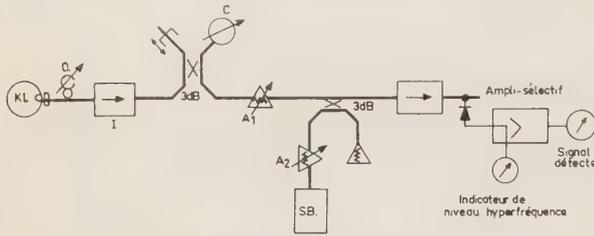


FIG. 4. — Mesure de bruit par détection directe. Description de l'appareillage.

2° par court-circuit ajusté au minimum de la transmission et ensuite par accord de la cavité, le circuit devient passe-bande (bande de la cavité) avec une perte d'insertion d'environ 6 dB.

L'énergie traverse ensuite un atténuateur A_1 variable et étalonné, puis un mélangeur (coupleur 3 dB) et aboutit au cristal détecteur. Ce dernier débite dans un amplificateur de fréquence centrale 45 MHz et de bande passante égale à 2 MHz.

Après amplification, le courant détecté, fonction de la puissance de bruit mesurée, est affiché sur un milliampèremètre. Par ailleurs, le courant détecté par le cristal, et fonction de la puissance de la porteuse, est affiché sur un autre indicateur.

Le mélangeur hyperfréquence reçoit, d'autre part, le signal émis par une source de bruit (source 6T32 L.T.T. de 17 500 °K), atténué par l'atténuateur variable étalonné A_2 .

La mesure se fait de la façon suivante :

1° filtre en apériodique : fermer complètement l'atténuateur A_2 puis relever les valeurs des deux indicateurs et la valeur de l'atténuation A_1 .

2° filtre en passe-bande : rétablir le niveau hyperfréquence par A_1 , puis rétablir le niveau de bruit par A_2 dont on relève la valeur.

La température de bruit du klystron T_k , correspondant à la totalité de la puissance de bruit fournie dans les deux bandes latérales situées à ± 45 MHz (c'est-à-dire $4N_{am} + 2N_f$), est donnée par :

$$T_k = T_0 + \frac{2A_1 p}{A_2} (T_1 - T_0),$$

avec T_1 : température de bruit de la source (17 500 °K),

p : perte d'insertion de l'ensemble « isolateur klystron + filtre en apériodique »,

A_1 et A_2 : valeurs des atténuateurs correspondants.

Les résultats sont portés sur les figures 6, 7, 8, et 9 qui sont explicitées plus bas.

Cette température correspond à la puissance effectivement fournie par la porteuse. Elle a été réduite dans un rapport tel qu'elle correspond à une puissance de porteuse de 10 mW.

Une deuxième échelle exprime le bruit en dB/Hz du rapport signal/bruit et vaut :

$$10 \log \frac{\text{puissance porteuse}}{k \cdot T_k}$$

3.3. MESURE PAR SUPERHÉTÉRODYNE

L'appareillage est représenté en figure 5.

Le klystron en mesure débite dans un atténuateur A_1 et un isolateur I . L'énergie passe ensuite dans un filtre interférentiel constitué de deux jonctions hybrides à 3 dB entre lesquelles se trouvent deux longueurs différentes de guide d'onde. Un tel filtre permet d'obtenir une valeur de réjection élevée. L'atténuateur A_f permet de compenser les différences d'atténuation des deux voies du filtre.

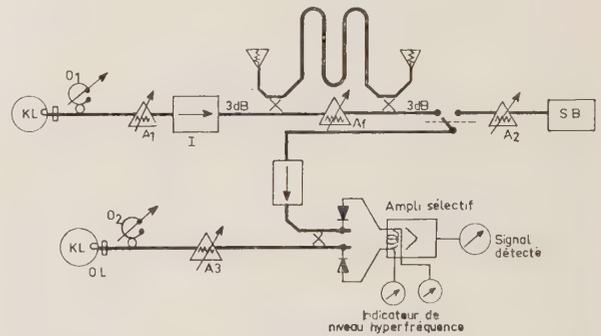


FIG. 5. — Mesure de bruit par superhétérodyne. Description de l'appareillage.

A la sortie du filtre, la puissance de bruit, démunie de la porteuse, passe à travers un commutateur de guide, puis par un isolateur et entre dans la voie signal d'un mélangeur symétrique alimenté par un deuxième klystron utilisé en oscillateur local. L'amplificateur à fréquence intermédiaire est à 45 MHz de fréquence centrale et à 2 MHz de bande passante.

Le commutateur de guide permet de recevoir, à la place du bruit du klystron, la puissance de bruit issue d'une source de bruit (L.T.T. 6T32 de 17 500 °K) atténuée par l'atténuateur A_2 .

La mesure se fait de la façon suivante :

1° Le klystron à mesurer est centré sur une fréquence de réjection du filtre. Cette opération peut être contrôlée à l'aide du courant détecté par les cristaux mélangeurs après avoir complètement fermé l'atténuateur A_3 .

2° L'oscillateur local est centré (à l'aide de l'onde-mètre O_2) sur la même fréquence ou sur une fréquence F_0 espacée de F d'un multiple égal au pas du filtre. Le niveau de l'indicateur est relevé.

3° A l'aide du commutateur de guide, le bruit du klystron est remplacé par le bruit de la source et le niveau à l'indicateur est rétabli avec l'atténuateur A_2 .

La somme des températures de bruit du klystron correspondant à deux bandes situées à

$$(F_0 - F + 45 \text{ MHz}) \quad \text{et} \quad (F_0 - F - 45 \text{ MHz})$$

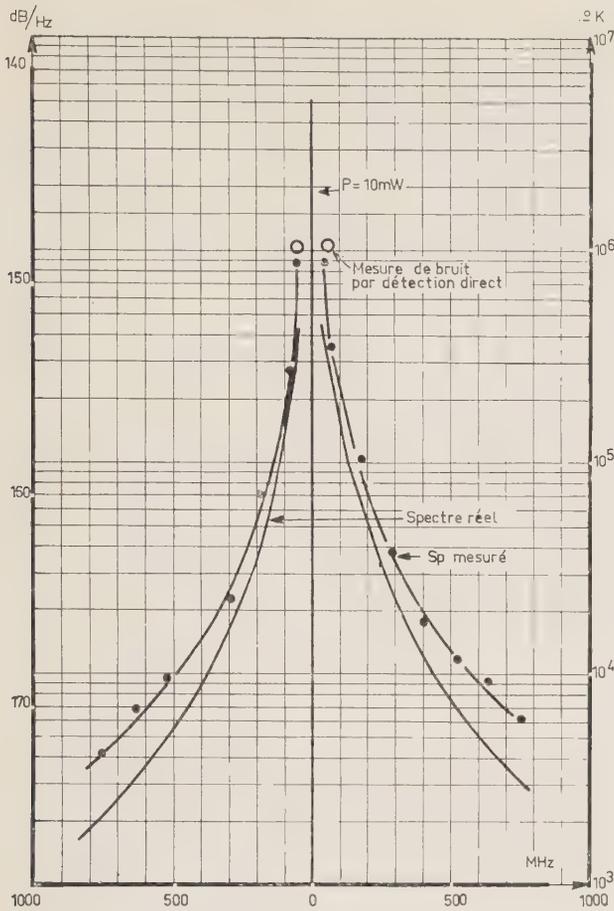


FIG. 6. — Klystron réflexe KL 2T3 ; mode 6 3/4 ; VA = 2 kV ; $\lambda_0 = 8,6$ mm.

est donnée par :

$$T_k = T_0 \frac{2A_1 p'}{A_2} (T_1 - T_0)$$

avec :

T_1 , A_1 et A_2 ayant mêmes valeurs que précédemment.

p' = perte d'insertion de l'isolateur en sortie du klystron + perte du filtre à une fréquence située à 45 MHz de la fréquence de réjection (soit ici 2 dB).

Comme précédemment, ces valeurs sont ramenées à une puissance de porteuse de 10 mW et elles permettent de tracer le spectre mesuré : courbes en pointillé sur les relevés (fig. 6 à 8).

Le spectre réel est ensuite calculé de la façon suivante : en se plaçant à une extrémité du spectre et en supposant, sans grande erreur, que le bruit y est constant sur un intervalle de 90 MHz, la température de bruit réelle est égale à la moitié de la valeur relevée. A partir de ce point, et en revenant vers la porteuse par intervalles de 90 MHz, on soustrait de la valeur mesurée la valeur connue.

Les courbes en traits pleins correspondent au spectre réel, soit à une puissance égale à : $N_{am} + N_{fm} + N_f$. L'échelle de gauche permet de les exprimer en dB/Hz et l'échelle de droite en température.

Par le procédé qui vient d'être décrit, le spectre

n'est tracé que de part et d'autre d'une bande de ± 45 MHz entourant la porteuse. Il est possible de se rapprocher davantage de la porteuse en déplaçant F_0 de $(F-45$ MHz) à $(F+45$ MHz) et en tenant compte des diverses atténuations apportées par le filtre entre la fréquence de réjection et la bande passante. Ce relevé a été fait sur quelques tubes, jusqu'à ± 10 MHz de la porteuse et un exemple est donné sur la figure 9.

3.4. CONCLUSIONS

Des exemples de spectres obtenus sont représentés sur les figures 6, 7, 8 et 9.

De l'ensemble des mesures effectuées résultent les conclusions suivantes :

3.4.1. Klystron réflexe KL2T3

Le fonctionnement en mode 6 3/4 donne un bruit d'environ 10 dB plus élevé que le fonctionnement en mode 5 3/4.

Dans la gamme d'accord mécanique, le niveau de bruit ne varie pas de plus de 3 dB.

3.4.2. Klystron à champ retardateur KL3T1

Ce type de tube n'ayant qu'un seul mode de fonctionnement utilisable, son bruit a été examiné dans

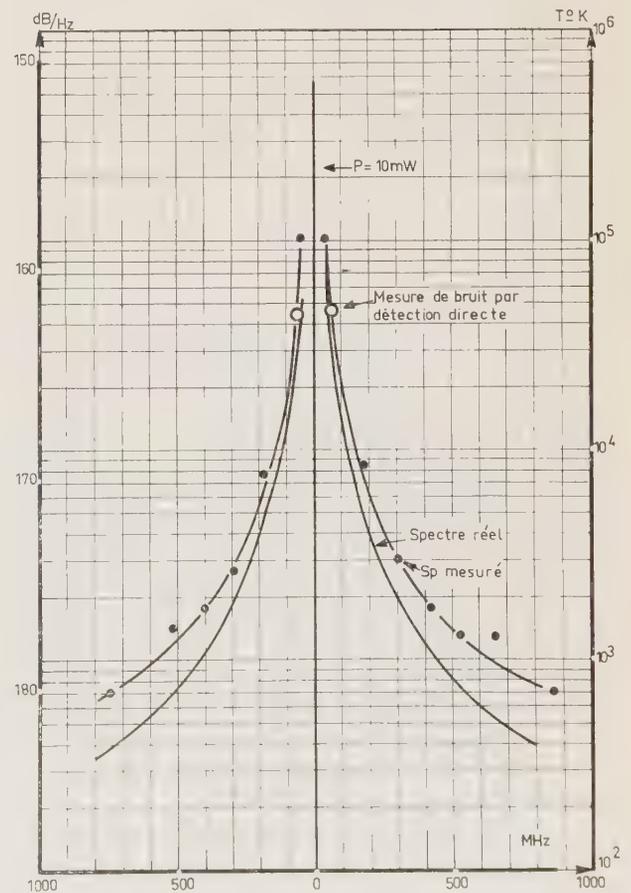


FIG. 7. — Klystron réflexe KL 2T3 ; mode 5 3/4 ; VA = 2 kV ; $\lambda_0 = 8,6$ mm.

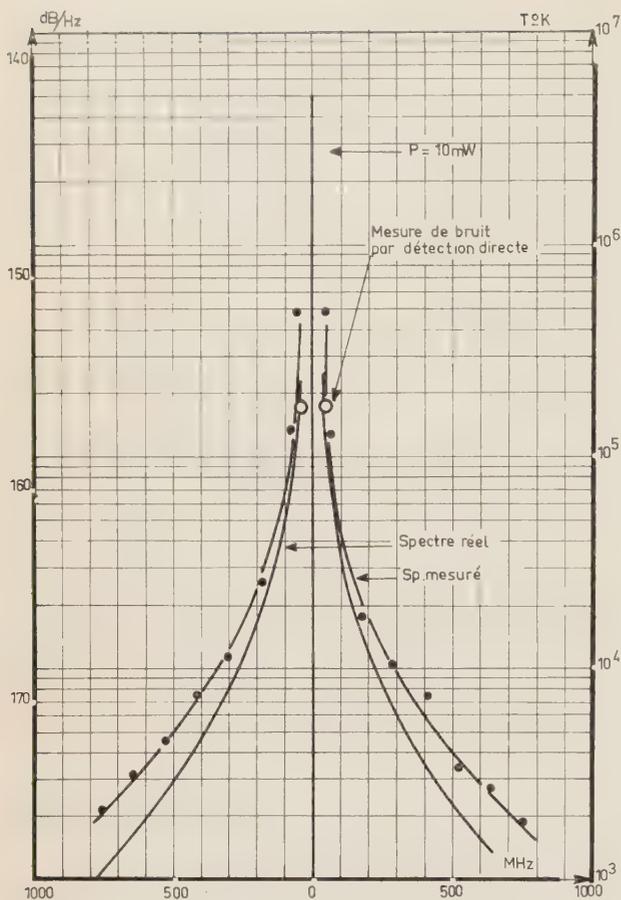


FIG. 8. — Klystron à champ retardateur KL 3T1 ; VA = 500 V
 $\lambda_0 = 8,6$ mm.

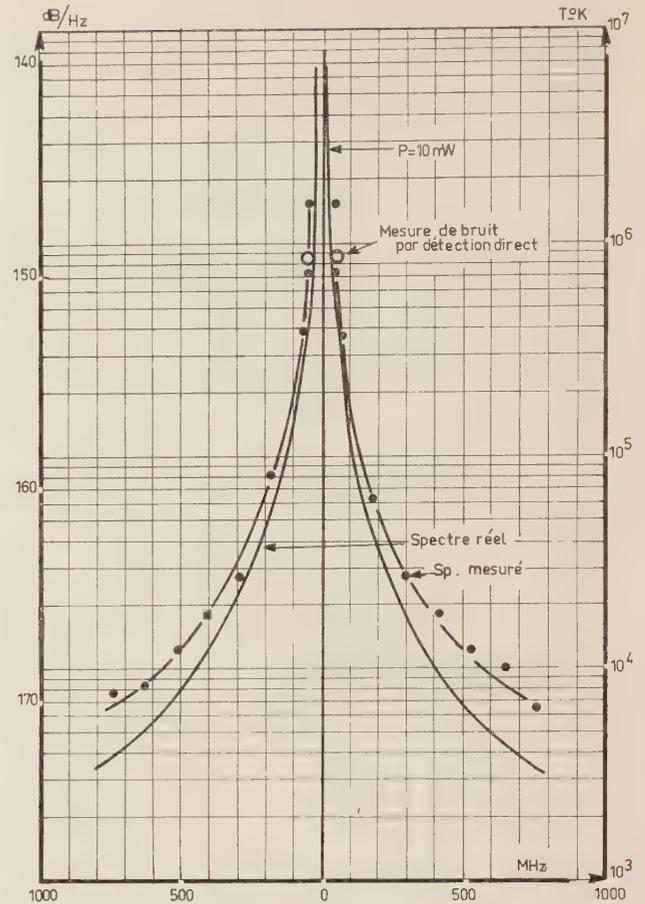


FIG. 9. — Klystron réflexe KL 2T3 ; mode 5 3/4 ; VA = 2 kV ;
 $\lambda_0 = 8,8$ mm.

sa gamme de fonctionnement : sa variation n'y excède pas 3 dB.

3.4.3. Comparaison des klystrons KL2T3 et KL3T1

Le klystron à champ retardateur a un spectre de bruit et un bruit mesuré en détection directe qui se placent entre les résultats obtenus sur le klystron réflexe oscillant en mode 5 3/4 et en mode 6 3/4.

Pratiquement la dispersion des bruits émis d'un tube à un autre est telle que ces deux types de tubes peuvent être considérés comme globalement équivalents.

La séparation des composantes de bruit est, comme on l'a vu, théoriquement impossible, mais on peut avoir une estimation des composantes de bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence à ± 45 MHz du signal en supposant que le bruit de fond y est négligeable vis-à-vis de ces deux composantes.

Par conséquent, le spectre de bruit donnant (à ± 45 MHz) une puissance de bruit approximativement égale à $(N_{am} + N_{fm})$ et la mesure par détection directe, une puissance de bruit approximativement égale à $4N_{am}$, on constate que :

— sur le klystron réflexe les bruits de modulation

de fréquence et de modulation d'amplitude sont, à 45 MHz, égaux et valent :

$$N_{am} = N_{fm} = 153 \text{ à } 157 \text{ dB/Hz en mode } 6 \frac{3}{4},$$

$$N_{am} = N_{fm} = 163 \text{ à } 167 \text{ dB/Hz en mode } 5 \frac{3}{4},$$

— sur le klystron à champ retardateur le bruit de modulation de fréquence est supérieur au bruit de modulation d'amplitude :

$$\text{avec : } N_{fm} = 3N_{am} \text{ à } \pm 45 \text{ MHz}$$

$$N_{am} = 158 \text{ à } 162 \text{ dB/Hz}$$

$$N_{fm} = 153 \text{ à } 157 \text{ dB/Hz}$$

BIBLIOGRAPHIE

- BOSCH B.G. and GAMBLING W.A. — Noise in Reflex Klystrons and Backward-Wave Oscillator, *Journal Brit. I.R.E.*, Nov. 1962.
- BOSCH B.G. and GAMBLING W.A. — Techniques of Microwave Noise Measurement, *Journal Brit. I.R.E.*, June 1961.
- BOSCH B.G. and GAMBLING W.A. — Noise Measurements on Low Power X-band Oscillators. International Congress on Microwave Tubes, Munich 1960.
- DALMAN G.C. and RHOADS A.S. Jr — Microwave Oscillators Noise Spectrum Measurements, Sperry Gyroscope Co. N.Y.
- DALMAN G.C. and ORTIZ E. — Measurements of Microwave Local Oscillators Noise. *Proceedings of the national electronics conference*. Vol. 9, 1953.

LE DÉTECTEUR A ANTIMONIURE D'INDIUM DANS LA BANDE DE 0,1 A 10 MM (30 A 3 000 GHz)

PAR

J. BESSON et B. PHILIPPEAU

Ingénieurs à la Société Anonyme de Télécommunications

R. CANO, M. MATTIOLI et R. PAPOULAR

Association EURATOM

CEA, Groupe de Recherches sur la Fusion

1. Introduction

De nombreux auteurs ont déjà signalé l'intérêt qui s'attache aux ondes hertziennes millimétriques et submillimétriques [1]. Depuis 1951, des conférences se tiennent périodiquement pour confronter les recherches effectuées dans ce domaine. L'ingénieur des télécommunications y voit la possibilité de transmettre un volume important d'informations avec une grande directivité ; le spécialiste de la navigation aérienne espère pouvoir en tirer une méthode radiométrique de représentation panoramique du sol ou de l'horizon [2] ; le physicien du solide l'utilise pour l'étude des semiconducteurs [3] et le chimiste a fondé sur elle une technique d'analyse des grosses molécules [4] ; le physicien des plasmas, enfin, souhaite y trouver le moyen de déterminer leur densité et leur température électroniques.

Toutefois aucun de ces vœux n'a encore pu être complètement exaucé malgré les efforts consentis et, jusqu'ici, les meilleures raisons de poursuivre ces efforts restent peut-être celles du chercheur désintéressé, désireux seulement de mieux connaître les interactions du rayonnement avec la matière.

Tout le monde s'accorde pour reconnaître que, dans la bande spectrale considérée, ce sont les sources et les détecteurs qui manquent le plus.

Dans le domaine des détecteurs, pourtant, des progrès importants ont été réalisés au cours de ces dernières années [5] ; l'utilisation des *diodes à pointes* en détecteurs vidéo ou comme mélangeurs dans les récepteurs superhétérodynes a été étendue jusqu'à la bande B (2 mm) ; le minimum détectable ainsi que la constante de temps des *détecteurs thermiques* ont été réduits (bolomètres au carbone, au germanium ou supraconducteurs) ; le photoconducteur à *antimoniure d'indium* InSb, enfin, initialement étudié comme détecteur quantique pour l'infrarouge, a été adapté au domaine spectral qui nous intéresse ici et dans lequel il est devenu le plus rapide et l'un des plus sensibles [6] [7].

Dans ce qui suit, nous allons précisément décrire un détecteur de ce dernier type, ses performances, divers montages conçus en fonction de son utilisation et les applications auxquelles il a déjà donné lieu.

2. Principe de fonctionnement

L'expérience montre que, si l'on maintient un échantillon *très pur* de InSb à une température *constante* voisine du zéro absolu (1 à 4 °K) et dans une induction magnétique de quelques kilogauss, sa conductivité électrique croît lorsqu'il est éclairé avec un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde millimétrique ou submillimétrique.

Pour expliquer ce phénomène, on a invoqué un processus analogue à celui de la photoconduction, par lequel un photon absorbé dans la matière porte un électron de celle-ci, d'un état lié initial, à un état compris dans la bande de conduction où il peut contribuer au transport de l'électricité. Mais les énergies photoniques considérées sont si faibles (10^{-3} eV) que ce processus ne peut avoir lieu dans l'antimoniure d'indium ni dans un autre semiconducteur même très pur et à basse température. Il faut alors faire appel au phénomène de LANDAU [5], par lequel la bande de conduction, sous l'influence d'une induction magnétique, se subdivise en sous-niveaux très voisins (10^{-3} eV) des niveaux d'impureté correspondants.

Toutefois les travaux ultérieurs ont montré que le champ magnétique n'était pas indispensable à ce type de détecteur. Et l'interprétation « quantique » semble maintenant céder le pas au modèle classique des « électrons libres chauds » [7]. Dans ce modèle, le cristal de InSb se comporte comme un métal dans lequel les collisions entre les électrons libres (qui conduisent l'électricité) et le réseau se traduisent surtout par une « thermalisation » des électrons et beaucoup moins par un transfert d'énergie des uns à l'autre. L'énergie oscillatoire acquise par les électrons dans le champ du rayonnement électromagnétique

se transforme alors en énergie d'agitation thermique de ces mêmes électrons, dont la « température » propre T s'élève ainsi au-dessus de celle du réseau à l'élévation de cette température entraîne l'accroissement de la conductivité électrique. En effet, la mobilité est proportionnelle au temps de relaxation τ lequel est inversement proportionnel à la vitesse des porteurs et à la section efficace de collision avec les impuretés ionisées ; celles-ci variant comme $T^{1/2}$ et T^{-2} , la mobilité, et donc la conductivité, varient avec la température en $T^{3/2}$. Le détecteur fonctionne donc en bolomètre, bolomètre électronique, et on détectera les variations de tensions aux bornes d'un échantillon parcouru par un courant constant.

Mais il s'agit là d'un bolomètre dont la capacité thermique (celle des électrons libres) est très faible, $5 \cdot 10^5$ fois plus faible que celle du réseau [8], il en résulte un *temps de réponse extrêmement bref*, première qualité de ce détecteur.

Comme pour les bolomètres, il ne faut pas que l'élément sensible soit trop épais, sous peine de voir augmenter son inertie et diminuer sa résistance électrique donc sa sensibilité.

Il faut néanmoins que son épaisseur soit suffisante pour absorber la plus grande partie du rayonnement incident. Ces conditions sont satisfaites si l'épaisseur du cristal est de l'ordre de l'inverse du coefficient d'absorption.

Dans le domaine de longueurs d'ondes qui nous intéresse, le coefficient d'absorption du rayonnement k n'étant pas constant, la sensibilité du détecteur suivra sa variation donnée par la formule :

$$k = \frac{\sigma_0}{c(\epsilon_0 \epsilon)^{1/2}} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{MKSA})$$

où :

- σ_0 conductivité pour le courant continu,
- ϵ permittivité électrique absolue de InSb,
- ω pulsation du rayonnement incident,
- τ temps de relaxation de la quantité de mouvement des électrons,
- c vitesse de la lumière.

Le terme en $\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$ figurant dans la formule précédente fait apparaître deux régions spectrales, séparées par la longueur d'onde critique $\lambda_c = 2 \pi \tau c$ correspondant à $\omega \tau = 1$, pour lesquelles le comportement du détecteur est différent. Ainsi, pour les courtes longueurs d'onde, $\omega \gg 1/\tau$, le coefficient d'absorption croît comme $1/\omega^2$ et l'efficacité du détecteur augmente lorsque la longueur d'onde augmente ; pour les grandes longueurs d'onde, $\omega \ll 1/\tau$, le coefficient d'absorption et l'efficacité du détecteur tendent vers une limite supérieure indépendante de la fréquence.

Il existe une autre fréquence critique, appelée fréquence plasma pour laquelle la permittivité diélectrique devient négative, $\omega_p = e(n/m^* \epsilon)^{1/2}$; où m^* est la masse apparente des électrons. Le plasma d'électrons libres devient alors réfléchissant et on peut s'attendre à une diminution de l'efficacité du

détecteur. Cependant cet effet ne sera net que si $\omega_p \tau$ est grand, condition qui n'est pas réalisée dans le cas présent, comme nous le verrons par la suite, et il ne semble pas que l'effet plasma doive introduire une discontinuité. Cette théorie, qui rend compte du comportement du détecteur en l'absence de champ magnétique est en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux décrits au paragraphe 4.1. ci-après.

En présence d'une induction magnétique B , un pic de résonance gyromagnétique doit se superposer à la courbe de réponse spectrale à la fréquence $\omega = eB/m^*$. A cette fréquence gyromagnétique, le champ électrique de l'onde incidente peut être partagé en deux composantes, polarisées circulairement, dont l'une tourne autour des lignes de force magnétique dans le même sens et à la même vitesse que les électrons libres. Sur ceux-ci le champ électrique a une action continue (fréquence apparente nulle) et son absorption est maximale, c'est-à-dire la même que pour $\omega \ll 1/\tau$. Le pic apparaîtra nettement dans la zone de faible sensibilité lorsque $B > 4\,500$ gauss ; il sera plus aplati et il disparaît progressivement

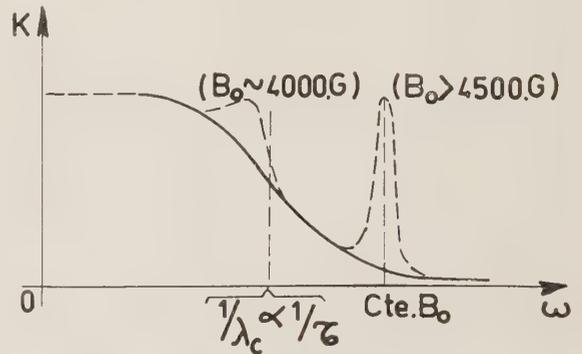


FIG. 1. — Réponse théorique du détecteur.

$$\begin{aligned} B_0 &= 0 \\ B_0 &\neq 0 \end{aligned}$$

dans le plateau de la courbe spectrale lorsque $B < 4\,000$ gauss (fig. 1).

D'autre part, le champ magnétique augmente la résistivité du semiconducteur par suite du blocage des électrons à des niveaux où ils ne peuvent plus participer à la conduction, et la sensibilité du bolomètre s'en trouve améliorée.

3. Réalisations techniques

Les mesures dont nous parlons ici ont été effectuées sur deux ensembles : le premier comportait un spectromètre et a servi essentiellement aux études de réponse spectrale relative, le second a permis de mesurer les caractéristiques électriques et énergétiques du détecteur. Nous allons décrire en détail l'ensemble n° 1 et nous indiquerons les conditions d'emploi de l'ensemble n° 2 que nous avons voulu d'encombrement et de servitudes réduits.

3.1. ENSEMBLE N° 1

La figure 2 représente le schéma fonctionnel de cet ensemble, les figures 3 et 4 en détaillent certaines parties essentielles.

3.1.1. Spectromètre (SP)

C'est un spectromètre à transformée de FOURIER, qui a déjà été décrit [9]. Il est conçu pour fonctionner dans la bande de 0,1 à 10 mm de longueur d'onde.

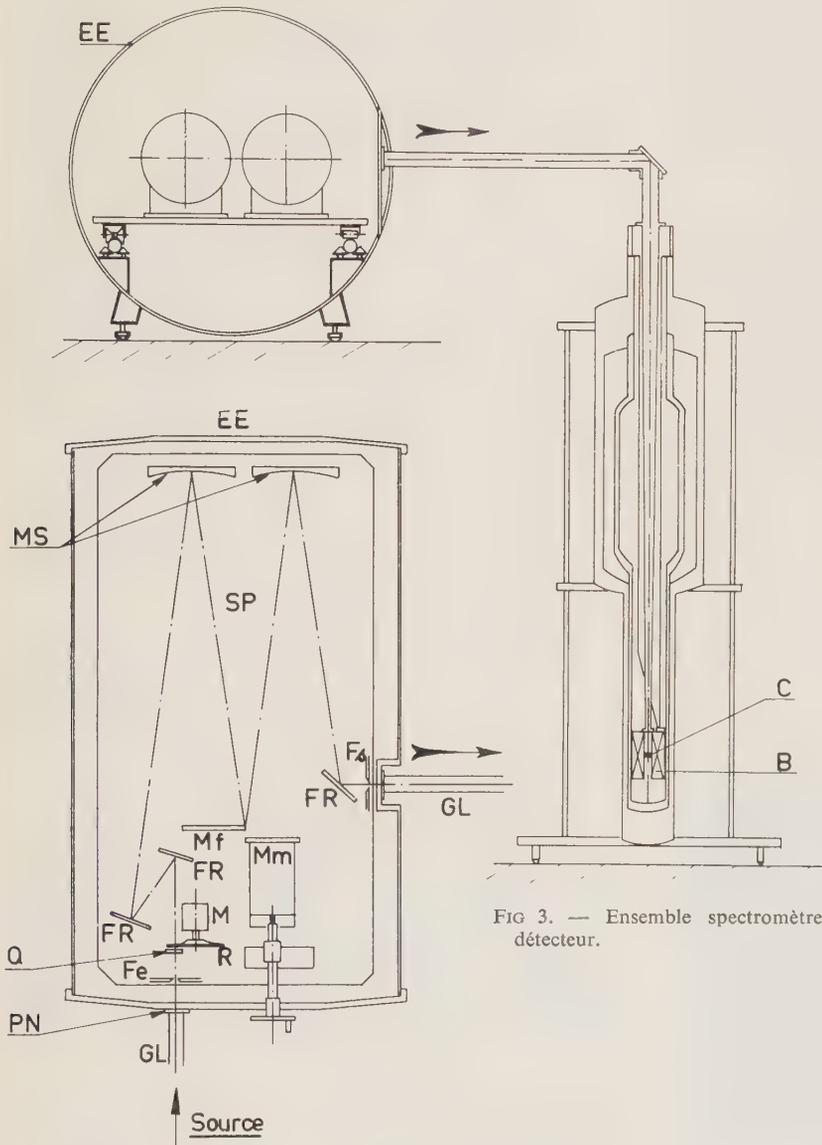


FIG 3. — Ensemble spectromètre-détecteur.

à l'intérieur (*) de l'enceinte du spectromètre, par une roue (R) à cinq encoches entraînée par un moteur asynchrone (M), sur secteur 200 Hz, $f_r = 1\ 000$ Hz. (L'enceinte est remplie d'hélium à 1,1 atm environ pour assurer le refroidissement du moteur).

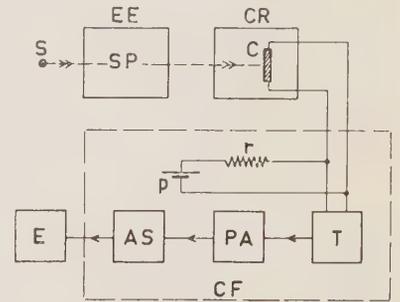


FIG 2. — Schéma fonctionnel de l'ensemble spectromètre-détecteur chaîne d'amplification.

- S source
- SP spectromètre
- EE enceinte étanche
- C cristal
- CR cryostat
- T transformateur
- PA préamplificateur
- AS ampli sélectif
- E enregistreur
- CF cage de Faraday

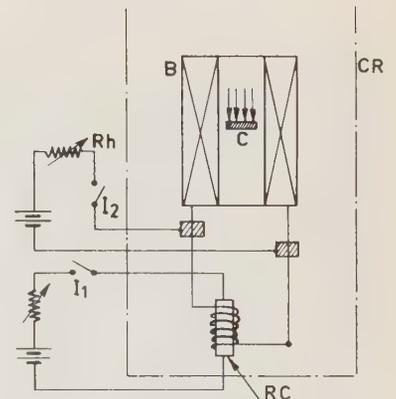


FIG 4. — Schéma bobine supraconductrice. Interrupteur thermique.

Toute l'optique, montée sur une seule platine, peut être placée en dépression (10^{-1} mmHg), ou sous atmosphère neutre, pour éviter l'absorption du rayonnement. L'enceinte étanche (EE) du spectromètre est placée sur une table tournante en fonte, à pied central massif et réglable en hauteur. A cette table sont fixés les éléments de commande automatique et de contrôle de pression du spectromètre ainsi que le cryostat contenant le cristal (C) d'InSb. Ce cryostat peut être déconnecté et remplacé par une cellule de Golay pour les besoins de l'étalonnage. Un montage mécanique permet de présenter à l'entrée du spectromètre une source (S) adéquate : *lampe à vapeur de mercure à haute pression* ou *four à température régulée*.

Le faisceau de lumière est modulé par tout ou rien,

Cette modulation est portée à 10 Hz lors de l'emploi de la cellule de Golay (système Unicam).

3.1.2. Cryostat (CR)

Le cryostat, de fabrication TBT (Grenoble), est un double Dewar. La chemise extérieure contient de l'azote liquide et le récipient intérieur 2,1 l d'hélium liquide. La température optimale du cristal étant de 1,4 °K, une pompe à palettes maintient la pression d'hélium gazeux vers 2 mmHg. Dans ces conditions

(*) Cette disposition permet d'éviter les pertes de lumière associées à un parcours dans l'air ou à la traversée d'éventuels hublots ; le bruit de la roue à encoches est, de plus, fortement réduit.

la « durée de vie » d'une charge d'hélium est d'environ huit heures, ce qui permet de mener à bien un grand nombre de mesures avant d'avoir à effectuer un transfert, toujours coûteux, de liquide cryogénique. Le cristal détecteur (C) est placé sur un support de plexiglass au centre d'une bobine (B) de fil supraconducteur en alliage de niobium-zirconium (NbZr) (Wah-chang, USA) qui fournit une induction magnétique maximale de 25 kg au centre. Le solénoïde ayant une longueur de 30 mm et un diamètre intérieur de 14 mm, le cristal baigne dans un champ suffisamment uniforme.

En cours de fonctionnement, la bobine *B* est fermée sur elle-même et un courant de l'intensité désirée et d'une parfaite constance y circule. Lorsqu'on veut l'interrompre, il suffit de fermer la clé I_1 (fig. 4) ; le faible courant qui passe alors dans la résistance RC suffit à chauffer le fil de NbZr au-delà de la température critique où sa résistance cesse d'être nulle. D'où le nom d'interrupteur thermique donné au circuit I_1 . Pour rétablir le champ magnétique, il faut alors injecter le courant convenable pendant un court instant, au moyen du circuit parallèle $I_2 R_b$, I_1 étant fermé. *B* étant alimentée par l'intensité voulue, l'ouverture de I_1 referme alors le circuit supraconducteur sur lui-même. Cette procédure rend superflue la régulation du courant dans *B* et supprime les pertes d'hélium dues à l'échauffement, par effet Joule, des fils reliant *B* à l'extérieur.

3.1.3. Guide de lumière - filtrage

Les connexions optiques entre la source et le cristal sont conçues de manière à transmettre le mieux possible le rayonnement utile ($0,1 < \lambda < 10$ mm) et à atténuer au maximum le rayonnement parasite [9, 10].

Ainsi, dans le spectromètre, le faisceau se réfléchit à plusieurs reprises sur des surfaces rugueuses (FR) (fig. 3) et traverse des lames de polythène noirci (PN) et de quartz (Q). Les guides de lumière (GL) sont des tubes de laiton, de 20 mm de diamètre intérieur, dont la surface interne est bien polie (le laiton est moins bon réflecteur que le cuivre mais, sa surface s'altère plus difficilement). Leur longueur est limitée au strict minimum. Un bon isolement thermique entre ces tubes de laiton et le bain d'hélium est assuré par un guide intermédiaire en acier inoxydable de 1/10 mm d'épaisseur. Sur les vingt derniers centimètres de sa longueur, le guide de lumière intérieur au cryostat est conique (réalisé par électroformage, avec une première couche en or) et passe de \varnothing 20 mm à \varnothing 5 mm de façon à concentrer le rayonnement sur la pastille de l'InSb ($5 \times 5 \times 2$ mm). A cause de cet étranglement, tout rayon qui pénètre dans le cryostat avec une inclinaison supérieure à 14° par rapport à l'axe optique est réfléchi vers l'entrée et donc perdu. Ce n'est pas un inconvénient dans notre cas puisque le demi angle d'ouverture du spectromètre est environ 11° .

Les parois du spectromètre et celles des parties chaudes du cryostat émettent une énorme quantité de rayonnement infrarouge qui n'est pas modulée, mais dont la valeur moyenne fluctue et donnerait lieu, par conséquent, à une importante composante de

bruit (bruit de photons). C'est pour cela qu'on interpose un filtre optique afin d'isoler la bande spectrale utile ; ce filtre placé immédiatement devant le cristal est à la température de l'hélium liquide, son rayonnement propre est donc pratiquement nul.

Dans notre cas, ce filtre est un passe-bas constitué par une feuille de papier noir de photographe de quelques 1/100 mm d'épaisseur. Il faut remarquer que le cristal lui-même, dont la sensibilité est très faible aux fréquences élevées, contribue à ce filtrage. Bien entendu le bruit de photons de la bande utile est peu modifié lui-même.

3.1.4. Cristal détecteur. Caractéristiques électriques

L'antimoniure d'indium de haute pureté est fabriqué dans nos laboratoires d'après les procédés mis au point au C.N.R.S. [11]. Nous avons des composants antimoine et indium, eux-mêmes très purs 99,9999 %. La fusion et le mélange de ces composants, réalisés avec le maximum de soin, sont suivis d'une série de purifications par fusion de zone. Les premiers passages sont faits sous vide, les suivants sous pression d'argon, 0,5 à 1,5 atm.

Le polycristal ainsi obtenu est ensuite transféré dans une machine pour monocristallisation suivant la méthode de Czochralski. On effectue d'abord une fusion sous vide dynamique, puis le tirage sous 1/50 d'atm d'argon.

Le lingot terminé, les plaquettes pour détecteur $5 \times 5 \times 2$ mm, sont découpées avec une scie à fil et leurs caractéristiques électriques contrôlées : effet Hall et résistivité à 77 °K, caractéristique courant-tension à 1,5 °K.

La mesure d'effet Hall à 77 °K nous indique la pureté du matériau.

La courbure de la caractéristique courant-tension (fig. 5) due à l'échauffement des électrons sous l'effet du champ électrique est un critère du phénomène d'électrons chauds. Elle nous permet de prévoir le point de polarisation optimal *F* en l'absence de champ magnétique, comme l'ont montré M.A. KINCH et B.V. ROLLIN [8].

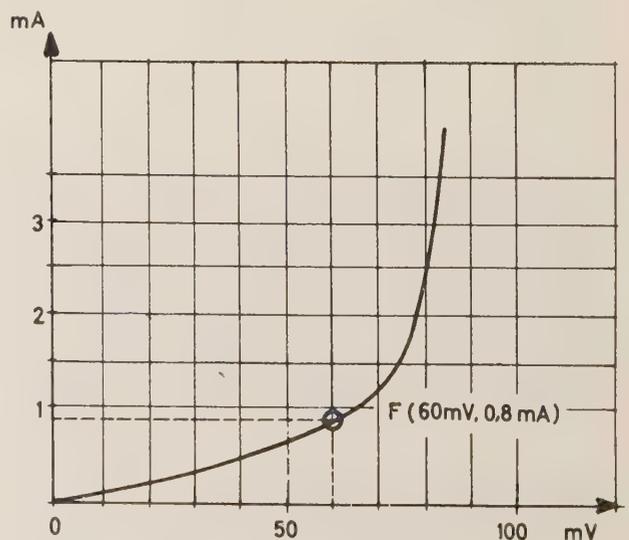


FIG. 5. — Caractéristique voltaique à $T = 1,5$ °K.

De cette caractéristique, nous pouvons aussi déduire la résistivité ρ_0 et la mobilité μ_0 à 1,5 °K. Nous avons alors les éléments pour calculer les paramètres :

μ_F = mobilité des électrons correspondant à la polarisation optimale

$$\tau = m^* \mu / e$$

$$\lambda_c = 2\pi c \tau$$

$$\omega_p = e (n/m^* \epsilon)^{1/2}.$$

Nous indiquons ci-dessous les caractéristiques types des cristaux utilisés :

a) Mesures à 77 °K

Effet Hall $1,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^3 \text{ C}^{-1}$

Résistivité $0,38 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$

Mobilité $4,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

$N_D - N_A$ $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

b) Mesures à 1,5 °K

Caractéristique courant-tension (fig. 5).

Résistivité $\rho_0 = 22 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$

Mobilité $\mu_0 = 7\,500 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

$\mu_F = 15\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

$\tau = 1,45 \cdot 10^{-13} \text{ s}$

$\lambda_c = 275 \text{ } \mu$

$\omega_p = 7 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$

$\lambda_p = 2,5 \text{ mm}$

$\omega_p \tau = 0,1$.

Dans toutes les mesures effectuées en l'absence de champ magnétique le cristal était polarisé au point F (0,8 mA). En présence de champ magnétique, le cristal est polarisé dans chaque cas au point qui rend maximal le signal fourni par le détecteur lorsqu'il est directement éclairé par une lampe à vapeur de mercure à haute pression, exemple 20 μA pour $B = 10,5$ kilogauss.

3.1.5. Chaîne d'amplification (fig. 2)

La sensibilité du cristal est très faible (§ 4.2.) et il est en général nécessaire d'amplifier le signal qu'il fournit pour pouvoir le faire apparaître sur un oscilloscope ou sur un enregistreur.

En l'absence de champ magnétique, la résistance du cristal au point de polarisation F est faible (75 Ω) et on utilisera avec profit un transformateur d'entrée élévateur T (fig. 2). Avec une induction de quelques milliers de gauss, au contraire, la résistance du détecteur est élevée (plusieurs k Ω) et il est très difficile de réaliser un transformateur d'impédance suffisante pour ne pas shunter sensiblement le cristal. Celui-ci est alors directement connecté au préamplificateur PA utilisant un tube à faible bruit de la compagnie britannique STC (3 A/167 M), monté dans un étage à résistance-capacité, de gain 30 dB.

Cet étage est suivi d'un amplificateur sélectif (AS) à grand gain, de bonne qualité (415 B, standing wave

indicator, Hewlett-Packard), qui comporte un redresseur linéaire à la sortie et dont la tension de bruit équivalente est de 0,03 μV . La chaîne se ferme sur un enregistreur suiveur de spot, qui limite le temps de réponse de l'ensemble à 1 s.

L'ensemble de la chaîne à l'exclusion de l'enregistreur, est enfermé dans une cage de Faraday de 60 cm de côté. Lorsqu'on veut étudier un rayonnement qui varie rapidement avec le temps, on remplace cette chaîne par un amplificateur à large bande attaquant un oscilloscope. Enfin, avec la cellule de Golay comme détecteur, nous utilisons l'ensemble électronique Unicam associé.

3.2. ENSEMBLE N° 2. CRYOSTAT FAIBLE ENCOMBREMENT

Le peu de maniabilité et les grandes servitudes du détecteur InSb étant un obstacle à son utilisation, nous y avons partiellement remédié dans l'ensemble n° 2.

Le détecteur prévu pour les longueurs d'ondes supérieures à 300 μ fonctionne sans champ magnétique. L'absence de bobine supraconductrice permet de réduire le volume du cryostat. Ce cryostat contenant un litre d'hélium liquide est réalisé sans chemise d'azote, on élimine ainsi l'emploi de ce fluide.

Des expériences faites à 4,2 °K ont montré que la sensibilité du détecteur n'était que réduite de moitié à cette température.

On peut donc utiliser le détecteur sans pompage sur l'hélium. L'encombrement est alors réduit au seul volume du cryostat (8 dm³, 3,5 kg) (fig. 6). L'autono-

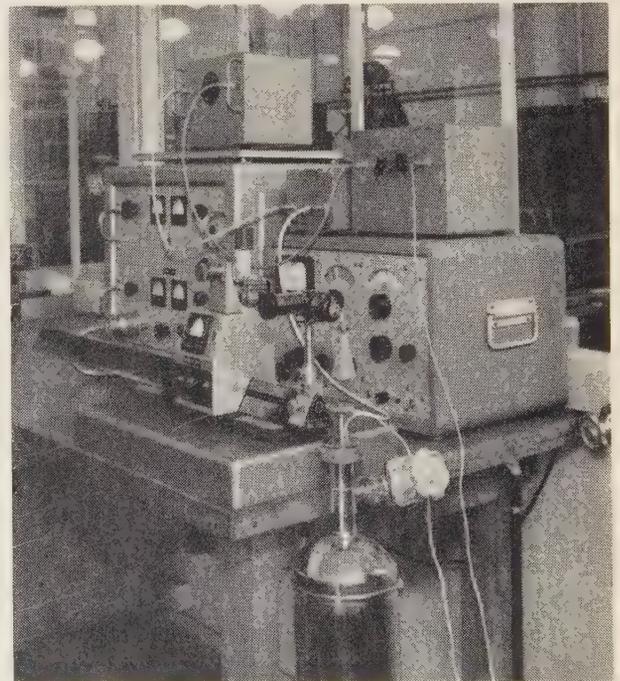


FIG. 6. — Ensemble n° 2 avec cryostat de faible encombrement.

mie d'une charge d'hélium est de 10 h à 4,2 °K et de 6 h à 1,5 °K.

Ni le volume, ni le poids de ce détecteur ne constituent un obstacle à son utilisation. La seule servitude

restante, l'utilisation de l'hélium liquide, doit devenir moins gênante avec la généralisation de l'emploi de ce fluide.

4. Performances

4.1. RÉPONSE SPECTRALE RELATIVE

L'étude de la réponse spectrale va nous permettre de vérifier qualitativement le modèle proposé et de préciser le domaine d'utilisation du détecteur.

Dans la bande considérée, la réponse spectrale des détecteurs dépend beaucoup de leur montage : en effet, les ouvertures ayant des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, les phénomènes de diffraction prennent une grande importance et masquent partiellement les propriétés intrinsèques de l'élément détecteur. Celui-ci ne peut donc être dissocié de son montage. Les résultats qui suivent sont déduits de la comparaison des spectres du corps noir recueillis avec l'ensemble spectromètre-détecteur InSb, d'une part, et avec l'ensemble spectromètre-cellule de Golay, d'autre part [9] ; la sensibilité de la cellule de Golay, devant être, par construction, uniforme depuis le visible jusqu'au submillimétrique.

Cette comparaison n'est plus possible pour des longueurs d'ondes millimétriques, auxquelles la cellule de Golay est peu sensible. Dans cette gamme, nous avons seulement un « point » obtenu avec un klystron 4 mm (Philips YK 1010) éclairant directement le détecteur.

4.1.1. En l'absence de champ magnétique

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 7.

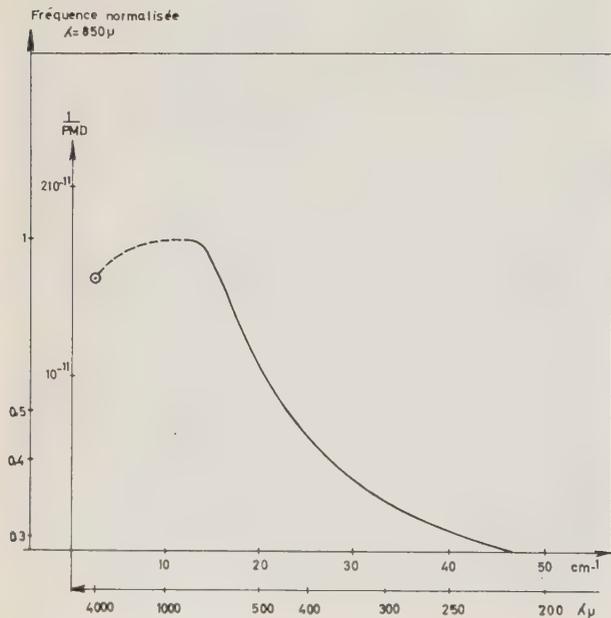


FIG. 7. — Réponse spectrale relative (B₀ = 0 puissance minimum détectable.)

La réponse spectrale augmente avec la longueur d'onde entre 250 et 700 μm puis passe par un palier, ce qui est en accord qualitatif avec la théorie du

§ 2. Cependant cette augmentation ne suit pas quantitativement la loi de variation du coefficient d'absorption et la longueur d'onde critique, où la réponse est réduite de moitié, se situe vers 500 μm alors que le calcul du § 3.1.4. la fixe à 275 μm.

L'influence de l'effet plasma doit être très faible car $\omega_p \tau = 0,1$, avec $\lambda_p = 2,5$ mm. Nous n'avons pas encore de résultats quantitatifs expérimentaux à cette longueur d'onde, cependant les premières mesures semi-quantitatives à 2 mm (*) ont montré un fonctionnement normal du détecteur, confirmant ainsi l'absence d'effet plasma important.

4.1.2. En présence d'une induction magnétique

Pour une induction supérieure à 4 500 gauss, la réponse spectrale relative (fig. 8) est modifiée par

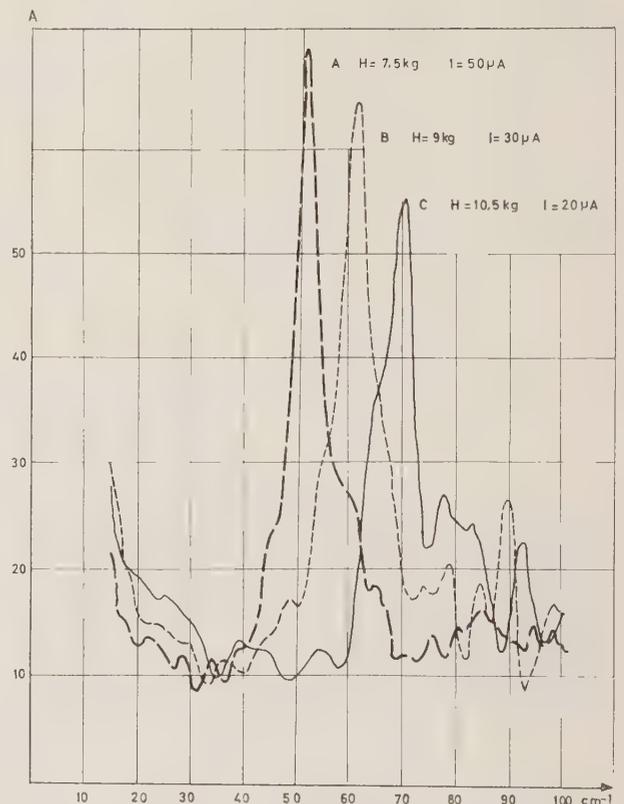


FIG. 8. — Pics de résonance gyromagnétique.

l'apparition, à la fréquence gyromagnétique des électrons, d'un pic, d'abord évasé puis de largeur plus faible et constante, la position des pics étant en très bon accord avec la théorie.

Le domaine d'utilisation de l'InSb est ainsi prolongé vers les courtes longueurs d'ondes, jusqu'à 150 μm. Ce mode de fonctionnement rappelle celui d'un récepteur superhétérodyne dont l'oscillateur local serait accordable sur une large bande (pour que l'analogie soit réelle, il faut, bien entendu, adjoindre un

(*) Mesures réalisées en collaboration avec le CNET (départements PCM et PDT).

filtre qui supprime les longueurs d'onde supérieures à 0,3 mm).

4.2. SENSIBILITÉ SPECTRALE ABSOLUE

Nous appelons ainsi la différence de potentiel qui apparaît aux bornes du détecteur par unité de puissance rayonnante incidente ; cette notion correspond à celle de « responsivity » chez les anglo-saxons.

La sensibilité du détecteur InSb sans champ magnétique est faible ; elle a été mesurée à 4,3 mm en utilisant comme source le klystron Philips. La sensibilité ainsi obtenue, $s = 130$ V/W, est très inférieure à celle de la cellule de Golay et des détecteurs thermiques refroidis.

Toutefois, le détecteur pourra être exploité avec un transformateur élévateur, de préférence immergé dans l'hélium, car son impédance est faible ; ce montage relève, en quelque sorte, la sensibilité. Malheureusement il est difficile de réaliser un tel transformateur avec une large bande ; de toute manière, la composante continue ne passerait pas.

La présence d'un champ magnétique augmente la sensibilité qui reste cependant inférieure à celle des détecteurs thermiques refroidis, l'emploi d'un transformateur est alors plus difficile car l'impédance du détecteur est grande.

4.3. PUISSANCE MINIMALE DÉTECTABLE (PMD)

Nous appelons ainsi la puissance du rayonnement incident qui provoquerait, à la sortie de l'ensemble détecteur, un signal égal au signal d'obscurité, si la bande passante effective, Δf de la chaîne d'amplification, était de 1 Hz. C'est aussi la définition du « noise equivalent power », ou NEP.

La PMD est la somme de plusieurs composantes qu'on peut toutes rapporter à la sortie du cristal détecteur et exprimer sous forme de fluctuations moyennes de tension :

$$\overline{\Delta V^2} = \overline{\Delta V_R^2} + \overline{\Delta V_c^2} + \overline{\Delta V_p^2} + \overline{\Delta V_A^2}.$$

Le premier terme de la somme représente les fluctuations du rayonnement incident, émis par l'espace qui entoure la source et le détecteur ; le deuxième terme représente le bruit du cristal, le troisième les parasites électromagnétiques qui assaillent les différents étages de l'amplificateur, dont le bruit propre est représenté par le dernier terme. Tous ces termes sont proportionnels à la bande passante Δf , tant que les basses fréquences sont exclues. Si s est la sensibilité du cristal photoconducteur, la PMD s'exprime alors par

$$PMD = \frac{(\overline{\Delta V^2} / \Delta f)^{1/2}}{s}$$

Par la suite, nous supposons toujours $\Delta f = 1$ Hz et

$$PMD = (\overline{\Delta V^2})^{1/2} s^{-1}$$

La PMD dépend en général, par $\overline{\Delta V_R^2}$ et s , de la nature des rayonnements incidents et de la longueur d'onde du rayonnement à détecter. Si, comme on le verra plus loin dans notre cas, $\overline{\Delta V_R^2} \ll \overline{\Delta V^2}$, la PMD est inversement proportionnelle à la sensibilité et ne dépend plus que de la longueur d'onde.

Pour orienter les efforts ultérieurs de développement, il est intéressant de comparer les diverses composantes du bruit. Nous suivons, pour ce faire, l'analyse de PUTLEY [12] que nous appliquerons au cas du détecteur sans champ magnétique.

4.3.1. Fluctuation du rayonnement incident

Si le rayonnement est cohérent, ses fluctuations dépendent de la source qui lui a donné naissance et sont, en général, de très faible amplitude. Au contraire, pour un rayonnement incohérent, comme le rayonnement thermique, les fluctuations sont d'autant plus importantes que la température apparente est plus élevée et la bande des fréquences reçues plus étendue. L'écart quadratique moyen est en effet donné, en watts, par :

$$P_R = (\overline{\Delta W_R^2})^{1/2} \\ = 2,77 \cdot 10^{-18} T^{5/2} \{ \alpha \cos \theta \cdot A \cdot \Delta f [J_4(x_1) - J_4(x_2)] \}^{1/2}$$

où T température apparente de la source, en °K ; α angle solide sous lequel le cristal « voit » la source ; $\theta =$ angle que fait, avec la normale au cristal, la direction moyenne des rayons incidents ; $A =$ surface du cristal en cm^2 ; Δf bande passante de l'amplificateur.

$$J_4(x) = \int_0^x \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \simeq \frac{x^3}{3}$$

avec $x = \frac{hc}{kT\lambda}$

λ_1 et λ_2 étant respectivement les longueurs d'onde inférieure et supérieure admises par le détecteur.

Cette expression montre que :

1° il est important de filtrer énergiquement les courtes longueurs d'ondes inutiles : c'est le rôle du filtre refroidi ;

2° il est important de limiter l'angle solide du détecteur à celui sous lequel il voit la source à détecter.

Ainsi, au cours de nos expériences, le cristal ($A = 0,25 \text{ cm}^2$) recevait un rayonnement thermique de 300 °K dans un angle solide de 0,2 sr (déterminé par l'étranglement conique, § 3.1.3.) et une bande comprise entre 100 μ et l'infini. Pour une bande d'amplification $f = 1$ Hz, il vient alors :

$$(\overline{\Delta V_R^2})^{1/2} = 2,6 \cdot 10^{-11} \text{ V} \quad \text{et} \quad P_R = 2 \cdot 10^{-13} \text{ W}.$$

En comparant ce résultat à la valeur de la PMD d'un détecteur superhétérodyne, $7 \cdot 10^{-15} \text{ W}$ [13], nous voyons que, pour la détection des rayonnements millimétriques cohérents, le récepteur à InSb ne peut,

par principe, faire concurrence au récepteur super-hétérodyne dont la bande passante spectrale est nécessairement beaucoup plus étroite que le plus sélectif des détecteurs InSb.

4.3.2. Bruit de cristal

La seule composante de ce bruit que nous puissions chiffrer est le bruit de Johnson

$$(\overline{\Delta V_J^2})^{1/2} = (4kTr)^{1/2}$$

pour $T = 1,5 \text{ }^\circ\text{K}$ et $r = 75 \text{ } \Omega$,

$$(\overline{\Delta V_J^2})^{1/2} = 8 \cdot 10^{-11} \text{ V.}$$

Le bruit dû aux fluctuations de température du gaz électronique [12] est du même ordre que le bruit de Johnson.

Nous admettons que le support du cristal est un isolant thermique parfait. Les seules fluctuations possibles de sa température sont donc celles qui découlent des échanges d'énergie rayonnante avec l'ambiante. Le bruit qui en résulte a déjà été considéré au § 4.3.1.

Lorsque le cristal est polarisé nous observons une augmentation notable du bruit, correspondant à une tension de bruit aux bornes du cristal, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-10} \text{ V}$; ce phénomène est donc plus important que les autres sources de bruit envisagées jusqu'ici.

4.3.3. Parasites électromagnétiques

Bien qu'il ne soit pas d'usage de parler de ce type de bruit puisqu'en principe il peut être supprimé par une construction convenable, nous devons reconnaître qu'il est extrêmement difficile à éliminer, et dépasse même quelquefois largement, en intensité, les autres bruits. D'un jour à l'autre, le bruit total que nous mesurons peut varier d'un facteur de 10 et semble étroitement lié aux manipulations des laboratoires voisins ainsi qu'aux « incidents » du secteur.

Les résultats que nous citons ici correspondent, bien entendu, aux meilleures conditions de travail.

4.3.4. Bruit d'amplificateur

Ce bruit est essentiellement le bruit Johnson du circuit d'entrée du préamplificateur, impédance d'entrée du préamplificateur shuntée par l'ensemble détecteur-transformateur. Ramenée au niveau du cristal, avant le transformateur, la tension de bruit correspondante est $(\overline{\Delta V_A^2})^{1/2} = 7 \cdot 10^{-10} \text{ V}$, valeur trouvée sans polarisation du cristal.

Il résulte des paragraphes précédents qu'en l'absence de parasites électromagnétiques, les composantes de bruit dominantes sont celles de l'amplificateur et de la polarisation du cristal :

$$(\overline{\Delta V^2})^{1/2} = (\overline{\Delta V_A^2} + \overline{\Delta V_C^2})^{1/2} = 8,5 \cdot 10^{-10} \text{ V.}$$

4.3.5. Détermination expérimentale de la PMD

$$\text{Par définition : } PMD_\lambda = \frac{(\overline{\Delta V^2})^{1/2}}{s_\lambda}$$

Nous avons vu que $(\overline{\Delta V^2})^{1/2}$ est indépendant de la longueur d'onde et la PMD est inversement proportionnelle à la sensibilité spectrale, déjà étudiée au § 4.1. Nous allons, à partir d'une expérience, déterminer le coefficient de proportionnalité. Nous nous servirons du rapport signal/bruit, S/b , mesuré à partir de l'émission globale d'un corps noir à $700 \text{ }^\circ\text{K}$. Cette source étant polychromatique, nous écrirons :

$$\left(\frac{S}{b}\right) = \frac{\int W_\lambda s_\lambda d\lambda}{(\overline{\Delta V^2})^{1/2}} = \frac{\int W_\lambda s_\lambda d\lambda}{PMD_\lambda s_\lambda} = \frac{\int W_\lambda \frac{s_\lambda}{s_0} d\lambda}{PMD_\lambda \frac{s_\lambda}{s_0}}$$

Ce n'est autre que la réponse spectrale relative rapportée à sa valeur pour une longueur d'onde de référence arbitraire, que nous avons prise égale à $0,8 \text{ mm}$; s_λ/s_0 est représenté figure 7.

$$PMD_\lambda = \frac{\int W_\lambda \frac{s_\lambda}{s_0} d\lambda}{\frac{s_\lambda}{s_0} \frac{S}{b}}$$

Le calcul de l'intégrale se fait à partir de la loi d'émission du corps noir. Un point délicat est le choix des limites d'intégration. Toutefois, compte tenu de la décroissance rapide de W_λ , pour les ondes longues et de celle, aussi rapide, de s_λ pour les ondes courtes, on ne commet pas d'erreur excessive en prenant, dans notre cas et en l'absence de champ magnétique, les limites $0,2$ et $0,9 \text{ mm}$. On trouve alors :

$$PMD_{0,8 \text{ mm}} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ W.Hz}^{-1/2}$$

Cette procédure n'ayant plus de sens en dehors de la bande définie ci-dessus, nous avons complété ces résultats par un point obtenu, vers $4,3 \text{ mm}$, à l'aide du klystron Philips, et pour lequel nous avons trouvé :

$$PMD_{4,3 \text{ mm}} = 7 \cdot 10^{-12} \text{ W.Hz}^{-1/2}$$

Finalement, l'allure de la courbe de $1/PMD$ ou détectivité (proportionnelle à la réponse spectrale) est donnée par la figure 7 où l'on voit un *maximum plat* autour de $\lambda = 1 \text{ mm}$.

Nous n'avons pas repris les mesures pour le cas où le cristal baigne dans une induction magnétique élevée. Mais il est vraisemblable, que pour $\lambda > 0,3 \text{ mm}$, l'augmentation de la sensibilité s est alors compensée par l'absence de transformateur et que, par suite, la PMD n'est pas sensiblement modifiée par ces longueurs d'ondes. Au contraire, elle est considérablement réduite à la fréquence gyromagnétique.

Ainsi, dans la bande de 0,3 à 4 mm au moins, le détecteur a une PMD au moins dix fois inférieure à celle de la cellule de Golay ($3 \cdot 10^{-10}$ WHz^{-1/2}).

4.4. TEMPS DE RÉPONSE

Dans la bande spectrale étudiée et dans la mesure où le détecteur InSb se comporte comme un bolomètre, son temps de réponse est déterminé par le temps de relaxation de l'énergie des électrons libres du cristal, lequel est très bref.

Des mesures ont été effectuées sur un cristal de $0,5 \times 1 \times 2$ mm fixé à l'extrémité d'un guide « 4 mm » baignant dans l'hélium liquide en l'absence de champ magnétique, la tension de polarisation étant 0,7 V. Le guide transmet au cristal le rayonnement issu du klystron, modulé en amplitude par des impulsions à flancs raides appliquées au réflecteur. Le signal issu du cristal est amplifié et enregistré sur l'écran d'un oscilloscope à large bande où il est comparé aux impulsions détectées par un cristal témoin 1N53. Compte tenu de toutes les constantes de temps en jeu, le temps de réponse du cristal est de 30 ns.

Nous ne savons pas encore comment varie ce temps de réponse en fonction des dimensions et des conditions d'emploi du cristal (champ électrique, champ magnétique, température), mais d'ores et déjà il est de plusieurs dizaines de fois inférieur à celui des détecteurs thermiques.

5. Domaines d'utilisation

De ce qui précède, il ressort que :

a) dans la bande de 0,1 à 2 mm le détecteur à InSb est probablement le plus sensible des détecteurs, après le bolomètre au germanium de Low [14] d'ailleurs très délicat à mettre en œuvre ;

b) dans la même bande, il est plus rapide que tous les autres détecteurs ;

c) pour les problèmes de détection à très large bande d'entrée (0,2 à 10 mm) ou à bas niveau de puissance (spectrométrie), il est très supérieur à la cellule de Golay ;

d) pour la détection de rayonnements millimétriques cohérents (donc à bande relativement étroite), il est inférieur aux récepteurs superhétérodynes ;

e) enfin, il est le seul à pouvoir fonctionner en détecteur sélectif, accordable dans une large bande spectrale.

A son passif, il faut mettre son encombrement (une dizaine de litres sans compter l'électronique) et la nécessité d'un matériel cryogénique spécialisé, servitudes inconnues de la cellule de Golay.

6. Applications

Le détecteur à antimoniure d'indium a déjà fait l'objet d'une importante application : l'étude du spectre du rayonnement des plasmas gazeux chauds au voisinage de leur fréquence de coupure. Cette étude a permis d'obtenir des indications précieuses sur la température et la densité des plasmas [15,

16, 17] et continue de faire l'objet de travaux intensifs dans nos laboratoires.

Nous avons également utilisé notre récepteur pour étudier l'absorption du rayonnement infrarouge lointain par l'atmosphère, travaux dont il sera question dans une prochaine publication et qui ont pour but de mieux apprécier les possibilités des télécommunications dans cette bande.

MM. PUTLEY et ROBERTS, ainsi que leurs collègues du Royal Radar Establishment, Malvesn, G.B. nous ont communiqué de nombreux résultats d'expérience et nous ont reçus dans leurs laboratoires, où nous avons eu de fructueux entretiens : nous les en remercions vivement.

Nous remercions également la D.G.R.S.T. et particulièrement Monsieur le Professeur LALLEMAND de leur appui et de leurs conseils.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] COLEMAN P.D. — (1963). State of the art. Millimeter and sub-millimeter Waves. *I.E.E.E. Trans. MTT*. II (5), 271.
- [2] BROUSSAUD G. et RICHARD B. — (1963). Intérêt comparé des radiométries infrarouge et hertzienne. *An. de Radio*. 18 (72) 89.
- [3] BALKANSKI M., BESSON M., LE TOULEC R. — Modes couplés dans le CdS dans l'infrarouge lointain. VII^e congrès international sur la physique des semiconducteurs Paris.
- [4] HADNI, JANOT, DECAMPS. — Spectrométrie dans l'infrarouge lointain. *Revue d'optique théorique et instrumentale* 1959. 38 463.
- [5] PUTLEY E.H. — (1963). The detection of sub-millimeter radiation. *Proc. I.E.E.E. Nov.*, p. 1412.
- [6] PUTLEY E.H. — (1960). Impurity photoconductivity in N-type InSb. *Proc. Phys. Soc.* 76, 802-5.
- [7] ROLLIN B.V. — (1961). Detection of millimeter and sub-millimeter wave radiation by free carrier absorption in a semiconductor. *Proc. Phys. Soc.* 77, 1102-3.
- [8] KINCH M.A. et ROLLIN B.V. — Detection of millimeter and sub-millimeter wave radiation by free carrier absorption in a semiconductor. *Brit. Journ. Appl. Phys.*, vol. 14, p. 672 (1963).
- [9] PAPOULAR R. (1962). — Spectrométrie interférentielle dans la bande de 0,1 à 10 mm. *J. Phys. Rad.* (1962) 23, suppl. N° 12, 185 A.
- [10] PAPOULAR R. — (1964). Far infrared reference sources. *Infrared Physics* 4, 137.
- [11] M. RODOT, P. DUCLOS, F. KOVER, H. RODOT. — *C.R. Acad. Sc.*, 242, 1956, p. 2522.
- [12] PUTLEY E.H. — (1964). The ultimate sensitivity of sub-millimeter detectors. *I.R. Phys.* 4, P. 1.
- [13] MEREDITH & WARNER. — (1963). Superheterodyne radiometer for use at 70 and 140 GHz. *I.E.E.E. trans. MTT-II* (5) 397.
- [14] LOW F.J. — (1961). Low temperature germanium bolometer. *J. Opt. Soc. Am.* vol. 51, p. 1300. Nov. 61.
- [15] HARDING & ROBERTS. — Nuclear Fusion. Suppl. part 3. p. 883 (1962).
- [16] KIMMITT & NIBLETT. — *Proc. Phys. Soc.*, vol. 82, p. 938 (1963).
- [17] CANO R. & MATTIOLI M. — Spectroscopic device for the analysis of the radiation emitted by a plasma near the plasma frequency. 3rd Symposium on Engineering problems in Thermonuclear Research. Munich, June 22-24, 1964.

RAPPORT SIGNAL/BRUIT DES DÉTECTEURS PHOTOÉLECTRIQUES

PAR

F. DESVIGNES

*Ingénieur en Chef aux Laboratoires d'Electronique
et de Physique appliquée (L.E.P.)*

1. Introduction

Les travaux de R. CLARK JONES sur la limite de détection des organes récepteurs de lumière ont rendu familières les notions

- de flux équivalent au bruit (NEP) F_m ,
- d'éclairement équivalent au bruit (NEI) E_m ,
- de détectivité $D = \frac{1}{F_m}$ (1)

et de détectivité spécifique

$$D^* = \frac{(A \cdot \delta\nu)^{\frac{1}{2}}}{F_m} = \frac{1}{E_m} \left(\frac{\delta\nu}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

— F_m est l'amplitude (ou la valeur efficace) de la composante modulée du flux de rayonnement qui donne une puissance de signal égale à la puissance de bruit,

— A est l'aire effective de la surface photosensible [1, p. 527],

— $\delta\nu$ est la largeur de la bande de fréquences de l'instrument utilisé pour l'observation de la réponse.

Les caractéristiques de l'excitation F , c'est-à-dire composition spectrale et fréquence de modulation, doivent être spécifiées ; de plus,

— la relation (1) suppose que la largeur de bande de l'instrument d'observation est donnée,

— la relation (2) suppose que le bruit est « blanc » ou que la largeur relative de la bande de fréquences est très inférieure à l'unité, et que le corps photosensible est le siège du mécanisme de production responsable du bruit dominant. Bien entendu, on peut toujours calculer une valeur de D^* à partir de valeurs expérimentales de A , $\delta\nu$ et F_m , mais le résultat trouvé

n'a de signification physique que si les conditions ci-dessus sont vérifiées.

La plupart des constructeurs indiquent aujourd'hui la détectivité de leurs récepteurs, pour l'unité de largeur de bande (1 Hz) et pour des conditions d'emploi données.

Utiliser la valeur de la détectivité spécifique d'un détecteur pour calculer le rapport w_s/w_b entre les puissances de signal et de bruit sous l'effet d'un flux modulé d'amplitude F :

$$\frac{w_s}{w_b} = \left(\frac{F}{F_m} \right)^2 = \frac{(D^*F)^2}{A \cdot \delta\nu} \quad (3)$$

revient à admettre que la présence du signal ne change rien à l'intensité du bruit.

Les progrès de ces dernières années dans le domaine des lasers et dans celui de la production de lumière modulée à très haute fréquence (diodes à électroluminescence, modulation par effet Pockels), nous ont conduit à étudier des détecteurs rapides pour l'infrarouge. L'examen des mérites comparés des divers types de détecteurs réalisables nous a amené à établir les relations entre le rapport signal/bruit, la largeur de bande, les intensités du signal et des courants parasites contribuant au bruit. Cet examen a permis de fixer les limites de validité de la notion de détectivité, et de décrire le comportement des détecteurs photoélectriques au delà de ces limites et dans la région de transition.

2. Hypothèses

Pour les caractéristiques du détecteur (petits signaux et une certaine bande de fréquences), le circuit admit-

tances équivalent à un détecteur de lumière peut être représenté par un ensemble de quatre termes (fig. 1) :

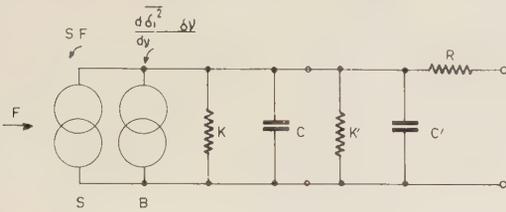


FIG. 1.

— un générateur de courant de signal, caractérisé par la sensibilité

$$S = \left(\frac{\partial i}{\partial F} \right)_v \quad (4)$$

S doit être considéré comme une fonction complexe de ν : en effet le courant de signal en court-circuit SF , correspondant à une excitation F donnée, subit aux fréquences élevées un retard de phase et une perte d'amplitude dus, par exemple, aux temps de transit des porteurs libérés par effet photoélectrique et à la dispersion de ces temps.

— un générateur de courant de bruit, caractérisé par la distribution spectrale de la fluctuation du courant sortant du détecteur :

$$\left(\frac{d\overline{\delta i^2}}{d\nu} \right)_v = f(\nu) \quad (5)$$

- une conductance K ,
- une capacité C .

Le choix de ce circuit équivalent est justifié par les remarques suivantes :

— les phénomènes photoélectriques sont toujours au départ le fait d'échanges d'énergie entre photons et électrons : la sensibilité « primaire » est toujours le rapport entre un débit d'électrons (courant i) et un débit de photons (flux F) ;

— au fur et à mesure que les constructeurs perfectionnent un type de détecteur donné, les causes résiduelles de bruit tendent à n'être plus que les processus de libération d'électrons dans le corps photosensible, libération due soit à l'agitation du réseau, soit aux rayonnements parasites, soit au signal lui-même.

— dans la plupart des détecteurs actuels utilisant l'effet photoélectrique interne, l'admittance

$$A = \left(\frac{\partial i}{\partial \nu} \right)_F \quad (6)$$

est déterminée essentiellement par les capacités parasites et par des résistances parallèles : les termes K et C du circuit équivalent sont alors des constantes. Dans l'avenir, on doit s'attendre toutefois à ce que les inductances et les résistances série parasites jouent un rôle non négligeable dans les détecteurs à effet photoélectrique interne (photodiodes) capables de

décoder des signaux modulés à des fréquences de l'ordre des GHz ; les paramètres K et C du circuit équivalent seront alors fonction de la fréquence.

Supposons que le détecteur soit associé à un système d'observation dont le gain est \mathcal{G} , et que l'admittance totale vue par les générateurs de signal et de bruit soit A ; sous l'action d'une excitation d'amplitude F modulée à la fréquence ν_0 , le rapport signal/bruit vaudra :

$$\frac{w_s}{w_b} = \frac{\frac{S \cdot S^* F^2}{2\sqrt{A \cdot A^*}} \mathcal{G}_{\nu_0}}{\int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{A \cdot A^*}} \left(\frac{\partial \overline{\delta i^2}}{\partial \nu} \right)_v \mathcal{G} d\nu} \quad (7)$$

Si l'on suppose, pour simplifier, que le gain est constant entre ν_1 et ν_2 , nul en deçà et au delà, et que l'admittance est constante dans l'intervalle $\nu_1 - \nu_2$, la relation (7) prend la forme simplifiée :

$$\frac{w_s}{w_b} = \frac{S \cdot S^* F^2}{2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left(\frac{d\overline{\delta i^2}}{d\nu} \right)_v d\nu} \quad (8)$$

La figure 2 représente l'allure générale de la distribution de $S \cdot S^*$ et de $\partial \overline{\delta i^2} / \partial \nu$ en fonction de la fréquence, caractéristique de tous les détecteurs rapides photoélectriques modernes. La distribution spectrale du bruit a souvent la forme :

$$\left(\frac{d\overline{\delta i^2}}{d\nu} \right)_v = \left(\frac{d\overline{\delta i^2}}{d\nu} \right)_\infty \left(1 + \frac{\nu_b}{\nu} \right) \quad (9)$$

Dans cette relation, le terme asymptotique, premier facteur du second membre, est généralement peu

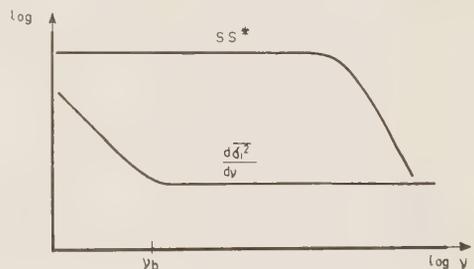


FIG. 2.

différent du terme correspondant au bruit de granulation du plus petit débit de particules mis en cause dans la transmission du signal dans le détecteur. En effet le processus photoélectrique primaire, c'est-à-dire le transfert de l'énergie des photons à des électrons du solide se fait, dans le domaine des radiations optiques, à raison d'un électron par photon au plus. Une fraction seulement des électrons excités pourra être observée avant que ces électrons retournent à leur état primitif : le rapport entre le nombre d'électrons ainsi observés et le nombre de photons reçus, que nous

appellerons efficacité quantique, est inférieur à l'unité. Le bruit de répartition correspondant est tel que si la distribution des photons incidents suit la loi de Poisson, le bruit de granulation observé est alors celui que permet de prévoir la loi de Schottky appliquée aux photoélectrons primaires [2, p. 112]. D'autre part, tout processus de multiplication ultérieur de ce courant primaire entraîne un bruit de répartition dont l'importance relative est, en principe, d'autant plus petite que le facteur de multiplication de chaque opération est plus élevé ; dans les photomultiplicateurs par exemple, la contribution de ce phénomène représente en pratique 20 à 50 % du bruit total [2, pp. 115-117] ; pour simplifier, nous négligerons ce facteur ; nous admettrons que le bruit est calculable en ne tenant compte que du courant des photoélectrons.

v_b fixe l'importance relative du bruit à basse fréquence : l'expérience montre que ce terme dépend des conditions d'emploi du détecteur, et notamment de l'intensité du signal. On admet généralement que dans les dispositifs à semiconducteurs le terme en v_b/v de la relation (9) est dû à des imperfections des surfaces (surfaces libres, contacts). L'expérience montre par ailleurs que, pour des signaux F tels que le courant de signal n'est plus petit par rapport au courant d'obscurité, l'intensité du bruit croît avec F mais que le terme blanc augmente plus vite que le terme en $1/v$, si bien que v_b diminue.

Si la relation (9) représente correctement la distribution spectrale de la fluctuation, l'intégrale du dénominateur de la relation (8) vaut :

$$\overline{\delta i^2} = \left(\frac{d\delta i^2}{dv} \right)_\infty \left[v_2 - v_1 + v_b \ln \frac{v_2}{v_1} \right]. \quad (10)$$

Le facteur entre crochets de la relation (10) peut être mis sous la forme :

$$\left[v_2 - v_1 + v_b \ln \frac{v_2}{v_1} \right] = v_b \left[\left(\frac{v_2}{v_b} + \ln \frac{v_2}{v_b} \right) - \left(\frac{v_1}{v_b} + \ln \frac{v_1}{v_b} \right) \right]. \quad (11)$$

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs de $\frac{v}{v_b} + \ln \frac{v}{v_b}$ en fonction de v/v_b ; cette table montre bien que lorsque $v_2 \gg v_b$, le terme « blanc » du bruit l'emporte facilement sur le terme en $1/v$.

$\frac{v}{v_b}$	$\frac{v}{v_b} + \ln \frac{v}{v_b}$	$\frac{v}{v_b}$	$\frac{v}{v_b} + \ln \frac{v}{v_b}$
0,01	-4,59	1	1,00
0,02	-3,89	2	2,69
0,05	-2,94	5	6,61
0,10	-2,20	10	12,30
0,20	-1,41	20	22,99
0,50	-0,19	50	53,91
		100	104,60

En général, v_b est compris entre 1 et 10 kHz : on voit donc que si l'on s'intéresse à des systèmes dont la fréquence de coupure est supérieure à quelques centaines de kHz, le bruit basse fréquence est négligeable, quel que soit v_1 dans le domaine des valeurs usuelles. En conclusion, puisqu'on considère ici essentiellement le problème des détecteurs rapides, on pourra admettre que le bruit est calculable en ne tenant compte que du bruit de granulation du plus petit débit de particules.

3. Débit d'obscurité, débit de signal, rapport signal/bruit

La distribution spectrale de la valeur quadratique moyenne de la fluctuation dans un débit de particules distribuées aléatoirement dans le temps est donnée par la formule de Schottky :

$$\frac{\overline{d\delta n^2}}{dv} = 2\bar{n} \quad (12)$$

où \bar{n} représente le débit moyen. Cette relation est aussi bien valable pour les photons d'un flux (*) que pour les électrons d'un courant.

Si n_0 est le débit de particules en l'absence de signal et n_s le débit dû au signal, supposé stationnaire, le rapport entre les puissances de signal et de bruit vaut :

$$\frac{w_s}{w_b} = \frac{n_s^2}{\delta n^2} = \frac{n_s^2}{2(n_0 + n_s)\delta v}. \quad (13)$$

Pour examiner les variations du rapport ci-dessus en fonction du débit de signal n_s pour un détecteur donné caractérisé par n_0 , il est intéressant d'utiliser une forme normée de la relation (13) :

$$\frac{n_s}{n_0} = \left(\frac{w_s}{w_b} \frac{\delta v}{n_0} \right) \left[1 + \left(1 + 2 \frac{w_b}{w_s} \frac{n_0}{\delta v} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (14)$$

dont les valeurs limites sont :

pour $\frac{w_s}{w_b} \frac{\delta v}{n_0} \ll 1 :$ (15a)

$$\frac{n_s}{n_0} \simeq \left[2 \frac{w_s}{w_b} \frac{\delta v}{n_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15b)$$

et pour $\frac{w_s}{w_b} \frac{\delta v}{n_0} \gg 1 :$ (16a)

$$\frac{n_s}{n_0} \simeq 2 \frac{w_s}{w_b} \frac{\delta v}{n_0} \quad \text{ou} \quad n_s \simeq 2 \frac{w_s}{w_b} \delta v. \quad (16b)$$

(*) Dans le cas d'un débit parfaitement aléatoire ; cela n'est plus vrai par exemple, dans l'émission du corps noir à la température T pour les photons dont l'énergie n'est pas grande devant kT .

La largeur de bande $\delta\nu$ correspond à une durée d'observation $\theta = 1/2 \delta\nu$; la quantité $n_0/\delta\nu$ est donc égale au double du nombre de particules reçues pendant le temps d'observation, en l'absence de signal. Le cas représenté par les relations (15) est donc celui où le nombre de particules observées en l'absence de signal pendant un temps déterminé est grand devant le rapport signal/bruit ; c'est celui où la notion de détectivité peut être appliquée au calcul du rapport signal/bruit (relation 3).

Au contraire, les relations (16) correspondent aux cas où le nombre de particules observées en l'absence de signal pendant un temps déterminé est petit devant le rapport signal/bruit : la valeur de ce rapport est alors entièrement déterminée par le débit de signal n_s comme le montre la dernière forme de la relation (16 b)

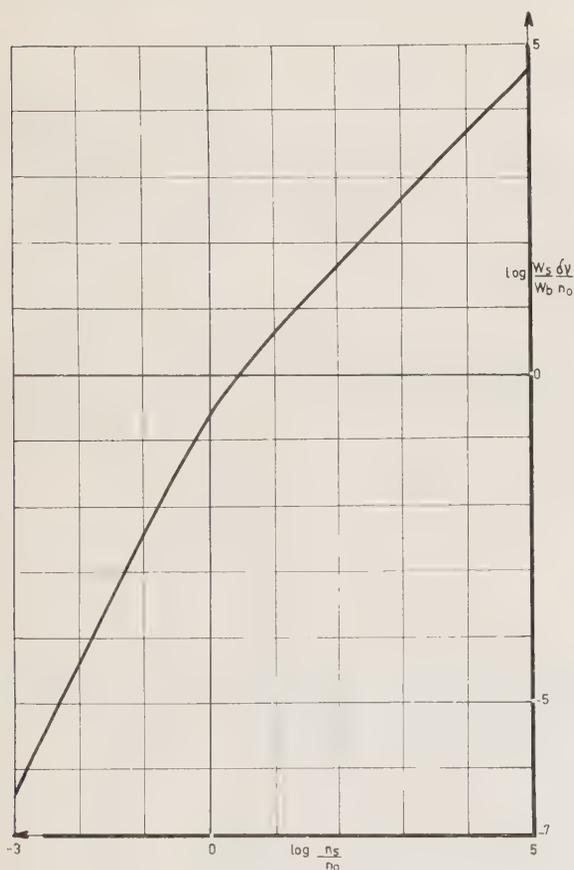


FIG. 3.

La figure 3 représente la variation de (w_s/w_b) ($\delta\nu/n_0$) en fonction de n_s/n_0 .

4. Exemples

On cherche à comparer les mérites des photomultiplicateurs et des photodiodes rapides dans le visible et le proche infrarouge.

4.1. PHOTOCATHODE CÉSIIUM - OXYGÈNE - ARGENT ET PHOTODIODES

On étudiera ici la variation du rapport signal/bruit en fonction de l'intensité du flux F des photons incidents. Les caractéristiques des détecteurs sont :

Photocathode (photomultiplicateur 56 CVP)

Aire sensible	13 cm ²
Densité du courant d'obscurité	$1,2 \cdot 10^{-12}$ A · cm ⁻²
Débit d'électrons dans l'obscurité n_0	10^8 s ⁻¹
Efficacité quantique, $K = n_s/F$,	
à 0,84 μ	$3,2 \cdot 10^{-3}$
1,00	$1,0 \cdot 10^{-3}$
1,08	$3,2 \cdot 10^{-4}$
1,15	$1,0 \cdot 10^{-4}$

Photodiodes

Aire sensible	1 mm ²
---------------	-------------------

a) Germanium :

densité du courant d'obscurité	3,2 mA/cm ²
débit d'obscurité, n_0	$2,0 \cdot 10^{14}$ s ⁻¹
efficacité quantique, de 0,8 à 1,2 μ	0,5

b) Silicium :

densité du courant d'obscurité	0,32 μ A/cm ²
débit d'obscurité, n_0	$2,0 \cdot 10^{10}$ s ⁻¹
Efficacité quantique à 0,98 μ	$3,2 \cdot 10^{-1}$
1,02	$1,0 \cdot 10^{-1}$
1,07	$3,2 \cdot 10^{-2}$
1,12	$1,0 \cdot 10^{-2}$

La figure 4 donne la variation du rapport signal/

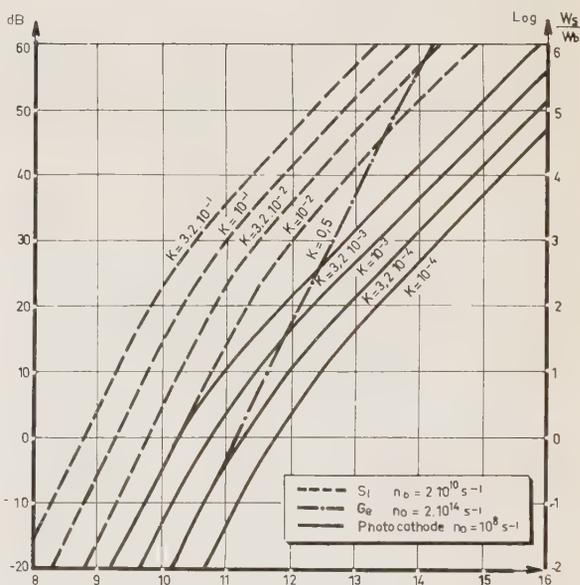


FIG. 4.

bruit en fonction du flux de signal, pour une largeur de bande de 10 MHz ; cette figure montre que :

— pour la photodiode au germanium le bruit est déterminé par le débit d'obscurité jusqu'à des valeurs de w_s/w_b correspondant à plus de 50 dB ; au contraire, pour la photocathode, c'est pratiquement toujours le bruit dû au débit de signal qui intervient. La photodiode au silicium est le cas intermédiaire, le passage d'un régime à l'autre se produit lorsque le rapport signal/bruit avoisine 30 dB.

— parce que leur efficacité quantique devient trop faible, la photocathode et la photodiode au silicium sont, dans tous les cas, inférieures à la photodiode au germanium pour les longueurs d'onde respectivement supérieures à 1,08 et 1,20 μ . Ces longueurs d'onde limitées sont fonction décroissante du rapport signal/bruit désiré : pour $w_s/w_b = 100$ (20 dB), la longueur d'onde d'équivalence n'est pas changée pour la photodiode au silicium, mais tombe à 0,95 μ environ pour la photocathode.

— le rapport signal/bruit est proportionnel au carré de l'intensité F_s du signal lorsque le bruit est déterminé par le débit d'obscurité n_0 (photodiode au germanium) alors qu'il ne varie que comme F_s lorsque le bruit est dû au signal (photomultiplicateur).

4.2. VARIATIONS SPECTRALES DU FLUX DONNANT UN RAPPORT SIGNAL/BRUIT PRÉDÉTERMINÉ

Les résultats du paragraphe précédent conduisent à la question : quelle est, en fonction de la longueur d'onde, la valeur du flux de signal F_s qui donne une valeur prédéterminée du rapport signal/bruit pour une certaine largeur de bande ? La figure 5 donne cette valeur de F_s en fonction de la longueur d'onde pour les photocathodes $SbCs_3$, $SbNa_2K$ (Cs), Cs_2O (Ag) et pour les photodiodes Si et Ge dont les caractéristiques essentielles ont été données au paragraphe précédent pour une largeur de bande de 10 MHz et pour un rapport signal/bruit de 20 dB. Cette figure montre combien la photodiode au silicium pourrait être intéressante en deçà de 1,15 μ ; mais ce résultat ne tient compte que des propriétés intrinsèques du détecteur : l'utilisation du signal impose des restrictions dont on verra l'importance au chapitre 5.

4.3. INFLUENCE D'UNE EXCITATION PARASITE

Pour certaines applications telles que l'observation du rayonnement émis par une petite source éloignée, les tolérances sur la précision du pointage, la turbulence atmosphérique, les imperfections du système optique, imposent l'emploi de dispositifs dont le champ est sensiblement supérieur aux dimensions apparentes de la source. Si la luminance du fond autour de l'objet n'est pas nulle, le détecteur reçoit, en plus du flux de signal F_s , un flux parasite F_p qui contribue au débit total $n_0 + n_s$ sans rien ajouter au signal : il augmente donc n_0 et, par suite, diminue le rapport signal/bruit.

Supposons pour simplifier que l'efficacité quantique du détecteur est la même pour la lumière parasite que pour la lumière de signal, on trouve alors, avec la relation (13), qu'en présence de lumière parasite le rapport signal/bruit est réduit par le facteur :

$$\left(\frac{w_s}{w_b}\right)_p = \frac{1}{1 + \frac{F_p}{F_s + \frac{n_0}{K}}} \quad (17)$$

où n_0/K représente le flux de photons équivalent au débit d'obscurité.

Cette relation montre que si deux détecteurs sont équivalents en l'absence de lumière parasite, c'est celui pour lequel n_0/K est le plus élevé qui sera le moins affecté par la présence du signal parasite.

Si l'on compare, par exemple, deux détecteurs pour lesquels l'un a $n_0 = 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $K = 0,7$, l'autre $n_0 = 10^7 \text{ s}^{-1}$, $K = 0,1$, sous une excitation de $2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ et avec une largeur de bande de 10 MHz, le rapport signal/bruit sera égal à 100 (20 dB) dans les deux cas. Mais pour le premier le débit n_0/K vaudra $1,41 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ alors que pour le second, il ne sera que 10^8 s^{-1} . Une excitation parasite F_p de 10^{12} s^{-1} ramènera le rapport w_s/w_b à 3 dB pour le second détecteur alors qu'il sera encore 11,5 dB pour le premier.

Sur ce point, les photodiodes sont donc très avantageuses par rapport aux photomultiplicateurs.

5. Problème d'adaptation

Les détecteurs à photoémission sont pratiquement toujours associés à un amplificateur à émission secondaire d'une qualité telle qu'ils permettent aujourd'hui de percevoir le bruit de débits aussi petits que 10^4 s^{-1} tout en étant capables de transmettre des bandes de fréquences très larges.

Il n'en est pas de même avec les photodiodes : celles-ci doivent être associées à des amplificateurs. Si le circuit équivalent à l'entrée de l'amplificateur est représenté par une capacité C' et une conductance K' , la largeur de bande δv [utilisation en détecteur vidéo ⁽¹⁾] déterminée par les paramètres électriques du circuit équivalent à l'ensemble, sera :

$$\delta v = \frac{1}{4} \frac{K + K'}{C + C'} \quad (18)$$

Pour obtenir le meilleur rapport signal/bruit il est nécessaire d'éliminer ou, en tout cas, de réduire les causes de bruit autres que celles qui sont liées au corps photosensible, c'est-à-dire :

- le bruit d'agitation thermique de la résistance $1/(K + K')$,
- le bruit propre à l'amplificateur.

Le premier de ces termes devient inférieur au bruit du courant $i_0 = q \cdot n_0$ débité par le détecteur lorsque :

$$\frac{i_0}{K + K'} > 2 \frac{kT}{q} \quad (19)$$

Avec (18), la condition (19) peut être écrite :

$$\frac{n_0}{\delta v} > 8 \frac{kT}{q^2} (C + C') \quad (20)$$

(1) L'utilisation en « photoparamétrie » ne change rien aux conclusions qui vont suivre quant au comportement de la diode et de sa charge : la fluctuation de courant est convertie en fluctuation de tension, donc de capacité, donc de fréquence.

Cela signifie que les capacités du circuit équivalent doivent être réduites au minimum pour que le débit d'obscurité n_0 soit le plus petit possible tout en continuant à dominer les autres causes de bruit.

A 300 °K, $q^2/8kT$ vaut $7,74 \cdot 10^{-17}$ F. Si la somme des capacités C et C' vaut 3,87 pF, le nombre limite de particules $n_0/\delta\nu$ est égal à $5 \cdot 10^4$, et le débit limite n_0 satisfaisant à la condition (20), pour une largeur de bande de 10 MHz, vaut $5 \cdot 10^{11}$ s⁻¹.

On voit donc qu'en pratique les performances intrinsèques de la photodiode au silicium ne sont pas totalement utilisables ($n_0 = 2 \cdot 10^{10}$ s⁻¹) alors que celles de la photodiode au germanium le sont facilement ($n_0 = 2 \cdot 10^{14}$ s⁻¹).

La droite en trait mixte portée sur la figure 5 représente la valeur du flux de signal relatif à une photo-

l'entrée de cet instrument est équivalente à celle d'une résistance parfaite de valeur R , pour que le bruit soit inférieur à celui qui est dû au courant i_0 , il suffit que R satisfasse à la condition :

$$R < \frac{q}{32kT} \frac{i_0}{(C \cdot \delta\nu)^2} = \frac{i_0}{0,828 \text{ Volt} \cdot (C \cdot \delta\nu)^2} \quad (22)$$

ou, pour $i_0 = 80$ nA (valeur citée plus haut), $C = 3,87$ pF, $\delta\nu = 10$ MHz : $R < 66,2 \Omega$.

6. Conclusions

Les résultats numériques ci-dessus ont été établis, par souci d'homogénéité, pour une largeur de bande de 10 MHz et un rapport signal/bruit de 100. Pour certaines applications, on peut chercher à utiliser des bandes beaucoup plus larges (téléométrie, modulation delta). Les relations (15) et (16) montrent qu'alors les détecteurs qui entraînent dans la catégorie (15) tendent à passer dans la catégorie (16) et que, pour obtenir un rapport signal/bruit donné, il faut bien entendu augmenter n_s , c'est-à-dire le flux de signal.

La relation (20) montre qu'à capacité constante le débit d'obscurité minimal n_0 correspondant à la perception du bruit de granulation est proportionnel à la largeur de bande et que la résistance équivalente à l'entrée de l'amplificateur (22), proportionnelle à $n_0/\delta\nu^2$, doit être d'autant plus petite que $\delta\nu$ est plus grand.

Dans la comparaison avec les photomultiplicateurs, les photodiodes rapides ont le lourd handicap de ne pas disposer d'un amplificateur d'aussi bonne qualité que le multiplicateur à émission secondaire : elles ne prennent l'avantage qu'aux longueurs d'onde où les photocathodes deviennent franchement mauvaises.

L'absence d'amplificateur incorporé sans capacité d'entrée fait qu'un courant d'obscurité important peut être toléré et que la présence de flux parasites est moins gênante qu'avec les photomultiplicateurs.

Les qualités fondamentales d'une bonne photodiode rapide sont, outre le faible temps de transit, avant tout une très petite capacité et une bonne efficacité quantique.

L'auteur remercie la Direction des Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée pour l'autorisation de publier ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DESVIGNES F. — *Acta Electronica* 5 (4) oct. 1961, pp. 517-592.
- [2] VAN DU ZIEL A. — *Noise*, Prentice Hall, New York, 1954.

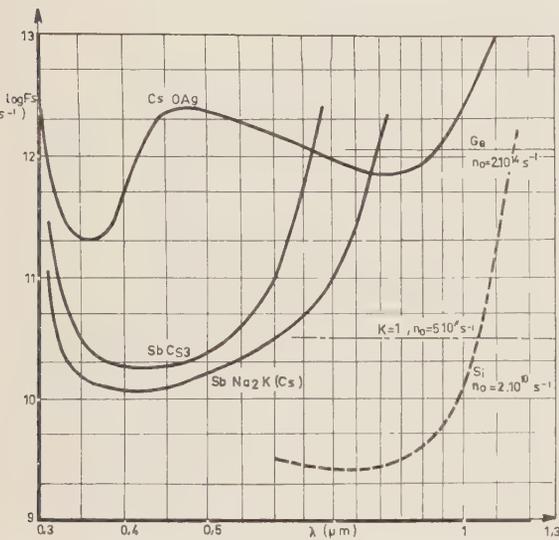


FIG. 5.

diode hypothétique qui satisferrait à la condition (20) pour $C + C' = 3,87$ pF et $\delta\nu = 10$ MHz ($n_0 = 5 \cdot 10^{11}$ s⁻¹, $i_0 = 80$ nA) et qui donnerait un rapport signal/bruit de 20 dB avec une efficacité quantique égale à l'unité.

La traduction pratique de la relation (20) est que le bruit de granulation du courant circulant dans un système à 300 °K, ayant une largeur de bande $\delta\nu$ et une capacité totale C n'est perceptible que si le courant est lui-même supérieur à la valeur limite :

$$i_i = 0,207 \text{ Volt} \cdot C \cdot \delta\nu \quad (21)$$

Les résultats ci-dessus ne tiennent pas compte du bruit propre à l'amplificateur. Si la tension de bruit à

PERFORMANCES DES DÉTECTEURS PHOTO-PARAMÉTRIQUES A RÉSISTANCE POSITIVE

PAR

D.J. ROULSTON

*Ingénieur au Centre de Recherches Physico-Chimiques
C.S.F. (Puteaux, Seine)*

1. Introduction

Dans cet article nous allons considérer la détection directe par une photodiode d'un signal infrarouge modulé en amplitude avec une fréquence sous porteuse de quelques mégahertz et avec une bande suffisante pour transmettre soit un nombre élevé de voies téléphoniques, soit une voie de télévision. Puisque le système étudié ne comporte pas de superhétérodyne optique à la détection, il peut être utilisé avec des signaux porteurs non cohérents : dans ces conditions il est bien connu [1, 2] que les performances limites sont déterminées par le bruit de l'amplificateur qui suit la diode détectrice. Il est donc évident que l'étude doit porter sur la diminution de ce bruit ; les systèmes utilisant les principes de l'amplification paramétrique présentent des solutions très intéressantes, du fait de leurs propriétés de faible bruit et aussi parce qu'une seule diode suffit pour la détection optique et pour l'amplification paramétrique.

Le circuit « up-converter » à résistance positive a été choisi pour les raisons suivantes :

— il permet d'avoir une large bande relative à l'entrée (de l'ordre de l'unité) ;

— à cause de cela, on peut, pour une bande absolue donnée, avoir une fréquence porteuse faible et par conséquent utiliser une diode avec une réponse en fréquence faible ;

— une forme modifiée du circuit normal (dans lequel la diode est accordée à la fréquence de sortie et non à la fréquence d'entrée) permet d'avoir des sensibilités théoriques qui sont comparables ou supérieures à celles d'un photomultiplicateur classique.

Nous allons d'abord mettre au point les définitions utilisées pour comparer différents systèmes de détection de signaux optiques : en particulier nous allons définir un facteur de mérite pour un détecteur à photodiode dont les performances sont limitées par le bruit de l'amplificateur qui le suit. Ce facteur de mérite nous permettra de comparer directement nos résultats avec ceux d'un photomultiplicateur ou avec ceux d'un détecteur quantique idéal.

Ensuite, nous donnerons la théorie pour un « up-converter classique », précédé par une photodiode. Cela nous amènera à considérer le nouveau circuit dans lequel la photodiode est accordée à la fréquence de sortie, la self d'accord à la fréquence d'entrée étant éliminée.

Les résultats obtenus nous permettront de comparer les deux cas et d'indiquer les paramètres sur lesquels il faudrait jouer pour améliorer les performances.

L'article conclut par une discussion des limitations pratiques et technologiques, et prévoit à partir des résultats des expériences déjà en cours que l'« up-converter » non accordé à la fréquence d'entrée pourrait éventuellement concurrencer le photomultiplicateur pour le type de fonctionnement envisagé.

2. Définitions de la sensibilité et d'un facteur de mérite

Considérons le schéma simple de la figure 1, dans lequel la photodiode (capacité C_d) et son générateur

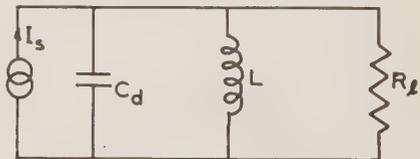


FIG. 1. — Photodiode accordée sur une charge R_L .

équivalent de courant $I_s \sin \omega t$, sont en parallèle avec une résistance de charge R_L , à une température T_L , le tout étant accordé à la fréquence $\omega/2\pi$ par la self L .

Le rapport signal/bruit s'écrit :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2 R_L}{2q(I_s + I_0)R_L \Delta f + K T_L \Delta f} \quad (1)$$

où q : charge électronique,

K : constante de Boltzmann,

I_0 : courant d'obscurité,

Δf : bande passante.

Le courant I_s est fonction de la puissance optique incidente sur la diode, W_d :

$$I_s = \frac{\eta_d W_d q}{h\nu} \quad (2)$$

où h : constante de Planck,
 ν : fréquence de la lumière,
 η_d : rendement quantique.

En combinant (1) et (2), on trouve :

$$\eta_d W_d = (S/B) h\nu \Delta f \times \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2I_0}{q(S/B)\Delta f} + \frac{KT_l}{q^2 R_l (S/B)\Delta f}} \right] \quad (3)$$

C'est simplement la puissance nécessaire pour avoir un rapport S/B donné, dans la charge R_l .

En pratique l'expression (3) peut se simplifier et devient :

$$\eta_d W_d = (S/B)^{\frac{1}{2}} (h\nu/q) \Delta f^{\frac{1}{2}} [2qI_0 + KT_l/R_l]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

si on admet que le détecteur a une sensibilité nettement inférieure à celle d'un détecteur quantique idéal, ce qui est toujours le cas, comme on le verra ci-après.

En outre pour le cas où :

$$I_0 \ll \frac{KT_l}{2qR_l}, \quad (5)$$

l'équation (4) devient :

$$\eta_d W_d = (S/B)^{\frac{1}{2}} (h\nu/q) (KT_l \Delta f / R_l)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Or, le rapport signal/bruit d'un détecteur quantique idéal (où la sensibilité est limitée uniquement par le bruit quantique) est (voir [3]) :

$$(S/B)_i = W_i / (h\nu \Delta f). \quad (7)$$

W_i étant la puissance incidente, la sensibilité d'un tel système est donc :

$$W_i = (S/B)_i h\nu \Delta f. \quad (8)$$

Notons que pour le cas d'un photomultiplicateur, de rendement η_p , on a (voir [1]) :

$$\eta_p W_p = 2(S/B)_p h\nu \Delta f \quad (9)$$

Cette expression correspond à (3) dans le cas où I_0 et T_l sont négligeables.

Nous voyons tout de suite qu'une différence essentielle entre (6) et (8) ou (9) réside dans le fait que, dans

un cas, la sensibilité est proportionnelle à $\sqrt{S/B}$ alors que dans l'autre cas elle est proportionnelle à S/B . Ceci est dû au fait qu'un détecteur à photodiode est un détecteur quadratique, et les performances sont limitées par le bruit dans la charge, alors que dans le photomultiplicateur, à cause de son gain très élevé, les performances sont limitées par le bruit (quantique) à l'entrée.

Nous remarquons aussi la différence d'un facteur $\sqrt{\Delta f}$ dans les deux formules, qui s'explique de la même façon.

Il est donc évident qu'une comparaison des performances des différents systèmes doit tenir compte du « seuil » S/B (que nous appellerons Φ) pour lequel la comparaison est faite, et aussi de la bande passante dans les deux cas. Nous définissons un facteur de mérite ainsi :

$$F = \frac{W_i}{W_d}, \quad (10)$$

où W_d est la puissance détectée qui assure un rapport signal/bruit = Φ à la sortie du système,

W_i est la puissance détectée qui assure le même rapport signal/bruit à la sortie d'un détecteur quantique idéal avec la même bande d'information.

Pour le cas d'une photodiode, l'équation (10) devient :

$$F_d = q\eta_d (\Phi \cdot \Delta f \cdot \beta)^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

où

$$\beta = R_l / KT_l, \quad (12)$$

L'équation (11) peut être exprimée sous la forme :

$$F_d = (q\eta_d) \Phi^{\frac{1}{2}} (\Delta f / I_s) (S/B)_d^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

où $(S/B)_d$ est l'expression pour le rapport signal/bruit en fonction du courant I_s (voir l'équation (1)).

Pour un photomultiplicateur, nous notons que F

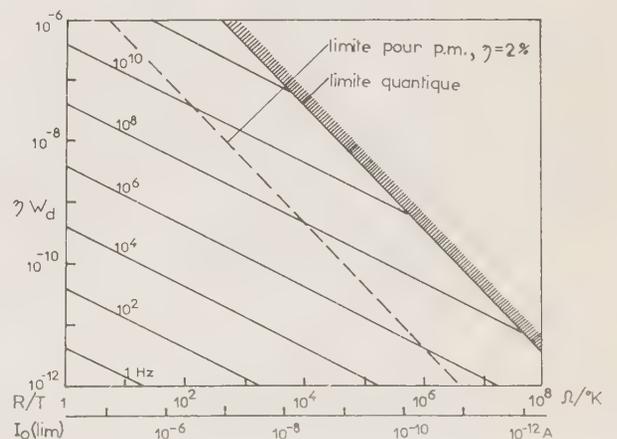


FIG. 2. — Relation entre ηW_d et le paramètre R_l/T_l pour différentes bandes [$\Phi = 1$, $\nu = 3.10^{14}$ Hz ($\lambda = 1 \mu$)].

devient indépendant de la valeur de Φ et de la bande (voir équation (9)) :

$$F_p = \frac{\eta_p}{2} \tag{14}$$

Si on utilise la définition usuelle d'un seuil de $\Phi = 1$, on voit que la comparaison entre la photodiode et le détecteur idéal serait pessimiste pour la première, parce qu'en réalité, pour une liaison pratique, on s'intéresse aux valeurs de Φ plutôt de l'ordre de 10 dB ou de 20 dB, ce qui améliore les performances comparatives de la diode par un facteur de 3 à 10 (voir équation (11)).

Nous portons sur la figure 2 la relation entre ηW_d pour $\Phi = 1$ et le paramètre R_l/T_l pour différentes bandes, avec les valeurs limites de I_0 données par l'équation (5).

3. Etude du circuit up-converter

3.1. CIRCUIT « CLASSIQUE »

Considérons le circuit de la figure 3, dans lequel on utilise une seule diode qui remplit les fonctions de détecteur des photons et d'élément non linéaire pour

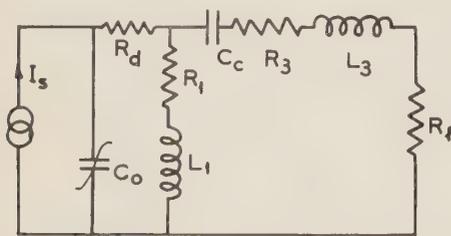


FIG. 3. — Circuit photo-paramétrique « up-converter ».

l'amplification paramétrique. Soit un courant i dans la diode :

$$i = I_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + I_p \sin \omega_p t + I_3 \sin(\omega_3 t + \varphi_3) \tag{15}$$

où ω_1 est la fréquence signal à l'entrée,

$$\omega_p \text{ la fréquence pompe,} \tag{16}$$

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_p \text{ la fréquence du signal à la sortie.}$$

Pour le cas où la diode est pompée au maximum, c'est-à-dire où $I_p/\omega_p C_0 = V_B$, C_0 étant la capacité de la diode pour une polarisation inverse totale de V_B , et où l'exposant de non-linéarité γ est égal à 1/2, la matrice générale s'écrit (voir [4]) :

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega_1 C_0} & \frac{j}{4\omega_3 C_0} \\ \frac{j}{4\omega_1 C_0} & \frac{1}{j\omega_3 C_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \exp j\varphi_1 \\ I_3 \exp j\varphi_3 \end{bmatrix} \tag{17}$$

où v_1, v_3 sont les tensions aux bornes de la jonction aux fréquences ω_1, ω_3 .

Nous supposons que dans le circuit de la figure 3,

les filtres sont idéaux, c'est-à-dire, le courant I_1 passe par C_0, R_d, R_1, L_1 , accordé sur ω_1 mais non pas dans C_c, L_3, R_l , accordé avec C_0 sur ω_3 (cette condition est vraie si, par exemple, $C_c \ll C_0$). Pour simplifier le circuit, nous ne montrons pas les détails du circuit pompe. Nous tirons de l'équation (17), en ajoutant les impédances du circuit, et en supposant qu'il y a un générateur fictif $V_1 \sin \omega_1 t$ en série avec la diode :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{1t} & \frac{1}{4\omega_3 C_0} \\ -\frac{1}{4\omega_1 C_0} & R_{3t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_3 \end{bmatrix} \tag{18}$$

où $R_{1t} = R_1 + R_d$,

$R_{3t} = R_l + R_3 + R_d$, (voir fig. 3)

Nous pouvons donc écrire :

$$V_1 = I_1 (R_{1t} + R_{eq}), \tag{19}$$

où $R_{eq} = (16 \omega_1 \omega_3 C_0^2 R_{3t})^{-1}$, \tag{20}

et le schéma équivalent à la fréquence ω_1 devient celui de la figure 4. Pour les cas intéressants nous aurons $R_{eq} \gg R_1 + R_d$ (cette condition exige de faibles pertes à ω_1) et le courant I_1 s'exprime en fonction de I_s :

$$I_1/I_s = (\omega_1 C_0 R_{eq})^{-1} = Q_{eq}. \tag{21}$$

A partir des équations (18) et (20) on trouve la puissance W_S dans la charge R_l :

$$W_s = (I_1^2 R_{eq})(\omega_3/\omega_1)(R_l/R_{3t}). \tag{22}$$

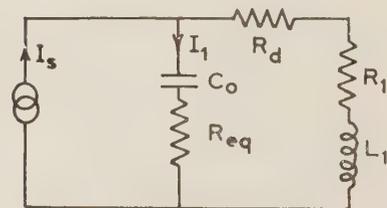


FIG. 4. — Circuit équivalent à ω_1 .

Puisque $I_1^2 R_{eq}$ représente la puissance fournie à l'amplificateur à la fréquence ω_1 , nous pouvons considérer un gain g_t tel que :

$$g_t = (\omega_3/\omega_1)(R_l/R_{3t}). \tag{23}$$

Nous notons que l'équation (23) est la formule classique pour le gain d'un « up-converter » pour lequel les pertes à la fréquence ω_1 sont négligeables.

La puissance de bruit dans la charge, due aux pertes

à la fréquence ω_1 est simplement :

$$N_{13} = \overline{e_{1n}^2} g_t / R_{eq} , \quad (24)$$

où
$$\overline{e_{1n}^2} = 4K\Delta f (R_1 T_c + R_d T_d) , \quad (25)$$

formule dans laquelle T_c et T_d sont les températures du circuit et de la diode.

Pour trouver le bruit N_{33} dans la charge, dû aux sources à la fréquence ω_3 , on utilise l'équation (17) pour le cas où il y a un générateur de bruit $\sqrt{e_{3n}^2}$ en série avec R_l . Dans ce cas on a $\varphi_1 = \pi/2$, $\varphi_3 = 0$, et on trouve un courant de bruit dans la charge dû aux pertes à la fréquence ω_3 :

$$\sqrt{i_{3n}^2} = \frac{\sqrt{e_{3n}^2}}{R_{3t}(1 + R_{eq}/R_{1t})} , \quad (26)$$

où
$$\overline{e_{3n}^2} = 4K\Delta f (R_3 T_c + R_d T_d) . \quad (27)$$

L'équation (26) nous montre que le bruit dans la charge, dû au générateur équivalent $\sqrt{e_{3n}^2}$ est réduit par l'effet paramétrique, puisque $R_{eq} \gg R_{1t}$.

Sous l'hypothèse que la charge est connectée à la sortie par un système unidirectionnel, on trouve le bruit total dû aux sources à la fréquence ω_3 :

$$N_{33} = (\overline{i_{3n}^2} + K T_l \Delta f R_l^{-1}) R_l . \quad (28)$$

En combinant les équations (22), (24) et (28), on trouve le rapport signal/bruit dans la charge :

$$\frac{S}{B} = \frac{(I_s^2 / 4K\Delta f)(\omega_1 C_0)^{-2}}{(R_1 T_c + R_d T_d) + (R_3 T_c + R_d T_d)(4\omega_1 C_0)^2 R_{1t}^2 + \frac{T_l R_{eq}}{4 g_t}} \quad (29)$$

Pour le cas où le circuit et la diode sont à la même température, l'équation (29) prend la forme simplifiée :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2 (4K\Delta f)^{-1}}{(\omega_1 C_0) \left(\frac{T_c}{Q_{1t}} + \frac{T_l}{4Q_{eq} g_t} \right)} , \quad (30)$$

où
$$Q_{1t} = (\omega_1 C_0 R_{1t})^{-1} ,$$

$$Q_{eq} = (\omega_1 C_0 R_{eq})^{-1} .$$

Notons que l'équation (30) n'est strictement vraie que pour :

$$(R_3 + R_d) (4\omega_1 C_0)^2 R_{1t} \ll 1 , \quad (31)$$

cependant, il est évident que ce sera vrai dans tous les cas pratiques.

La bande passante de l'« up-converter » est trouvée par des méthodes classiques [4], en reprenant la matrice (17) pour le cas où les réactances totales à ω_1 et ω_3 ne sont pas nulles. On trouve le résultat :

$$\frac{2\pi\Delta f}{\omega_1} \approx \frac{1}{Q_{cq}} , \quad (32)$$

pour
$$(\omega_3 C_c R_{3t})^{-1} (\omega_1 / \omega_3) < Q_{eq} .$$

On pourrait aussi avoir un circuit comme celui de la figure 5 dans lequel deux diodes sont utilisées :

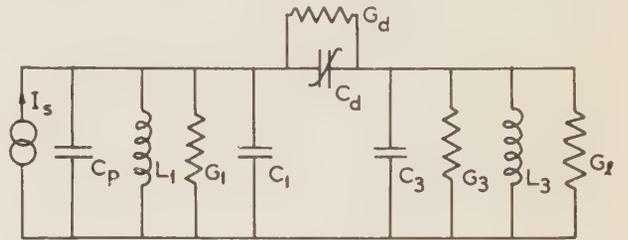


FIG. 5. — Photodiode C_p suivi par un « up-converter » paramétrique.

l'une pour la détection des photons, l'autre pour l'amplification paramétrique.

Par une analyse semblable à celle décrite ci-dessus on trouve une expression identique à l'équation (30) sauf que la capacité C_0 est remplacée par la capacité totale d'accord à la fréquence ω_1 , c'est-à-dire par $C_1 + C_p + C_d$ dans la figure 5 (C_p : capacité de la photodiode ; C_d : capacité de la diode paramétrique). Puisque, dans le cas déjà examiné, C_0 représente en réalité la capacité d'accord à ω_1 (C_0 étant nettement supérieur à C_c capacité d'accord du circuit de sortie à la fréquence $\omega_3 \gg \omega_1$) on conclut que les deux circuits donneraient à peu près les mêmes performances. Celui de la figure 5 offrirait un avantage dans le cas où la photodiode introduirait des pertes importantes à ω_3 : cela à cause du fait que la technologie actuelle permet d'avoir pour une diode paramétrique des fréquences de coupure électriques environ deux fois plus élevées que pour une diode photoparamétrique. C'est ainsi que g_t (23) pourrait être quelque peu supérieure pour le circuit de la figure 5.

Cependant pour le cas plus normal où l'on essaie de réduire T_l au minimum ou celui où l'on a des bonnes diodes dans les deux circuits, il est évident que les deux résultats seront sensiblement les mêmes. Dans le cas où l'on peut négliger le bruit ramené par l'étage suivant, ou plus exactement quand :

$$\frac{T_l}{Q_{eq} g_t} \ll \frac{T_c}{Q_{1t}} , \quad (33)$$

on a

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2}{4K T_c \Delta f} \frac{Q_{1t}}{\omega_1 C_0} . \quad (34)$$

Dans le cas où c'est le bruit de l'étage suivant qui domine, on a :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2}{KT_1\Delta f} \frac{Q_{eq}g_t}{\omega_1 C_0} \quad (35)$$

où C_0 est la capacité la plus faible que l'on peut utiliser pour accorder un circuit avec surtension Q_{1t} à une fréquence $\omega_1/2\pi$.

Dans le cas qui nous intéresse, où $\omega_1/2\pi$ est de l'ordre de quelques mégahertz, les limites ultimes des performances sont dues à la self d'accord à la fréquence d'entrée puisque c'est effectivement celle-ci qui détermine la valeur maximale de Q_{1t} et les valeurs minimales de C_0 . Nous sommes donc amenés à considérer ce qui se passe quand la dite self est éliminée.

3.2. CIRCUIT D'ENTRÉE NON ACCORDÉ

Considérons le circuit montré dans la figure 6,

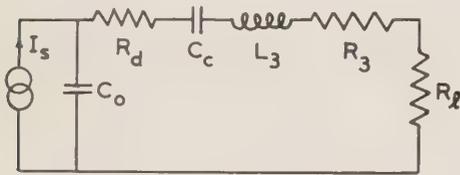


FIG. 6. — Circuit photoparamétrique non accordé à la fréquence d'entrée.

qui correspond à celui de la figure 3, avec la self d'entrée éliminée.

Il est évident que le fonctionnement de ce circuit sera semblable à celui du circuit accordé. Cependant il y a plusieurs différences, notamment :

— Puisqu'il n'y a pas de self d'entrée, la valeur minimale de C_0 n'est plus limitée par la fréquence d'entrée.

— Du fait que les pertes de la self L_1 n'existent plus, il n'y a que la diode qui introduit des pertes à la fréquence d'entrée, et, celles-ci étant très faibles, il est normal de penser que les performances seront meilleures que dans le cas étudié précédemment.

A partir de l'équation (17) on trouve l'impédance de la diode à ω_1 :

$$Z_1 = R_{eq} - j(\omega_1 C_0)^{-1}, \quad (36)$$

avec R_{eq} défini par l'équation (20).

On a donc la relation :

$$I_1/I_s = \left[\left(1 + \frac{C_c}{C_0} \right) + j\omega_1 C_c R_{eq} \right]^{-1}, \quad (37)$$

où C_c est la capacité en série avec la diode (fig. 6) et le schéma équivalent à ω_1 est représenté sur la figure 7.

Posons $I_1/I_s = \alpha$, on a donc la puissance de sortie dans R_l :

$$W_s = I_s^2 |\alpha|^2 R_{eq} g_t, \quad (38)$$

avec g_t défini par l'équation (23).

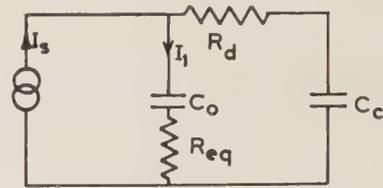


FIG. 7. — Circuit équivalent à ω_1 .

Il s'ensuit que le bruit dans R_l dû aux pertes à ω_1 est :

$$N_{13} = \overline{i_{1n}^2} R_{eq} g_t, \quad (39)$$

où $\overline{i_{1n}^2} = 4K\Delta f (T_c R_3 + T_d R_d) (\omega_1 C_l)^2$, (40)

et $C_l = C_0(1 + C_0/C_c)^{-1}$.

Cela suppose que le bruit provenant de R_l soit négligeable à ω_1 : cette hypothèse est facilement réalisée dans un circuit pratique avec $\omega_3 \gg \omega_1$.

Pour trouver le bruit dans R_l dû aux pertes à ω_3 , on utilise (17) en supposant qu'il n'existe que des générateurs à ω_3 . On en tire :

$$\left. \begin{aligned} I_1 R_{1t} + \frac{1}{4} \frac{I_3}{\omega_3 C_0} \cos \varphi &= 0 \\ I_1 X_{1t} + \frac{1}{4} \frac{I_3}{\omega_3 C_0} \sin \varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

où $X_{1t} = (\omega_1 C_{1t})^{-1}$

$$\varphi = \varphi_3 - \varphi_1 \quad (42)$$

et $V_3 = I_3 R_{3t} + I_1 (4\omega_1 C_0)^{-1} \cos(\varphi + \pi)$

En combinant les équations (41) et (42) on trouve :

$$V_3/I_3 = R_{3t} + R_{1t} (16\omega_1 \omega_3 C_0^2)^{-1} (R_{1t}^2 + X_{1t}^2)^{-1} \quad (43)$$

Il est évident que, dans tous les cas, le deuxième terme est négligeable devant le premier et l'on a :

$$V_3 \simeq I_3 R_{3t}. \quad (44)$$

Autrement dit, le schéma équivalent à ω_3 est un générateur de tension V_3 en série avec les résistances de pertes et la charge. Cela est en contraste avec ce qui se passe dans le premier circuit où il y avait un terme additionnel beaucoup plus grand que R_{3t} , voir (26).

Le bruit dans R_l dû aux sources à ω_3 , en supposant

que la charge est connectée par un système unidirectionnel, est donc :

$$N_{33} = 4K\Delta f \left[\frac{T_l}{4} + \frac{R_l}{R_{3t}^2} (R_d T_d + R_3 T_c) \right] \quad (45)$$

En comparant (39) et (45) il est évident qu'avec une bonne approximation le bruit total dans la charge est celui donné par (45). Avec (38) on trouve le rapport signal/bruit dans la charge R_l :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2 |\alpha|^2}{KT_l \Delta f} \frac{(\omega_3/\omega_1)(R_l/R_{3t})R_{eq}}{\left[1 + \frac{4R_l}{R_{3t}} \left(\frac{R_d T_d}{R_{3t} T_l} + \frac{R_3 T_c}{R_{3t} T_l} \right) \right]} \quad (46)$$

Considérons le cas où les pertes de la diode et du circuit sont négligeables ainsi que le bruit engendré par ces éléments. L'équation (46) prend la forme simplifiée :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_s^2 |\alpha|^2 R_{eq}}{KT_l \Delta f} \cdot \frac{\omega_3}{\omega_1} \quad (47)$$

Pour ω_3 et ω_1 fixes (ce qui suppose aussi que T_l et Δf sont fixes), il existe une valeur optimale du facteur $|\alpha|^2 R_{eq}$. Si R_{eq} est très faible, S/B est proportionnel à R_{eq} et devient donc faible aussi, si R_{eq} est très élevée, on voit, à partir de (37), que $|\alpha|^2$ est proportionnel à $1/R_{eq}$ et donc S/B devient encore faible.

Une optimisation simple du produit $|\alpha|^2 R_{eq}$ donne :

$$[|\alpha|^2 R_{eq}]_{opt} = (2\omega_1 C_c)^{-1}, \quad (48)$$

pour $C_c \ll C_0$

et pour $[16 \omega_3 C_0 R_{3t}]^{-1} = 1 + C_0/C_c \quad (49)$

Il est évident que C_c sera choisi aussi faible que possible pour une valeur de ω_3 donnée. En pratique des valeurs de C_0/C_c élevées ne sont pas possibles ; cela exigerait des fréquences de coupure électrique très élevées pour que R_d soit très inférieure à R_l (voir (49) où $R_{3t} = R_d + R_l$).

Dans ce circuit, la bande passante est limitée uniquement par le filtre de sortie. Donc, pour des gains élevés, il sera facile d'avoir des bandes relatives d'entrée de l'ordre de l'unité. Dans ces conditions, la puissance de sortie W'_s , intégrée sur la bande Δf pourrait être plus élevée que la valeur supposée dans (47). Il est facile de voir que :

$$\frac{W'_s}{W_s} = \left[1 - \left(\frac{\pi \Delta f}{\omega_1} \right)^2 \right]^{-1} \quad (50)$$

ce qui donne un rapport

$$W'_s/W_s = 4/3 \quad \text{pour} \quad \Delta f = \omega_1/2\pi.$$

Dans ces conditions (bande relative d'entrée égale à l'unité, pertes de la diode négligeables), la relation (47) devient :

$$\frac{S}{B} = \frac{2}{3} \frac{I_s^2}{KT_l \Delta f} \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{1}{\omega_1 C_c}. \quad (51)$$

4. Comparaison des deux circuits et évaluation de leurs facteurs de mérite

Pour comparer les circuits étudiés dans 3.1. et 3.2. nous supposons que la bande relative à l'entrée est égale à l'unité et que la fréquence d'entrée est la même dans les deux cas. La discussion est limitée aux valeurs élevées de g_t , (100 ou 1 000, par exemple) avec $\omega_1/2\pi$ de l'ordre de quelques mégahertz.

Nous tirons de (13) et (34) l'expression du facteur de mérite F_{1a} pour le premier circuit dans le cas où les performances sont limitées par le self à ω_1 :

$$F_{1a} = \eta_{dq} \sqrt{\frac{\Delta f}{4KT_c}} \sqrt{\frac{Q_{1t}}{\omega_1 C_0}} \sqrt{\Phi}. \quad (52)$$

Dans le cas où c'est le bruit de la charge qui domine, le facteur de mérite F_{1b} devient (35) :

$$F_{1b} = \eta_{dq} \sqrt{\frac{\Delta f}{KT_l}} \sqrt{\frac{g_t}{\omega_1 C_0}} \sqrt{\Phi} \quad (53)$$

où nous avons mis $Q_{eq} = 1$, pour correspondre au cas : $\Delta f = \omega_1/2\pi$.

A partir de (51), on trouve le facteur de mérite F_2 pour « l'up-converter » non accordé à ω_1 :

$$F_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \eta_{dq} \sqrt{\frac{\Delta f}{KT_l}} \sqrt{\frac{\omega_3/\omega_1}{\omega_1 C_c}} \sqrt{\Phi}. \quad (54)$$

Pour le moment, nous supposons dans les trois cas que les pertes de la diode ne limitent pas les performances.

Puisque C_0 (premier circuit) est la capacité minimale possible pour accorder un circuit à ω_1 et C_c (deuxième circuit) est la capacité minimale possible pour accorder un circuit à ω_3 , il existe la relation pratique approximative :

$$\frac{C_0}{C_c} \approx \sqrt{\frac{\omega_3}{\omega_1}}. \quad (55)$$

De plus, dans les circuits pratiques, Q_{1t} (52) est limité pour une fréquence d'entrée donnée : une valeur typique serait de l'ordre de 100. Il est évident que ω_3/ω_1 dans (54) n'est pas limité de la même façon et peut atteindre des valeurs nettement supérieures à 100.

Pour illustrer les performances comparatives des deux circuits nous avons :

$$(F_2/F_{1a})^2 \simeq 4(T_c/T_l)(\omega_3/\omega_1)^{3/2} Q_{1c}^{-1} \sqrt{\frac{2}{3}} \quad (56)$$

$$(F_2/F_{1b})^2 \simeq (\omega_3/\omega_1)^{1/2} \sqrt{\frac{2}{3}} \quad (57)$$

Le tableau I donne quelques valeurs typiques.

$R_{eq} = (\omega_1 C_c)^{-1}$ dans le deuxième circuit (voir (48) et figure 7), il est évident que l'on pourrait comparer directement l'équation (1) aux équations (34) et (51) en disant que la charge R_l vue par le photocourant est remplacé par $(\omega_1 C_c)^{-1}$ et par $(\omega_1 C_e)^{-1}$; cela n'est vrai qu'à un facteur 2 près, du fait que R_{eq} n'est pas rigoureusement la résistance en série avec le photocourant. Cependant, la comparaison nous permet de définir une température équivalente d'entrée T_{eq} :

TABLEAU I

Valeurs typiques du F_2/F_{1a} et F_2/F_{1b} pour $T_l = T_c = 300$ °K $Q_{1c} = 100$

$\omega_1/2\pi$	$\omega_3/2\pi$	F_2/F_{1a}	F_2/F_{1b}
10 MHz	1 GHz	5,2	2,6
2 MHz	1 GHz	17,2	3,8
2 MHz	2 GHz	30,0	4,5

Le cas le plus intéressant est celui pour lequel les gains sont élevés quand, dans le premier circuit, c'est Q_{1c} qui limite les performances (voir (30)). C'est aussi dans ces conditions que le nouveau circuit offre le plus d'avantages.

Les tableaux II et III donnent des valeurs théoriques de F_1 (52) et de F_2 (54).

Pour le premier circuit $T_{eq} \simeq T_c/Q_{1c}$,

Pour le deuxième circuit $T_{eq} \simeq T_l/(\omega_3/\omega_1)$.

On peut donc utiliser directement les courbes de la figure 2 pour déterminer la valeur limite du courant d'obscurité I_0 pour chaque cas. Les valeurs indiquées diminueraient chaque rapport S/B par un facteur

TABLEAU II

Valeurs typiques de F pour le circuit classique du § 3.1 avec $T_l = 300$ °K, $\eta_a = 0,5$, $Q_{1c} = 100$

$\omega_1/2\pi$ MHz	$\omega_3/2\pi$ GHz	C_{1c} pF	T_c °K	T_{eq} °K	F_1 (0 dB) $\times 10^{-2}$	F_1 (20 dB) $\times 10^{-2}$	I_0 (lim) nA	f_c (lim) GHz
1	1	30	300	3,1	0,045	0,45	25	20
1	1	30	150	1,6	0,06	0,60	14	20
10	1	10	300	3,7	0,07	0,70	11	20
10	10	10	300	3,1	0,075	0,75	8	200

TABLEAU III

Valeurs typiques de F pour le nouveau circuit du § 3.2. avec $T_c = 300$ °K, $\eta_a = 0,5$

$\omega_1/2\pi$ MHz	$\omega_3/2\pi$ GHz	C_c pF	C_a pF	T_l °K	T_{eq} °K	F_2 (0 dB) $\times 10^{-2}$	F_2 (20 dB) $\times 10^{-2}$	I_0 (lim) nA	f_c (lim) GHz
1	1	1	2	300	0,3	0,7	7,0	0,08	80
1	1	1	2	600	0,6	0,56	5,6	0,2	60
10	1	1	2	300	3,0	0,24	2,4	10,0	80
10	10	0,3	0,6	300	0,3	1,5	15	0,25	800
1	3	0,5	1,0	300	0,1	2,0	20	0,01	240

On voit que le deuxième circuit peut avoir des facteurs de mérite comparables à ceux d'un photomultiplicateur. Rappelons d'après l'équation (14) que pour un photomultiplicateur de rendement 2%, on a $F = 10^{-2}$.

Du fait que nous avons considéré $R_{eq} = (\omega_1 C_0)^{-1}$ dans le premier circuit (voir (30), (32) et figure 4) et

de 2 et donc les valeurs de F par un facteur 1,4.

Les valeurs limites des fréquences de coupure électriques, f_c sont calculées à partir de (30) et (46) et correspondent à une diminution de F par un facteur 2.

5. Montages pratiques et limitations

La valeur maximale du rapport ω_3/ω_1 est limitée dans certains cas par des questions de filtrage. Dans la théorie, nous avons supposé une pompe à ω_p , un signal à ω_1 et la sortie à $\omega_3 = \omega_p + \omega_1$. Il est cependant évident que pour $\omega_p \gg \omega_1$, il sera difficile d'empêcher une puissance de se développer à $\omega_p - \omega_1$, ce qui correspond à un amplificateur à résistance négative. Dans le circuit classique discuté au § 3.1., l'existence d'une telle résistance négative peut être très grave parce que sa présence à ω_1 réduit sérieusement la bande passante et pourrait causer des accrochages pendant le réglage du circuit. Dans le nouveau montage par contre, puisqu'il n'y a pas de circuit accordé à ω_1 , il y a peu de risque d'accrochage et la bande reste inchangée même si on a la même impédance à $\omega_p - \omega_1$ qu'à $\omega_p + \omega_1$. La preuve rigoureuse de ce fait est obtenue en considérant la matrice à quatre fréquences de l'amplificateur paramétrique et en résolvant le système d'équations ainsi obtenu.

Nous montrons sur la figure 8 une méthode utilisée

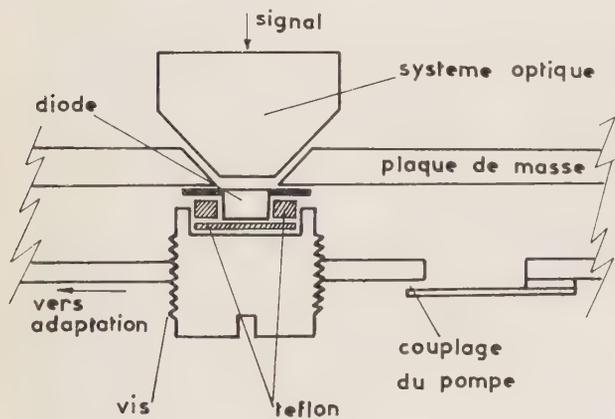


FIG. 8. — Méthode utilisée pour monter la diode sur un circuit microbande.

pour monter la photodiode sur un circuit microbande qui correspond au circuit de la figure 6. La diode, en boîtier pilule avec le côté à grand diamètre en matériau transparent, est serrée entre la bande et la plaque de base par une vis et isolée de cette dernière par un morceau de téflon dont l'épaisseur détermine la valeur de la capacité de couplage C_c . Le circuit pompe est légèrement couplé par une deuxième bande. L'ensemble est réglé par des méthodes classiques avec des capacités variables disposées sur la ligne.

La figure 9 donne le schéma d'un montage-type

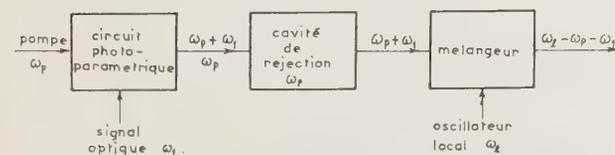


FIG. 9. — Montage type avec fréquence de sortie différente de la fréquence d'entrée.

essayé dans nos laboratoires. La cavité est nécessaire pour que le niveau de pompe à la sortie ne sature pas l'étage suivant, qui est un mélangeur ramenant la fréquence à une valeur convenable : 40 MHz.

La limite du rapport ω_3/ω_1 dépend des caractéristiques de la cavité de réjection et des filtres en moyenne fréquence qui doivent laisser passer toute la bande $[\omega_l - \omega_p - (\omega_l \pm \pi\Delta f)]$ mais atténuer la fréquence $(\omega_l - \omega_p)$, ω_l étant la fréquence de l'oscillateur local.

Le montage (fig. 10) correspond à un système où

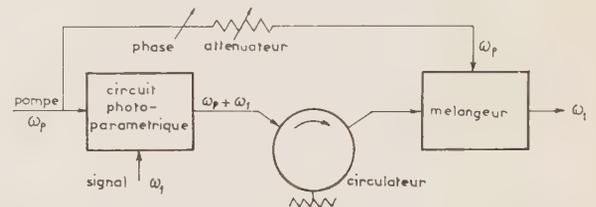


FIG. 10. — Montage type avec fréquence de sortie identique à la fréquence d'entrée.

la fréquence de sortie est la même que la fréquence d'entrée. Dans ce cas la pompe est réinjectée après le circulateur avec une amplitude et une phase variable tels que les deux bandes $\omega_p \pm \omega_1$, se recombinent à la sortie du mélangeur. Le circulateur est nécessaire pour pouvoir régler la pompe sur l'up-converter et sur le mélangeur indépendamment l'un de l'autre. Il est prévu, l'insertion d'un amplificateur à résistance négative (diode tunnel ou paramétrique) entre la sortie de l'up-converter et le mélangeur pour améliorer le facteur de bruit de ce dernier.

Les deux montages ont été essayés et avec le circuit classique étudié au § 3.1. et avec le nouveau circuit au § 3.2. Bien que nous n'en soyons encore qu'aux étapes préliminaires, nous avons démontré la nette supériorité du nouveau circuit.

Dans les deux montages la valeur maximale de $\omega_3/2\pi$ était limitée à 1 ou 2 GHz par la fréquence de coupure des diodes à silicium utilisées, qui était de l'ordre de 30 GHz à -6 V. Nous comptons améliorer cette valeur par un facteur de 2 ou 3 dans un avenir proche.

6. Conclusions

Nous avons présenté une analyse pour deux circuits photométriques à résistance positive, le premier avec un circuit classique, le deuxième avec un circuit dans lequel la diode est accordée uniquement à la fréquence de sortie. La théorie montre les avantages de ce dernier circuit.

Des mesures faites jusqu'à présent indiquent que la limite ultime des performances sera probablement déterminée par les caractéristiques de la diode : fréquence de coupure électrique et courant d'obscurité. En tenant compte de ces caractéristiques nous espérons réaliser un montage qui aura des performances égales ou même supérieures à celles d'un photomultiplicateur de rendement 1 %.

Nous tenons à remercier la D.R.M.E. dont l'appui nous a grandement facilité la poursuite de cette étude.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RIESZ R.P. — High Speed Semiconductor photo-diodes. *Review of Scientific Instruments*, t. 33, pp. 994-998, September 1962.
- [2] SOMMERS H.S., Jr. — Demodulation of Low-Level Broad-Band Optical Signals with Semiconductors. *Proc. I.E.E.E.*, t. 52, pp. 140-146, January 1964.
- [3] OLIVER B.M. — Signal-to-Noise Ratios in Photoelectric Mixing. *Proc. I.R.E.*, t. 49, pp. 1960-1961, December 1961.
- [4] BLACKWELL L.A. and KOTZEBUE K.L. — Semiconductor Diode Parametric Amplifiers. Chapitre 3, Prentice-Hall, 1961.
-

LE BRUIT D'INCOHÉRENCE EN MODULATION D'AMPLITUDE

PAR

C. DUCOT

*Directeur Technique Adjoint
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée*

Nous nous proposons, dans le présent article, d'étudier les possibilités de transmission d'information par une onde porteuse incohérente modulée en amplitude.

Dans une première partie, on rappellera quelques notions générales concernant la cohérence en radio-électricité.

La deuxième partie sera consacrée à l'étude de la détection d'une onde incohérente modulée en amplitude : une première section étudiera le processus en l'absence de bruit additif, une seconde l'étudiera en présence d'un tel bruit.

On rassemblera succinctement en conclusion les résultats de l'étude.

1. Généralités sur la cohérence

La notion de cohérence est assez complexe. Nous nous contenterons de prendre le point de vue du radiotechnicien, c'est-à-dire de considérer une onde porteuse de tension ou de courant disponible à la connexion de sortie d'une source, et de définir sa cohérence, de façon au moins provisoirement vague et grossière, par son degré de ressemblance avec une onde sinusoïdale d'amplitude et de fréquence constantes.

En toute rigueur, aucune porteuse réelle n'est parfaitement cohérente. Au surplus, la génération d'onde dans un oscillateur est toujours amorcée par des phénomènes aléatoires.

Pour préciser un peu plus la définition provisoire, il nous semble préférable d'examiner ce qui se passe effectivement lors de la génération d'une onde dans deux cas extrêmes où il y a « incontestablement » un haut degré, respectivement, d'incohérence ou de cohérence. Le premier cas sera celui d'une onde obtenue par filtrage et amplification d'un courant

de bruit, le second celui de l'onde produite dans un oscillateur classique.

1.1. 1^{er} CAS

Considérons une source de bruit (thermique, par exemple) donnant une puissance de sortie uniformément répartie sur une certaine gamme de fréquences. Supposons qu'un filtre passe-bande idéal sélectionne, à l'intérieur de cette gamme, une bande de largeur $\Delta\nu$ centrée à la fréquence ν , en donnant une atténuation nulle entre $\nu - \frac{\Delta\nu}{2}$ et $\nu + \frac{\Delta\nu}{2}$, et infinie aux autres fréquences. Soit P la puissance moyenne disponible à la sortie du filtre.

On sait que si l'on connecte un oscilloscope à la sortie du filtre, le signal apparaîtra d'autant plus similaire à une onde sinusoïdale que $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ est plus petit.

Si nous avons un moyen de commander la valeur de $\Delta\nu$, c'est-à-dire si nous utilisons un filtre à bande ajustable, nous obtiendrons une puissance moyenne de sortie P proportionnelle à $\Delta\nu$, ce qui peut gêner l'observation pour de toutes petites valeurs de $\Delta\nu$. Pour supprimer cet effet, il suffit d'insérer, par exemple entre la source et le filtre, un amplificateur sans distorsion dont on réglera le gain en puissance de façon à le rendre inversement proportionnel à $\Delta\nu$. P restera alors constant.

Mais cette valeur constante P n'est qu'une moyenne à long terme. Donc, si petit que soit $\Delta\nu$, les variations d'amplitude atteindront, de temps en temps, de grandes valeurs.

On peut résumer la situation en considérant l'onde de sortie comme la partie réelle d'un signal analytique constitué par une porteuse de fréquence ν modulée en phase, et en outre modulée en amplitude par une

certaine fonction enveloppe. La déviation de phase peut, à la longue, atteindre n'importe quelle valeur, la déviation de fréquence restant toutefois limitée par la largeur de bande $\Delta\nu$. La variation d'amplitude peut être importante, c'est seulement son rythme qui est limité par la largeur de bande.

Dans la suite de cet article, une telle onde, prise comme un tout et considérée comme porteuse possible pour une information, sera appelée porteuse *type 1*.

1.2. 2^e CAS

Examinons maintenant ce qui arrive dans un générateur classique d'onde porteuse radioélectrique, c'est-à-dire fondamentalement dans un amplificateur à réaction positive fonctionnant en auto-oscillateur.

Si les phénomènes de bruit n'existaient pas, la condition d'oscillation bien connue signifierait une « auto-sélection » de la fréquence de travail à une valeur ν_0 fixée par la condition que le gain complexe de boucle soit exactement égal à 1, c'est-à-dire que le gain de l'amplificateur à réaction soit infini, condition nécessaire pour qu'un signal apparaisse en sortie à niveau fini et non nul alors que le signal d'entrée est nul.

En général, il faut satisfaire deux conditions pour égaler à l'unité un gain complexe. L'auto-sélection de fréquence ne fournit que l'une d'elles. La seconde est en fait fournie par une auto-sélection d'amplitude qui, à condition que le gain à bas niveau de l'amplificateur soit légèrement supérieur à la valeur nécessaire à l'amorçage, se produit de la façon suivante : il existe nécessairement dans tout circuit réel, où la puissance disponible est limitée, des effets non linéaires de saturation ; ces phénomènes arrêtent le processus de croissance de l'onde engendrée lorsque le gain complexe de la boucle se trouve exactement ramené à l'unité.

Mais en vérité un amplificateur à réaction, même de gain convenable, risquerait fort de ne jamais entrer en oscillation s'il n'y avait ni source de bruit ni perturbation d'aucune sorte. Les conditions de gain de boucle ne concernent que le fonctionnement en régime permanent ; il faut un phénomène transitoire pour démarrer l'oscillation et atteindre ce régime. Or, dans un oscillateur réel, il y a toujours des sources de bruit présentes ; en outre, la mise en circuit de la source continue provoque toujours une perturbation. Le système ne manquera donc jamais de démarrer, puis d'atteindre le régime permanent, en principe asymptotiquement et, en pratique, après un processus d'établissement assez bref.

D'autre part, la résistance d'amortissement n'est exactement compensée par la résistance négative de réaction qu'à la fréquence ν_0 ; il y a donc toujours une bande passante résultante finie et non nulle, quoique généralement petite. Dans cette bande, en dehors de la fréquence exacte ν_0 , il y a de très petits courants engendrés par les sources de bruit présentes, et constituant une puissance de bruit elle-même finie et non nulle. Ces courants, considérés comme des signaux d'entrée, sont soumis au gain de l'amplificateur à réaction, qui reste fini, le gain de boucle

n'étant exactement 1 qu'à la fréquence ν_0 , mais peut encore être très élevé à des fréquences suffisamment voisines.

Ce qui précède est simplement destiné à montrer qu'il n'y a pas d'étouffement total des composantes de bruit par l'onde principale, la situation étant :

	Fréquences	Niveau d'entrée	Gain de l'amplificateur à réaction	Niveau de sortie
Onde principale ..	$\nu = \nu_0$	0	∞	Fini
Composantes de bruit	$\nu \neq \nu_0$ mais $\neq \nu_0$	Fini	Fini	Fini

Ainsi l'onde de sortie est composée du signal auto-engendré à ν_0 et des composantes de bruit. De même que dans le 1^{er} cas, on peut la considérer comme la partie réelle d'un signal analytique constitué par une porteuse de fréquence ν_0 modulée en phase, et en outre modulée en amplitude par une certaine fonction enveloppe. La déviation de phase peut atteindre à la longue n'importe quelle valeur, la déviation de fréquence correspondante restant limitée par la bande étroite. Quant à la variation d'amplitude, elle est aussi limitée en bande, mais, contrairement au 1^{er} cas, elle ne peut atteindre de grandes valeurs relatives, par suite de l'auto-sélection d'amplitude qui, aux fréquences voisines de ν_0 , continue de se faire par saturation.

Cependant, cette variation d'amplitude n'a pas de raison d'être strictement nulle, car la fréquence instantanée dévie légèrement autour de ν_0 , et à des fréquences ν un peu différentes le niveau auquel se fait l'auto-sélection d'amplitude n'est plus fixé rigoureusement par la même condition (gain complexe de boucle à ν_0 égal à 1).

Dans la suite de cet article, une telle onde, prise comme un tout et considérée comme porteuse possible pour une information, sera appelée porteuse *type 2*.

1.3. COMPARAISON DES DEUX TYPES DE PORTEUSES

La différence principale entre les porteuses type 1 et type 2, que nous avons prises pour modèles de ce que le radiotechnicien est enclin à appeler respectivement porteuse incohérente et porteuse cohérente, ne réside pas tant dans la *monochromaticité* ou la quasi-monochromaticité, car on peut obtenir des porteuses type 1 de spectre plus étroit par simple filtrage, que dans la *quasi-constance de l'amplitude*, qui n'apparaît que sur les porteuses type 2 par suite des effets non linéaires dans les oscillateurs.

Il y a d'ailleurs une transition progressive d'un type de porteuse à l'autre. Il y a aussi possibilité de passage d'un type à l'autre par des opérations assez simples, du moins en principe.

On peut passer d'une porteuse type 1 à une porteuse type 2 en utilisant simplement un amplificateur sélectif à forte limitation d'amplitude, si un tel amplificateur est réalisable aux fréquences concernées.

D'un autre côté, si l'on considère non pas une, mais un grand nombre de sources de porteuses type 2, de fréquences très voisines, mais sans corrélation entre elles, et combinant additivement leurs signaux de sortie, il est évident que l'effet de stabilisation en amplitude, propre à chaque source, va disparaître dans l'ensemble du fait de la non-corrélation, ce qui donnera finalement une porteuse type 1, bien que la puissance d'alimentation disponible pour chaque source élémentaire soit bien constante et limitée.

Nous sommes maintenant en mesure de préciser un peu mieux le problème posé initialement : il s'agit d'examiner le rôle de l'incohérence structurale d'une porteuse type 1 dans la génération du bruit affectant les signaux détectés.

Nous admettrons en outre de ne considérer que des porteuses type 1 pouvant être assimilées à des bruits gaussiens.

2. Détection d'une porteuse incohérente modulée en amplitude

Dans la première section de cette deuxième partie, nous examinerons comment s'opère la détection d'un signal modulant en amplitude une porteuse type 1, en l'absence de tout bruit de réception proprement dit (ou bruit additif présent à l'entrée du récepteur et indépendant du signal). Nous envisagerons diverses hypothèses concernant d'une part le rapport entre les bandes de la porteuse et du signal, d'autre part la dépendance ou l'indépendance de certains paramètres, par exemple de la puissance de la porteuse incohérente à l'égard de sa largeur de bande (avant modulation).

Dans une seconde section, nous examinerons les cas où la porteuse incohérente type 1 se trouve en présence d'un bruit additif à l'entrée du récepteur.

2.1. DÉTECTION EN L'ABSENCE DE BRUIT ADDITIF

Soit donc une porteuse type 1 constituée par une certaine puissance électromagnétique B de bruit gaussien uniformément distribuée dans une bande de fréquences s'étendant de $\frac{\omega}{2\pi}$ à $\frac{\omega + \Delta\omega}{2\pi}$, qui peut être appelée *bande d'incohérence*.

Si on la module en amplitude par un signal utile, il apparaîtra à la détection, même en l'absence de tout bruit additif en tête du récepteur, outre le signal, un certain bruit dû à l'interférence des composantes aléatoires de la porteuse. C'est ce dernier bruit que nous nommerons *bruit d'incohérence*.

Pour le calculer, il y a intérêt [1] à utiliser la représentation approximative classique du spectre de bruit gaussien par un grand nombre n de composantes discrètes, équidistantes en fréquence, de même puissance individuelle et de phases aléatoires. Pour faciliter le présent exposé, nous résumons le raisonnement déjà indiqué en [2].

On suppose les impédances normalisées à 1Ω ; les puissances développées sont donc toujours égales aux carrés des courants ou des tensions efficaces. La porteuse peut être décrite par l'expression :

$$\sqrt{\frac{2B}{n}} \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i)$$

avec :

$$\omega_i = \omega + \left(i - \frac{1}{2}\right) \frac{\Delta\omega}{n}$$

La modulation en amplitude, disons plutôt en puissance, de cette porteuse par un signal $s(t)$ donne une onde modulée d'expression :

$$\sqrt{\frac{2B}{n}} [1 + s(t)] \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i) \tag{1}$$

avec :

$$|s(t)| < 1.$$

Les détecteurs de rayonnement auxquels on songe pour la démodulation d'une telle onde, fonctionnant par libération d'une quantité d'électricité pour une quantité d'énergie, sont à réponse quadratique. Un tel détecteur donnera donc, à partir de l'onde (1), un courant de la forme :

$$\begin{aligned} I &= A \frac{2B}{n} [1 + s(t)] \left[\sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i) \right]^2 \\ &= \frac{2AB}{n} [1 + s(t)] \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i) \sin(\omega_j t + \varphi_j) \\ &= \frac{AB}{n} [1 + s(t)] \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left\{ \cos[(\omega_j - \omega_i)t + \varphi_j - \varphi_i] \right. \\ &\quad \left. - \cos[(\omega_j + \omega_i)t + \varphi_j + \varphi_i] \right\}. \end{aligned}$$

Supposons $\omega \gg \Delta\omega$ et négligeons les termes de fréquences élevées qui seront certainement éliminés par filtrage (volontaire ou naturel) après détection. On peut écrire :

$$I = \frac{AB}{n} [1 + s(t)] \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \cos\left(\frac{j-i}{n} \Delta\omega t + \varphi_j - \varphi_i\right)$$

La double sommation comprend :

— d'abord n termes égaux à 1, correspondant à $i = j = 1, 2, \dots, n$;

— puis $2(n-1)$ termes de pulsation $\frac{\Delta\omega}{n}$, répartis

en deux groupes symétriques de $n-1$ termes de phases incohérentes dans chaque groupe, mais égales deux à deux entre termes correspondants des deux groupes (la correspondance signifiant simplement l'intervention de i et de j);

— puis 2 (n-2) termes de pulsation $\frac{2}{n}\Delta\omega$ répartis de façon similaire ;

 — puis 2 (n-k) termes de pulsation $\frac{k}{n}\Delta\omega$ répartis de façon similaire ;

 — enfin 2 termes de pulsation $\frac{n-1}{n}\Delta\omega$ et de même phase.

n pouvant être choisi aussi grand qu'on le veut, on peut statistiquement admettre que les termes de phases incohérentes s'ajoutent quadratiquement, négligeant de ce point de vue l'irrégularité due aux quelques

groupes de 2 (n-k) termes de pulsation $\frac{k}{n}\Delta\omega$ pour

lesquels n-k est petit. Les termes de phases égales s'ajoutant linéairement, on peut écrire, en appelant $\psi_1, \dots, \psi_{n-1}$ des déphasages résultants :

$$I \approx \frac{AB}{n} [1+s(t)] \left[n+2\sqrt{n-1} \cos\left(\frac{\Delta\omega}{n}t+\psi_1\right) + \dots + 2\sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k}{n}\Delta\omega t+\psi_k\right) + \dots + 2 \cos\left(\frac{n-1}{n}\Delta\omega t+\psi_{n-1}\right) \right]$$

ou :

$$I \approx AB [1+s(t)] \left[1 + \frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n}t+\psi_k\right) \right] \tag{2}$$

Si on développe l'expression (2), on trouve que I comporte d'abord un terme constant AB, sans importance, puis un terme AB s(t), qui n'est autre que le signal désiré, avec une puissance moyenne :

$$A^2B^2 \overline{[s(t)]^2} \tag{3}$$

ou un courant efficace :

$$AB \sqrt{\overline{[s(t)]^2}}$$

Le développement de I comprend enfin un terme un peu plus compliqué qui exprime le bruit d'incohérence :

$$I_{bi} = [1+s(t)] \frac{2AB}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n}t+\psi_k\right) \tag{4}$$

Posons :

$$\mathcal{B}(t) = \frac{2AB}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n}t+\psi_k\right). \tag{5}$$

Il est facile de voir que $\mathcal{B}(t)$ représente une fonction de bruit à spectre « triangulaire » qui s'étend, dans

la gamme des basses pulsations $\bar{\omega}$, de $\bar{\omega} = 0$ à $\bar{\omega} = \Delta\omega$, et dont la densité de puissance spectrale est une fonction de $\bar{\omega}$ décroissant linéairement de $\frac{2A^2B^2}{\Delta\omega}$ pour $\bar{\omega} = 0$ à 0 pour $\bar{\omega} = \Delta\omega$. Cette densité de puissance spectrale peut s'écrire, dans l'intervalle $0 < \bar{\omega} < \Delta\omega$:

$$\beta(\bar{\omega}) = \frac{2A^2B^2}{\Delta\omega} \left(1 - \frac{\bar{\omega}}{\Delta\omega}\right).$$

Evidemment, pour $\bar{\omega} > \Delta\omega$, on a :

$$\beta(\bar{\omega}) = 0.$$

Sans cesser d'admettre que $\omega \gg \Delta\omega$ (c'est-à-dire que les composantes d'ordre 2 dont la fréquence est somme de celles de deux composantes du spectre émis seront sûrement éliminées après la détection), nous allons maintenant supposer que le signal de modulation s'étend, en fréquences naturelles, de $\frac{p}{2\pi}$ à $\frac{p+\Delta p}{2\pi}$, et examiner les cas selon les valeurs relatives des bandes ou des fréquences.

2.1.1. Cas où $\Delta\omega \gg p + \Delta p$

Plaçons-nous d'abord dans le cas où la plus haute fréquence de modulation est très inférieure à la largeur de bande de la porteuse incohérente type 1. Ce cas est celui auquel on peut, de beaucoup, le plus s'attendre en communications sur faisceaux optiques incohérents.

Si le module du signal $|s(t)|$ reste nettement inférieur à 1, on peut négliger le facteur $1+s(t)$ dans l'expression (4) de I_{bi} et confondre I_{bi} avec $\mathcal{B}(t)$. Alors la puissance de bruit d'incohérence dans la bande de $\frac{p}{2\pi}$ à $\frac{p+\Delta p}{2\pi}$, qui seule importe et dans

laquelle on a à peu près $1 - \frac{\bar{\omega}}{\Delta\omega} = 1$, est :

$$\int_p^{p+\Delta p} \beta(\bar{\omega}) d\bar{\omega} \approx 2A^2B^2 \frac{\Delta p}{\Delta\omega}.$$

La puissance moyenne de signal détecté ayant toujours la valeur (3), le rapport signal/bruit d'incohérence, en puissance, est :

$$\rho = \frac{\overline{[s(t)]^2}}{2} \frac{\Delta\omega}{\Delta p}.$$

On peut remarquer que ρ est indépendant du niveau de puissance arrivant à l'entrée du récepteur, ce qui n'est guère surprenant, puisqu'il s'agit d'un bruit d'origine inhérente à l'onde transmise.

Mais ce qu'il est plus important de noter, c'est que ρ est proportionnel à $\frac{\Delta\omega}{\Delta p}$. L'effet du bruit d'inco-

hérence est d'autant plus faible que la largeur de bande de la porteuse incohérente type 1 est plus grande par rapport à la fréquence supérieure de la modulation.

Ce résultat favorable est dû, au fond, au fait que le fonctionnement avec $p + \Delta p \ll \Delta\omega$ nous permet de ne tenir compte que d'une petite partie de la puissance de bruit d'incohérence engendrée dans la détection.

On comprend que les techniciens du cinéma parlant n'aient jamais rencontré de difficultés dues au bruit d'incohérence dans la lecture de son par cellule photo-électrique.

Si $|s(t)|$ n'est plus négligeable par rapport à 1, il faut de plus en plus tenir compte du facteur $1 + s(t)$ dans l'expression (4) de I_{bi} , ce qui aura notamment pour effet de réduire le bruit d'incohérence aux instants où $s(t)$ avoisinera -1 . Si, pendant un certain laps de temps, le signal $s(t)$ vaut $+1$ ou -1 , ce facteur vaudra respectivement 2 ou 0; si ces deux valeurs de $s(t)$ sont les seules utilisées, donc les seules à distinguer après détection, il est clair que le bruit d'incohérence, s'ajoutant au signal seulement lorsque la puissance transmise n'est pas nulle, ne nuira pas à la sélection des valeurs de $s(t)$.

Autrement dit, le bruit d'incohérence a un caractère multiplicatif, et, aux grandes profondeurs de modulation, cette considération l'emporte sur celle de sa puissance moyenne à long terme. Par exemple, le bruit d'incohérence n'amènera pas d'ambiguïté supplémentaire dans la détection d'impulsions modulant en amplitude, par « tout ou rien », la porteuse type 1 initiale.

2.1.2. Cas où $\Delta\omega \gg \Delta p$, p n'étant pas très petit, mais quelconque par rapport à $\Delta\omega$

Dans ce cas, la composition de la formule (4) montre que, parmi les composantes du bruit d'incohérence, c'est-à-dire de $\mathcal{B}(t)$ et de $s(t)\mathcal{B}(t)$, seule la petite portion qui se trouve à l'intérieur de la bande du signal est à prendre en compte, en sorte qu'on pourra encore avoir un rapport signal/bruit élevé; on le calculera facilement selon les hypothèses relatives aux positions respectives de p , $p + \Delta p$ et $\Delta\omega$ dans le spectre.

On peut toujours, en outre, tenir compte du caractère multiplicatif du bruit d'incohérence pour exploiter une modulation par impulsions.

2.1.3. Cas où Δp est de l'ordre de $\Delta\omega$ ou plus grand

Dans ce cas, et à part la possibilité de fonctionnement par impulsions, qui subsiste toujours, on trouvera un rapport signal/bruit d'incohérence peu favorable après la détection, car le signal $s(t)$ et au moins le signal parasite $s(t)\mathcal{B}(t)$ s'entremêlent certainement, puisque le spectre de $\mathcal{B}(t)$ commence aux plus basses fréquences.

Il y a cependant un cas particulier où, en principe, une correction après détection peut éliminer le bruit d'incohérence: c'est celui où, par suite des positions respectives des fréquences, $\mathcal{B}(t)$ est obtenu à l'état

pur, c'est-à-dire spectralement séparé, à la partie inférieure du spectre après détection. Pour cela, il faut et il suffit évidemment que :

$$p - \Delta\omega > \Delta\omega \quad \text{ou} \quad p > 2\Delta\omega$$

Alors les composantes supérieures du spectre de $\mathcal{B}(t)$ peuvent être séparées par filtrage des composantes inférieures du spectre de $s(t)\mathcal{B}(t)$.

Pour récupérer $s(t)$ sans bruit d'incohérence, il suffit en principe d'isoler $\mathcal{B}(t)$ par filtrage après détection, puis d'utiliser ce signal pour contre-moduler, par un système à commande de gain, la partie supérieure du spectre détecté $s(t)$ [$AB + \mathcal{B}(t)$].

Cependant une telle opération peut être plus difficile en pratique qu'en théorie.

Il n'y a pas de cas où $s(t)$ puisse être obtenu directement en spectre séparé à la sortie du détecteur, car de toute façon $\mathcal{B}(t)$, qui module $s(t)$ dans le produit de détection, a des composantes à partir de la fréquence 0.

2.1.4. Influence de la dépendance de la puissance porteuse à l'égard de la largeur de bande $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$.

Dans la présente section (détection en l'absence de bruit additif), cette influence est nulle, puisque le seul paramètre influent concernant la porteuse type 1 est la bande $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$.

2.2. DÉTECTION EN PRÉSENCE DE BRUIT ADDITIF

Considérons de nouveau la porteuse type 1 modulée, d'expression (1), mais, cette fois-ci, en présence d'une certaine puissance N de bruit thermique gaussien additif, uniformément distribuée dans la même bande de fréquences que la porteuse type 1 modulée.

Nous supposons toujours que la bande de fréquences naturelles du signal $s(t)$ s'étend de

$$\frac{p}{2\pi} \text{ à } \frac{p + \Delta p}{2\pi}$$

Nous nous limiterons ici aux cas où $\Delta\omega \gg p + \Delta p$ et où $p > 2\Delta\omega$.

2.2.1. Cas où $\Delta\omega \gg p + \Delta p$

On peut négliger le fait que le spectre de la porteuse modulée s'étend sur une largeur de bande $\frac{\Delta\omega}{2\pi} + \frac{p + \Delta p}{\pi}$

et non pas seulement $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$, c'est-à-dire confondre la bande du bruit N avec celle de la porteuse type 1 non modulée par le signal.

L'onde totale présente (ou ramenée) à l'entrée du

récepteur peut être décrite par l'expression :

$$\sqrt{\frac{2B}{n}} [1+s(t)] \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i) + \sqrt{\frac{2N}{n}} \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \chi_i)$$

avec : $|s(t)| < 1$.

On ne nuit pas à la généralité en représentant le bruit additif par un même nombre de composantes de mêmes fréquences que celles de la porteuse type 1 avant modulation, pourvu que leurs relations de phase deux à deux soient quelconques, c'est-à-dire que les χ_i soient indépendants des φ_i .

Le courant à la sortie du détecteur sera de la forme :

$$I = A \left[\sqrt{\frac{2B}{n}} [1+s(t)] \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \varphi_i) + \sqrt{\frac{2N}{n}} \sum_{i=1}^n \sin(\omega_i t + \chi_i) \right]^2$$

ou, en négligeant les composantes à fréquences sommes facilement éliminées par filtrage du fait que $\omega \gg \Delta\omega$:

$$I = \frac{AB}{n} [1+s(t)] \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \cos\left(\frac{j-i}{n} \Delta\omega t + \varphi_j - \varphi_i\right) + \frac{2A}{n} \sqrt{BN} [1+s(t)] \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \cos\left(\frac{j-i}{n} \Delta\omega t + \chi_j - \varphi_i\right) + \frac{AN}{n} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \cos\left(\frac{j-i}{n} \Delta\omega t + \chi_j - \chi_i\right).$$

Des calculs semblables à celui de la première section peuvent être faits sur les doubles sommations correspondant aux termes carrés. Pour celle qui correspond au terme rectangle, il faut remarquer, par rapport à ce calcul, les différences suivantes :

— les n termes égaux à 1, correspondant à $i = j = 1, 2, 3, \dots, n$, sont remplacés par n termes de forme $\cos(\chi_i - \varphi_i)$ dont les valeurs totalisées quadratiquement, donnent une somme \sqrt{n} , d'ailleurs négligeable comme terme unique en raison du dénominateur n ;

— les $2(n-k)$ termes de pulsation $\frac{k}{n} \Delta\omega$, quel que soit k de 1 à $n-1$, sont toujours répartis en deux groupes d'allure symétrique, mais de phases entièrement incohérentes, même deux à deux entre termes correspondants des deux groupes, car $\chi_j - \varphi_i \neq \chi_i - \varphi_j$; ils s'ajoutent tous quadratiquement.

On peut donc écrire :

$$I = AB [1+s(t)] \left[1 + \frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n} t + \psi_k\right) \right]$$

$$+ A \sqrt{2BN} [1+s(t)] \left[\frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n} t + \psi'_k\right) \right] + AN \left[1 + \frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n} t + \psi''_k\right) \right]$$

ou :

$$I = [1+s(t)] [AB + \mathcal{B}(t)] + \sqrt{2 \frac{N}{B}} [1+s(t)] \mathcal{B}'(t) + \frac{N}{B} [AB + \mathcal{B}''(t)] \quad (6)$$

$\mathcal{B}'(t)$ et $\mathcal{B}''(t)$ représentent des spectres de bruit triangulaire de même structure et de même puissance que $\mathcal{B}(t)$, mais incohérents entre eux et avec lui.

Si $|s(t)| \ll 1$, on peut dire qu'à part les termes continus, sans importance, I comporte :

— un terme signal $AB s(t)$

— un bruit

$$\mathcal{B}(t) + \sqrt{2 \frac{N}{B}} \mathcal{B}'(t) + \frac{N}{B} \mathcal{B}''(t)$$

La puissance moyenne de signal est :

$$A^2 B^2 \overline{[s(t)]^2}$$

La puissance de bruit est :

$$2A^2 B^2 \left(1 + 2 \frac{N}{B} + \frac{N^2}{B^2} \right) \frac{\Delta p}{\Delta \omega} = 2A^2 (B+N)^2 \frac{\Delta p}{\Delta \omega}.$$

Le rapport signal/bruit en puissance est :

$$\rho = \frac{\overline{[s(t)]^2}}{2} \frac{1}{\left(1 + \frac{N}{B}\right)^2} \frac{\Delta \omega}{\Delta p}. \quad (7)$$

Si $|s(t)|$ n'est plus négligeable par rapport à 1, il faut évidemment tenir compte du caractère multiplicatif des deux termes de bruit en $\mathcal{B}(t)$ et en $\mathcal{B}'(t)$. En impulsions « tout ou rien » notamment, pendant les temps où la puissance émise est nulle, seul le terme :

$$\frac{N}{B} \mathcal{B}''(t) = \frac{2AN}{n} \sum_{k=1}^{n-1} \sqrt{n-k} \cos\left(\frac{k\Delta\omega}{n} t + \psi''_k\right)$$

qui donne dans la bande du signal détecté une puissance de bruit $2A^2 N^2 \frac{\Delta p}{\Delta \omega}$, interviendra pour gêner la reconnaissance de l'absence de puissance porteuse.

Limitons-nous à l'hypothèse $|s(t)| \ll 1$ pour examiner l'influence de la dépendance de la puissance

porteuse B à l'égard de la largeur de bande $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$ dans deux cas typiques :

1^{er} cas : B est donné et on peut, en modifiant le régime de la source de porteuse, faire varier $\Delta\omega$ qui reste néanmoins grand devant $p + \Delta p$; N , naturellement, est supposé proportionnel à $\Delta\omega$: $N = \mathcal{N} \Delta\omega$.

Alors la formule (7) peut s'écrire :

$$\rho = \frac{\overline{[s(t)]^2}}{2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\mathcal{N}^2}{B} \Delta\omega\right)^2} \frac{\Delta\omega}{\Delta p}$$

ρ est optimal pour :

$$\left(1 + \frac{\mathcal{N}^2}{B} \Delta\omega\right)^2 - 2 \left(1 + \frac{\mathcal{N}^2}{B} \Delta\omega\right) \frac{\mathcal{N}^2}{B} \Delta\omega = 0$$

ou :

$$\Delta\omega = \frac{B}{\mathcal{N}^2}$$

Il y a donc intérêt à choisir (ou « adapter ») $\Delta\omega$ de telle façon que $N=B$; ce choix donne un rapport signal/bruit :

$$\rho = \frac{\overline{[s(t)]^2}}{8} \frac{\Delta\omega}{\Delta p}$$

On voit que :

$$\rho = \frac{\overline{[s(t)]^2}}{8} \frac{B}{\mathcal{N} \Delta p}$$

Mais si la puissance porteuse avait été concentrée sur une seule onde cohérente type 2 à une seule fréquence, le rapport signal/bruit aurait été, après détection, $\frac{\overline{[s(t)]^2}}{2} \frac{B}{\mathcal{N} \Delta p}$. L'emploi d'une porteuse incohérente de même puissance, dans les meilleures conditions d'étalement de son spectre, détériore donc ρ de 6 dB.

2^e cas : B est obtenu par filtrage, et l'on a à la fois : $B = \mathcal{W} \Delta\omega$ et $N = \mathcal{N} \Delta\omega$, \mathcal{W} et \mathcal{N} étant imposés.

Il y a intérêt à choisir $\Delta\omega$ aussi grand que possible.

2.2.2. Cas où $p > 2\Delta\omega$

Nous laisserons de côté les calculs propres à ce cas, un peu plus fastidieux et moins directement significatifs.

Cependant, on voit sans peine, à la lumière des calculs précédents, que la modulation de la porteuse type 1 par le signal n'affecte pas le spectre de porteuse limité à la bande de $\frac{\omega}{2\pi}$ à $\frac{\omega + \Delta\omega}{2\pi}$. On peut donc obtenir après filtrage et détection, dans la partie basse

du spectre, entre 0 et $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$, un courant qui peut être représenté par la formule (6) avec $s(t)=0$, c'est-à-dire, en supprimant les composantes continues, par l'expression :

$$\mathcal{B}(t) + \sqrt{2 \frac{N}{B}} \mathcal{B}'(t) + \frac{N}{B} \mathcal{B}''(t).$$

Dans la mesure où N est faible relativement à B , ce courant peut être employé pour corriger le signal détecté comme dans la 1^{re} section. Si N n'est pas faible devant B , la correction ainsi obtenue devient moins efficace, car elle comporte une modulation par les termes en $\mathcal{B}'(t)$ et en $\mathcal{B}''(t)$ qui introduisent un effet multiplicatif néfaste, en même temps que les bruits propres aux bandes latérales :

$$\left(\frac{\omega}{2\pi} - \frac{p + \Delta p}{2\pi}, \frac{\omega}{2\pi} - \frac{p}{2\pi}\right) \text{ et } \left(\frac{\omega}{2\pi} + \frac{p}{2\pi}, \frac{\omega}{2\pi} + \frac{p + \Delta p}{2\pi}\right)$$

polluent la détection du signal. Le cas devient un peu trop sophistiqué pour valoir la peine d'un examen approfondi.

Si l'on opère par impulsions « tout ou rien » (à cadence relativement très rapide puisque $p > 2\Delta\omega$), on se rapproche beaucoup des conditions de détection d'une porteuse cohérente modulée de même façon, en présence de bruit additif.

3. Conclusion

Cet examen montre d'une façon générale que l'emploi d'une porteuse incohérente en modulation d'amplitude peut être envisagé en principe dans de nombreux cas pour la transmission d'information, notamment sur faisceaux optiques.

L'effet du bruit d'incohérence est particulièrement peu sévère lorsque la largeur de bande du signal modulateur est bien plus faible que celle du spectre de la porteuse incohérente avant modulation (largeur de bande d'incohérence).

D'ailleurs, le bruit d'incohérence présente un caractère multiplicatif qui le rend inoffensif dans les transmissions en modulation d'amplitude par impulsions « tout ou rien ».

Le rejet de l'information à transmettre vers une bande commençant à une fréquence supérieure au double de la largeur de bande d'incohérence (par modulation d'une sous-porteuse, par exemple), peut en outre permettre, au moins théoriquement, une correction éliminant le bruit d'incohérence, et, pratiquement, au moins une amélioration de la situation.

Enfin, en présence de bruit additif, et selon la loi qui détermine la puissance de la porteuse incohérente, il peut y avoir intérêt soit à un choix optimal ou adaptation de la largeur de bande d'incohérence, soit à l'utilisation d'une bande d'incohérence aussi large que possible.

Remerciements

L'auteur remercie la Direction des Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée d'avoir bien voulu autoriser la publication du présent article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SCHWARTZ M. — Information transmission, modulation, and noise, McGraw-Hill, New York, pp. 294-295.
 [2] DUCOT C. — Détection d'un signal véhiculé par une porteuse incohérente, l'*Onde Electrique*, N° 433, avril 1963, pp. 452-455.

ADDENDUM

à l'article de MM. H. MARTINOT et J. BAUDET intitulé « Générateur d'ondes sinusoïdales de périodes très longues destiné à l'étude des matériaux électriques ».

Paru dans l'*Onde Electrique* d'octobre 1964, pages 1064 à 1069

A la suite d'une demande de rectification émanant du Laboratoire de Recherches PHILIPS à Eindhoven, les auteurs nous prient de préciser :

1° que le titre de l'article de MM. KLEIN et DEN HERTOOG cité en référence bibliographique et paru dans le n° de juin

1959 d'*Electronic Engineering* 31, p. 320-325, est « A sine wave generator with periods of hours » ;

2° qu'ils ont emprunté à cet article le principe de base de la cellule-pilote du générateur d'ondes sinusoïdales décrit.

dont acte

INFORMATIONS

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCE

par rapport à l'Atomichron n° 107 du C.N.E.T. en 10^{-10}
($-74 \cdot 10^{-10}$)

Valeurs journalières moyennes
pour l'intervalle de 24 heures centré sur 3 h. T.U.

Novembre 1964	GBR 16 kHz	WWVL 20 kHz	NBA 24 kHz
1	-148,1	-147,8	-147,9
2	-147,4	-147,5	-146,8
3	-147,3	-147,8	-147,1
4	-149,1	-146,4	-147,3
5	-148,6	-147,3	—
6	-149,6	-147,8	—
7	-146,4	-148,1	—
8	-147,8	-147,3	-148,2
9	-147,5	-147,4	-147,9
10	-147,9	-148,1	-147,4
11	—	—	—
12	-148,7	-148,5	—
13	—	—	—
14	-148,2	-148,0	-147,4
15	-148,2	-147,1	-147,2
16	-148,4	-147,7	-148,1
17	-148,7	-147,1	—
18	-148,6	-147,4	—
19	-148,3	-146,9	—
20	-148,5	-147,3	-147,1
21	-147,4	-147,0	-147,4
22	-148,7	-147,1	—
23	—	-146,5	—
24	-147,9	-147,7	-147,7
25	-149,4	-147,1	-147,3
26	-147,6	—	—
27	-146,8	—	—
28	-146,1	—	-147,4
29	-146,0	-147,4	-147,9
30	-146,0	-146,9	-148,2

Depuis plusieurs années, le Département Fréquences du C.N.E.T. enregistre en permanence à Bagnoux la phase des émetteurs de Rugby GBR 16 kHz et Panama NBA 18 kHz par rapport à ses propres étalons ; ceux-ci sont comparés automatiquement deux fois par jour à l'Atomichron n° 107 (1). Le tableau ci-dessus indique pour le mois de novembre 1964, les valeurs moyennes (en 10^{-10}) de la fréquence de GBR et NBA par rapport à l'Atomichron, fournies par les différences de phase à 24 heures d'intervalle.

Depuis septembre 1960 ces intervalles ont été unifiés de 15 h à 15 h T.U. suivant la résolution adoptée à Londres par l'U.R.S.I.

Cette publication est poursuivie dans chaque numéro de l'Onde Electrique. Rappelons que des tableaux identiques sont publiés par nos confrères Electronic Technology pour les mesures effectuées à Teddington par le National Physical Laboratory, et par Canadian Journal of Research pour les mesures effectuées à Ottawa par le Canadian Research Council ; enfin les Proceedings of the Institute of Radio Engineers publient tous les mois les valeurs de la fréquence de WWV et WWVH mesurées par le National Bureau of Standards.

— Le signe moins indique que la fréquence mesurée est inférieure à la fréquence nominale.

— Une correction de $-74 \cdot 10^{-10}$ est appliquée à la fréquence de l'Atomichron pour ramener la mesure à la fréquence de référence du césium 9 192 631 770 Hz, correspondant au champ magnétique nul. Cette correction tient compte du rapport de division de fréquence de l'Atomichron, égal à 9 192 631 840, et l'on admet que le champ magnétique réel augmente la fréquence de l'Atomichron de 2 Hz.

Nota. On peut rappeler que l'écart moyen de $-150 \cdot 10^{-10}$ adopté pour l'année 1960 par les émetteurs pour le réglage de leur fréquence, résulte de recommandations de l'Avis n° 319 du C.C.I.R. Celles-ci ont pour but d'amener les signaux horaires des émissions de fréquences étalon à suivre approximativement le Temps Universel T.U.2, bien que la fréquence soit exprimée par rapport à la seconde du Temps des Ephémérides. La valeur de l'écart indiqué pour l'année 1961 par le Bureau International de l'Heure conformément à la Résolution n° 1 de l'U.R.S.I. 1960, a été maintenue à $-150 \cdot 10^{-10}$.

(1) Cf A. GABRY, Appareil de mesure automatique pour la comparaison de fréquences étalon. *L'Onde Electrique*, octobre 1960, p. 782.

LE CENTRE D'ÉTUDES ET RECHERCHES DE BOEBLINGEN ET L'ORDINATEUR IBM 360 MODÈLE 20

Le Laboratoire allemand de Boeblingen fait partie du réseau des vingt laboratoires mondiaux d'IBM ; six d'entre eux sont implantés en Europe : cinq s'occupent de l'étude et de la mise au point des matériels, ils sont en Allemagne, France, Suède, Angleterre et Hollande, le sixième, celui de Suisse, fait de la recherche pure.

Le Centre de Boeblingen fut créé en 1959 pour répondre aux propres besoins du marché national allemand, puis il a été intégré dans le cadre européen de la recherche IBM. ; il a pour mission principale la conception et la mise au point des petits et moyens ordinateurs.

Près de cinq cents ingénieurs et techniciens se répartissent les tâches variées de ce Centre d'Etudes.

Autour de l'objectif principal, on distingue les activités ci-après :

— *La conception proprement dite des petits et moyens ordinateurs* et leur réalisation mécanique et électromécanique.

— *La recherche de composants électroniques nouveaux.*

— *L'élaboration des techniques de programmation.*

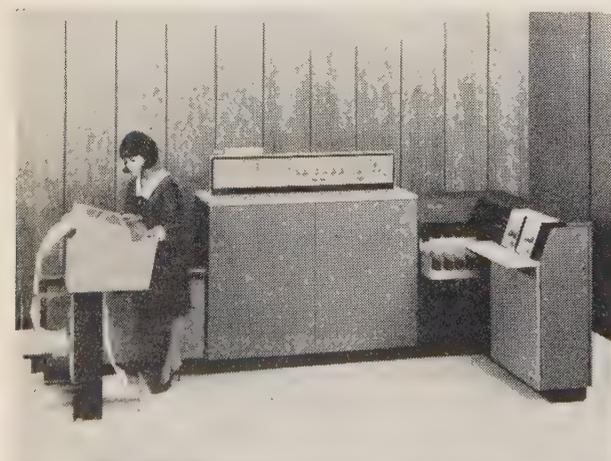
L'ordinateur IBM 360, modèle 20, a été étudié à Boeblingen et réalisé à l'aide des composants électroniques micromodules de l'Usine de Corbeil-Essones.

Trois machines de base composent ce modèle 20 :

— **Une unité de traitement douée de logique et de mémoire** qui prend les décisions logiques (9 000 à la seconde), commande les unités d'entrée et de sortie et effectue les calculs (1 500 à 3 000 additions à la seconde, par exemple), suivant le programme préalablement enregistré dans sa mémoire (4 000, 8 000 ou 16 000 positions). L'unité centrale est équipée de micromodules dont le temps de réponse est de l'ordre de 5 nanosecondes.

— **Un lecteur-perforateur de cartes à fonctions multiples.** Introduites dans l'un ou l'autre des deux magasins d'alimentation, les cartes sont lues, sous le contrôle du programme enregistré, à la vitesse de 500 cartes par minute, perforées à la vitesse de 160 colonnes par seconde, puis acheminées vers l'une des 5 cases de réception. En un seul passage, une carte peut être lue, perforée et recevoir l'impression de 6 lignes de texte en provenance directe de la mémoire.

— **Une imprimante à vitesse variable 2203**, fonctionnant elle aussi sous la conduite du programme enregistré, comporte un système d'impression permettant de faire varier le nombre des caractères utilisés et de modifier une vitesse d'impression pouvant atteindre 425 lignes alphanumériques ou 750 lignes numériques à la minute. Chaque ligne imprimée comporte au maximum 120 ou 144 signes. Un double dispositif d'entraînement du papier permet l'impression simultanée de deux états.



Ordinateur 360, modèle 20, à cartes perforées.

— **Un système de programmation simple et économique** assure une grande sécurité d'exploitation. Certains programmes pré-établis permettent, par exemple, d'utiliser directement les possibilités de l'ordinateur, le rôle de l'utilisateur se bornant à fournir des indications générales : zones de cartes à perforer, type de calculs à effectuer, etc.

A cette configuration simple de trois machines essentielles, on peut adjoindre, d'autres unités d'entrée et de sortie des informations : lecteur de cartes, perforateur de cartes, lecteurs-perforateurs capables de lire 1 000 cartes ou d'en perforer 500 à la minute, imprimantes également assurant une « sortie » de 600 lignes alphanumériques en une minute. Enfin, un adaptateur de transmission permet de relier par ligne téléphonique le modèle 20 à l'un des autres modèles d'ordinateur 360 installé en un lieu éloigné du premier. La liaison entre l'ordinateur et la ligne téléphonique est directe et les communications sont engendrées sous la conduite d'un programme de contrôle de l'unité de traitement.

UN LECTEUR DE BANDE FACIT ÉQUIPE UN ORDINATEUR IBM

Une installation de traitement de données d'une entreprise suédoise est la première à réaliser, sur le plan pratique, la combinaison d'un lecteur de bandes Facit PE 1 000 et d'un ordinateur IBM-1401, par l'intermédiaire d'un adaptateur spécial, mis au point par IBM.



Calculateur IBM 1 401, équipé d'un lecteur de bandes Facit PE 1 000.

Cette solution permet à l'équipement IBM d'utiliser des bandes perforées, dont la vitesse de lecture va jusqu'à 1 000 signes/seconde. D'autre part, les données enregistrées n'ont désormais ainsi plus besoin d'être reportées sur cartes mécanographiques pour pouvoir être traitées par l'ordinateur. L'installation de traitement de données est ainsi en mesure de se charger également de travaux pour le compte de clients « extérieurs ».

NOUVEL APPAREIL DE CONTRÔLE A BRUIT BLANC

La Société Marconi Instruments Limited de St-Albans, Angleterre, présente un nouvel Appareil de Contrôle à Bruit Blanc complètement transistorisé, le modèle OA 2090. Il est prévu pour la vérification de liaisons à voies multiples, hertziennes ou câblées, conformes aux normes du C.C.I.R. et pouvant avoir jusqu'à 2 700 canaux. Cet appareil se compose de deux coffrets et est considérablement plus petit et plus léger que ses prédécesseurs.

Dans tout système à voies multiples, il est essentiel que l'intermodulation, c'est-à-dire le brouillage dans une voie dû au trafic dans une autre, soit maintenu au plus bas niveau possible. Cette diaphonie est causée surtout par la distorsion non linéaire et par la distorsion de phase, et elle se manifeste sous forme d'interférence qui ressemble à du bruit blanc. On peut donc mesurer cette diaphonie comme un rapport de niveaux de bruit.



Nouvel appareil de contrôle à bruit blanc, de Marconi, modèle OA 2090.

L'appareil de contrôle Marconi fonctionne de la façon suivante : on applique à l'entrée de l'appareillage à voies multiples un bruit blanc dont le niveau et la largeur de bande représentent très exactement les conditions d'exploitation d'une installation téléphonique. Un filtre bouchon avec une bande d'arrêt étroite est interposé entre le générateur de bruit blanc et l'appareillage, ce qui réduit le bruit dans l'une des voies à son faible niveau normal. Un récepteur accordé sur cette voie mesure alors le rapport du bruit de diaphonie provenant de toutes les autres voies, au bruit normal de la voie en question.

L'appareil générateur de bruit fonctionne à l'aide d'une diode spéciale à semiconducteurs. Il possède neuf ensembles filtrants à commutation rapide comprenant aussi bien des filtres à élimination de voie que des filtres délimitant la largeur de bande totale. Tous les filtres sont en amont du contrôle de puissance. La commutation s'effectue à l'aide de clés identifiées par un code de couleurs. On voit donc que les limites de la bande de bruit, de même que la position de l'encoche, sont choisies simplement en poussant des clés. D'autre part, le niveau de puissance est contrôlé en permanence. La charge sur l'appareil peut être réglée à la sortie par un atténuateur.

Le récepteur permet la sélection immédiate de l'une de six fréquences préréglées. Il accepte des ensembles filtrants interchangeables qui correspondent aux filtres d'élimination de bande du générateur. Un atténuateur à l'entrée du récepteur est calibré de telle façon que le rapport de puissance de bruit cherché est lu directement en décibels.

Chacun des deux coffrets composant l'appareil mesure 19 cm × 47 cm × 43,5 cm et pèse 11,8 kg. Il existe également un modèle pour montage sur rack.

ÉQUIPEMENTS DE MESURE ET DE CONTRÔLE AUTOMATIQUES DES SEMICONDUCTEURS

À la fin du mois de décembre 1964 les Etablissements RADIOPHON, 148 av. de Malakoff, à Paris, ont invité quelques représentants de la presse technique à voir en fonctionnement à l'usine IBM de Corbeil un nouvel équipement de mesure et de contrôle automatiques des semiconducteurs construit par FAIRCHILD SEMICONDUCTOR INSTRUMENTATION, que représente RADIOPHON.

Le Tester 500 de la F.S.I. est un appareil à multiparamètres qui permet de faire seize tests par séquence. Ses principales applications pour le contrôle des semiconducteurs se trouvent dans les domaines suivants :

- l'étude de la fiabilité,
- le contrôle final de production,

- l'homologation et les spécifications,
- la recette en usine,
- le contrôle de qualité.

Les appareils de la série 500 de F.S.I. sont facilement programmés sur le panneau avant. L'appareil peut instantanément changer de programme et de conditions de mesures ; chaque tiroir de programme peut indifféremment faire les mesures des paramètres suivants : h_{FE} , V_{Sat} , BV , I_L , V_F , V_R , I_R , qui correspondent aux possibilités de mesures de tous les équipements de base de la série 500. Chaque tiroir-module de programme correspond à un registre de dix chiffres commutables. Quarante unités d'information sont possibles pour programmer chaque test.

Les tests réalisés par cet équipement peuvent se diviser en deux catégories : tests à impulsions courtes (350 μ s) et tests à impulsions longues (45 ms) :

— L'impulsion longue a une répétition de 20 par seconde avec un facteur de forme de 80 %, elle ne s'utilise que pour les courants faibles pour que le facteur de forme n'ait aucune incidence dans l'élévation de température de la jonction.

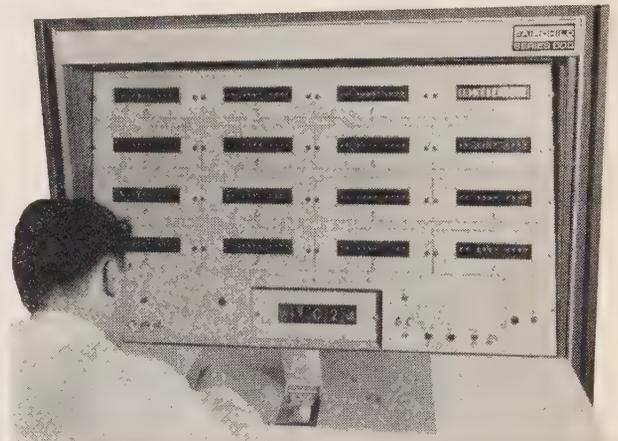
— L'impulsion courte a une largeur standard d'impulsions de 350 μ s à la fréquence de 30 par seconde. La mesure se fait dans les dernières 50 μ s, le facteur de forme est de 1,75 % assurant aux composants toute la sécurité et un minimum d'échauffement de la jonction.

Les essais des semiconducteurs en courant découpé, en évitant un échauffement de la jonction, assure des mesures plus significatives et une parfaite fidélité.

L'affichage sur la série 500 peut se faire :

1) en valeur numérique, et il apparaît alors dans la fenêtre de lecture l'indication du paramètre mesuré, de l'unité choisie et la valeur en chiffres.

2) en décision automatique « go/no go » donnée par des lampes verte et rouge.



Le Tester 500 de Fairchild Semiconductor Instrumentation, en service à l'usine IBM de Corbeil.

Toutes les sécurités ont été prévues pour éviter d'endommager le composant en essai : erreurs provenant soit des conditions de mesures mal programmées ou du semiconducteur mal placé sur son support.

Il y a six fils à partir du support du semiconducteur : trois pour les tensions, trois pour les courants.

Un grand nombre d'accessoires optionnels sont prévus pour être connectés avec l'ensemble de base tels que des convertisseurs de données qui permettent la collecte des résultats et l'attaque de machines à écrire, imprimantes ou enregistreuses.

COMMUNIQUÉS

FACULTÉ DES SCIENCES

1° Physique de l'Atmosphère

Le cours de M. le Professeur DELLOUE aura lieu les mardis et vendredis à 9 heures, salle des Conférences de Physiques, 1, rue Victor-Cousin. Il traitera de la propagation des ondes longues et très longues (guide d'onde terre-ionosphère, mode, sifflement, résonances de la cavité terre-ionosphère) et des applications géophysiques.

2° Radiométéorologie

Une série de treize conférences aura lieu dans la même salle, les mardis et vendredis, mais à 10 h 30.

M. E. VASSY, Professeur :
Introduction historique.

M. F. DU CASTEL, Ingénieur en Chef des Télécommunications au CNET :
Généralités sur le rôle de la terre et de l'atmosphère en propagation troposphérique.
Les bruits en radiométéorologie, température d'antennes.
Techniques d'enregistrement et de dépouillement en propagation troposphérique.
Données expérimentales sur la propagation troposphérique et les influences météorologiques.

M. P. MISMÉ, Ingénieur de la Météorologie au CNET :
L'indice de réfraction, mesure et radioclimatologie.
Modèles d'atmosphère utilisés par les radioélectriciens : feuilletage et turbulence.
La réfraction et les gradients équivalents.
Recherche des paramètres radiométéorologiques utilisables en propagation.

M. J. VOGÉ, Ingénieur des Télécommunications au CNET :
Le guidage atmosphérique.
Théorie des réflexions partielles d'une onde électromagnétique dans l'atmosphère.
Les théories de la diffusion d'une onde électromagnétique dans l'atmosphère.
Extension des théories précédentes à l'ionosphère, la magnétosphère et l'exosphère.

Les premiers cours et conférence auront lieu le vendredi 19 février 1965.

CONGRÈS et EXPOSITIONS

DEUXIÈME CONGRÈS DE FORATOM

Le Forum Atomique Européen (FORATOM) regroupe les Associations analogues à l'A.T.E.N. dans quatorze pays d'Europe : Autriche, Belgique, Danemark, Espagne, Finlande, France, Grande-Bretagne, Italie, Luxembourg, Norvège, Pays-Bas, Portugal, République Fédérale d'Allemagne, Suisse.

Les Associations de tous ces pays participeront du 29 septembre au 1^{er} octobre 1965 au deuxième Congrès de FORATOM, qui se déroulera à Francfort/Main, R.F.A., salle du Palmengarten, Siesmayerstrasse 61.

Le thème de cette manifestation sera : « Energie Nucléaire en Europe — de la matière première à la distribution dans les réseaux interconnectés ».

Quatre sessions de travail étudieront les questions suivantes :

I. Combustibles nucléaires.

II. Centrales nucléaires.

III. Emploi de l'énergie atomique dans les réseaux interconnectés.

IV. Conclusions pour l'utilisation future des centrales nucléaires en Europe.

Toutes les demandes de renseignements sur le Deuxième Congrès de FORATOM peuvent être adressées à : FORATOM, 26, rue de Clichy, Paris-9^e.

CONFÉRENCE INTERNATIONALE SUR LA GÉNÉRATION DE PUISSANCE ÉLECTRIQUE PAR VOIE THERMOIONIQUE

Londres 20-24 septembre 1965

Sous les auspices de l'OECD European Nuclear Energy Agency, une conférence internationale sur la génération de puissance électrique par voie thermoionique est organisée par l'Institution of Electrical Engineers. Cette conférence, qui est la première manifestation internationale tenue en Europe sur ce sujet, aura lieu à l'IEE, Savoy Place, à Londres, durant la semaine du 20 au 24 septembre 1965.

L'objet de cette conférence est de faire le point des recherches actuelles sur les procédés de conversion thermoionique directe de l'énergie en électricité et de rassembler toutes les informations sur cette technique nouvelle et, en particulier, les applications nucléaires et spatiales.

Les personnes qui désiraient apporter leur contribution à cette Conférence, dans le cadre de son programme, sont priées d'envoyer un bref résumé et le titre prévu pour leur communication au Secrétariat de la Conférence T.E.P.G. The Institution of Electrical Engineers, Savoy Place, London W2, avant le 28 février 1965.

Pour plus amples détails, s'adresser à l'I.E.E.

SALON INTERNATIONAL DES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES

1^{er} Salon international de L'Électroacoustique

Le Salon des Composants Electroniques se tiendra en 1965 au Parc des Expositions de la Porte de Versailles à Paris et, pour la première fois, dans le Hall monumental, du 8 au 13 avril.

Il réunira environ huit cents exposants.

Cette année, la branche électroacoustique sera détachée du Salon des Composants et constituera, à ses côtés et en même temps que lui, le 1^{er} Salon International de l'Électroacoustique.

Rappelons que du 5 au 10 avril, dans les salles de conférences de l'UNESCO, se déroulera le premier Colloque International sur les Techniques des Mémoires, dont nous avons entretenu nos lecteurs dans *l'Onde Electrique* d'Octobre 1964.

EXPOSITION DES COMPOSANTS RADIO ET ÉLECTRONIQUES

Londres 18 au 21 mai 1965

Devant le succès remporté par l'exposition de 1963 qui a reçu près de 49 000 visiteurs dont 2 600 étrangers, les fabricants de Composants Radio et Electroniques britanniques ont décidé de faire une nouvelle exposition à l'Olympia de Londres, du 18 au 21 mai 1965.

Elle réunira l'ensemble des fabricants du Royaume-Uni et comprendra environ 10 000 m² de stands.

Patronée par la Radio and Electronic Component Manufacturers Federation, l'exposition est organisée par Industrial Exhibitions Limited, 9 Argyll Street, London W.1.

RÉALISATIONS TECHNIQUES

CARNET des SOCIÉTÉS

TÉLÉVISION EN COULEURS

Le premier émetteur de télévision affecté exclusivement à la transmission des programmes en couleurs vient d'être installé dernièrement au centre ORTF des Buttes-Chaumont, à Paris, par la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON. Cet émetteur possède une puissance de 2 kW et fonctionne en bande IV, canal 28.

Depuis le 12 novembre, il diffuse des émissions qui permettent aux techniciens d'expérimenter, en vraie grandeur, dans le cadre de l'opération « Cent Postes », le procédé SECAM de la Compagnie Française de Télévision avant la conférence qui se tiendra en mars prochain à Vienne, conférence au cours de laquelle devrait être choisi le procédé de télévision en couleurs recommandé à l'ensemble des pays européens.

Trois systèmes sont en compétition : le NTSC (américain), le PAL (allemand) et le SECAM (français).

La réalisation de récepteurs SECAM se développe en France et à l'étranger. Grâce à la simplicité du système, deux appareils, indispensables aux constructeurs et aux installateurs, ont pu être conçus et réalisés sous une forme exceptionnellement commode, robuste et économique par la CIE FRANÇAISE DE TÉLÉVISION, 19, rue Ernest-Cognacq à Levallois-Perret (Seine).

Le GS.10, destiné au réglage en usine des récepteurs SECAM, est un générateur de signaux entièrement transistorisé. Associé à un générateur de signaux de synchronisation, il fournit une image codée « SECAM ».

Le « Servochrom », entièrement transistorisé lui aussi, permet, sans aucun appareil supplémentaire, tous les réglages d'installation au domicile des téléspectateurs. Il est extrêmement compact et léger.

ANTENNE DE TÉLÉMESURE AUTOPOINTÉE ELECMA

Dans le cadre de l'aménagement du Centre d'Essais des Landes, ELECMA, division électronique de la SNECMA, vient de se voir confier par le Service des Equipements de Champs de Tir, la réalisation d'une antenne de télémétrie autopointée à grand gain : CYCLOPE II.

D'une hauteur hors-tout d'environ 25 mètres, CYCLOPE II sera équipé, comme CYCLOPE I, en service depuis plus d'un an sur le Champ de Tir d'Hammaguir, d'un réflecteur de 18 mètres de diamètre, mais sa bande de fréquences sera plus étendue : (215 - 2 300 MHz). Il assurera la réception des signaux de télémétrie d'engins depuis leur mise à feu jusqu'à proximité de leur point de chute.

Le dispositif numérique de transmission des informations angulaires de CYCLOPE II en fera un moyen précieux d'aide à l'acquisition pour les équipements de trajectographie du Centre d'Essais des Landes.

ELECMA équipera également prochainement CYCLOPE I, sous contrat du S.E.C.T., d'un dispositif numérique, qui assurera, dans le cadre du Champ de Tir d'Hammaguir, l'aide à l'acquisition des moyens de trajectographie locaux.

RÉCEPTION DES COURS TÉLÉVISÉS

La THOMSON-HOUSTON vient de présenter un nouveau système de réception des cours télévisés dans les écoles, appelé « Polyvision ». Les récepteurs sont suspendus au plafond, le cathoscope dirigé vers le bas étant entouré d'une jupe évasée qui protège les écrans contre une grande partie de la lumière ambiante. Chaque élève dispose d'un miroir lui permettant de regarder le récepteur le plus proche sans lever la tête. Bien entendu, l'inversion d'image est compensée par une inversion du balayage-image des récepteurs.

CSF A FÊTÉ LE DÉPÔT DE SON 2 000^e BREVET

Le 20 novembre 1964, à la Maison de la Chimie, la CSF a organisé une réunion à l'occasion du dépôt de son 2 000^e brevet sous la présidence de M. M. PONTE, son Président-Directeur Général et en présence de M. M. Maurice BOKANOWSKI, Ministre de l'Industrie.

Au palmarès des inventeurs de la CSF, nous relevons les noms suivants :

avec plus de 50 brevets :

MM. BÉTHENOD, CHARLES, CHIREIX, E. GIRARDEAU, GUTTON, HUBER, LATOUR, ORTUSI, Y. ROCARD, VASSEUR, WARNECKE senior.

avec 30 à 50 brevets :

MM. AUBERT, DE BELLESCIZE, BRUCK, CHAUVEAU, DOEHLER, GRIVET, KLENN, PEYSSOU, SIMON, THOUREL, TORCHEUX, VASSILIEV et VILLEM.

avec 20 à 30 brevets :

MM. ACHARD, AIGRAIN, BELLINI, BERNARD, BEZY, BROUSSAUD, CLEMENT, DANZIN, DENIS, DEROUET, DUSSAUSOY, FAVRE, HARDY, HONORÉ, LE PARQUIER, LERBS, PONTE et TIEN-CHI.

M. AUBERT, Directeur Général Technique de la Compagnie a souligné l'accroissement de la vitesse des dépôts de brevets de la CSF. Le premier brevet du groupe est dû à M. J. BÉTHENOD, ingénieur en chef de la SFR et date du 30 décembre 1908 ; le 1 000^e brevet a été pris par la CSF en juin 1953 ; le 2 000^e, en octobre 1964. En France, la CSF a donc déposé les onze dernières années autant de brevets qu'au cours des trente-trois années précédentes.

Ces brevets ont donné lieu au dépôt de près de 5 000 brevets étrangers.

Des licences sont accordées contre redevances en espèces, mais la CSF pratique également l'échange gratuit de ses licences de brevets contre des licences de nombreuses et puissantes sociétés étrangères dans des domaines de techniques très étendus.

M. AUBERT vint à parler ensuite des recherches faites avec le financement de l'Etat qui sont « principalement le fait d'un certain nombre de grandes administrations et plus spécialement des départements militaires. Ceux-ci financent, en effet, des études de prototypes ou des recherches appliquées en vue de la réalisation de prototypes qui, en général, donneront lieu ultérieurement à fabrication de série ».

« Le financement partiel est plus spécialement dû aux *participations* au programme de recherche, prises par des organismes du type DRME et DGRST. Ces recherches s'effectuent sur certains sujets proposés par les industriels et reconnus intéressants ou sur des sujets choisis d'un commun accord entre ces organismes et les industriels, suivant une *action concertée* décidée par l'Administration. Mais une part importante du financement de l'étude (de l'ordre de 40 à 50 %) reste à la charge de l'industriel ».

« Quand une administration finance l'étude d'un prototype, il est logique et équitable qu'elle obtienne pour ses besoins propres une licence gratuite des brevets, pris au cours de l'étude par l'industriel. Il est logique également que cette licence ne soit pas limitée à la seule administration ayant financé l'étude, mais à tout ce qu'on est convenu de désigner par *Etat* ».

Par contre, il est plus difficilement admissible « de voir l'Administration, non pas se contenter d'un droit d'utilisation en faveur de l'Etat, mais faire des efforts répétés, à l'occasion de tous les marchés ou de toutes les révisions des clauses générales des marchés, pour déposséder l'industriel de son *droit de propriété* sur les brevets ».

Et cependant l'article 36 septies du décret 62 908 du 3 août 1962 a bien soin de préciser que « Les droits de propriété industrielle qui peuvent naître à l'occasion ou en cours de l'étude sont en principe acquis au titulaire, mais que l'Etat peut se réserver tout ou partie de ces droits par une disposition du marché ». Cette dernière clause ne jouant, de toute évidence, que quand cela est justifié.

On peut penser que puisque l'Etat *paie* une étude, il doit en être normalement propriétaire, « mais ce que l'on *finance* en effet, dans une étude dite financée à 100 %, c'est le temps passé par l'équipe chargée de cette étude, quelquefois certains appareils spéciaux nécessaires à l'étude et les frais généraux et amortissements liés aux heures-productives correspondantes ; mais ce qu'on ne finance pas et qu'on veut systématiquement ignorer, c'est la valeur de l'équipe elle-même, formée souvent depuis bien longtemps par la Compagnie, c'est tout le know-how amassé depuis des années, son organisation, ses laboratoires spécialement adaptés à la recherche considérée, tout son passé et toute l'aide que ses autres équipes de recherche peuvent apporter à l'équipe chargée du marché, tant il est vrai que dans la recherche actuelle, ni un homme ni même une équipe ne peuvent arriver seuls à un résultat valable ».

M. AUBERT, se plaint enfin des diverses clauses introduites dans les marchés, avec surenchère d'une administration sur l'autre et qui arrivent à une lente dépossession de l'industriel.

M. AUBERT a terminé en disant que la Sous-Commission de la Recherche dans l'Electronique pour le V^e Plan aurait son attention attirée sur ces questions dans le rapport qui lui serait présenté.

Revenant sur la question de la recherche proprement dite, M. M. PONTE, Président Directeur Général de la CSF a prononcé une courte allocution dont nous extrayons le passage suivant :

« Il est essentiel que *tous* les Laboratoires, tous les chercheurs français comprennent que la recherche n'est pas un art en soi, et qu'elle doit conduire à des résultats pratiques, même si ce ne sont pas les mêmes hommes qui sont en cause.

« La recherche privée a une obligation évidente à ce point de vue : elle n'en ressent aucun complexe, au contraire, car la recherche de base vient se greffer sur la recherche appliquée qui lui apporte problèmes et moyens.

« La question fondamentale de l'heure, dans le domaine de la recherche en France, est donc de partir à la découverte de tout ce qui repose dans les Laboratoires de notre pays, ceux d'Etat en tête : quelle abondante moisson de résultats nouveaux, applicables après un développement plus ou moins long, privé ou non, serait récoltée, amenant d'ailleurs à un travail plus étroit entre Laboratoires d'Etat, Université, CNRS pour ne citer que ceux-là, et Laboratoires d'Industrie. Notre souhait est qu'une collaboration encore plus étroite entre la recherche publique, la recherche privée et les moyens de développement et de production de l'Industrie permette d'utiliser au plus vite les possibilités encore cachées du potentiel scientifique et technique français existant : lequel est grand mais, au total, ignoré.

« Si cette étroite collaboration avait existé au moment de la naissance du laser, entre hommes de science et hommes tournés vers les applications, la France disposerait certainement, à l'heure actuelle, en électronique, d'un potentiel de brevets tellement important que la balance des licences y serait positive ».

M. Maurice BOKANOWSKI, Ministre de l'Industrie, a, de son côté, parlé en ces termes d'un projet de révision de la procédure de délivrance des brevets français : « Aucun brevet au monde ne donne un titre de valeur certaine, et les inconvénients des légis-

lations qui prévoient un examen préalable des demandes de brevets sont bien connus : lourdeur et lenteur d'une procédure coûteuse, qui laisse en définitive le breveté dans une incertitude à peine moins grande qu'en France quant à la valeur de son titre. Je vous rappelle à cet égard les ressemblances entre la balance des comptes de la France et celle de l'Allemagne Fédérale, pays qui sont dotés, cependant, de systèmes de brevets très différents. Il faut encore remarquer qu'avec l'augmentation constante des demandes de brevets et la complexité de plus en plus grande des techniques, les pays qui pratiquent l'examen préalable éprouvent des difficultés croissantes à faire fonctionner ce système.

« Cependant, j'estime que le brevet français est perfectible, et qu'en lui appliquant un système analogue à celui du brevet spécial des médicaments, on valoriserait singulièrement le titre que nous délivrons, tout en ne compliquant la procédure que dans la plus faible mesure possible.

« Comme vous le savez, ce système consiste à assortir chaque brevet d'un avis sur la nouveauté, élaboré sous la responsabilité du Service de la Propriété Industrielle, après observations du déposant et des tiers. Sans doute l'Administration ne se reconnaît pas, pas plus que pour les autres brevets, le droit de refuser la délivrance pour défaut de nouveauté, mais l'avis de nouveauté suffit à éclairer l'inventeur, les tiers et, le cas échéant, les juges, sur le véritable caractère de l'invention brevetée, par rapport à l'état antérieur de la technique.

« Je souhaite que cette réforme puisse s'accomplir sur un plan international, comme les études menées depuis plusieurs années au sein de la Communauté Economique Européenne le laissent espérer ; mais, si les circonstances devaient nous obliger à réaliser cette transformation dans le cadre national, nous sommes en mesure d'en envisager une application progressive.

« Bien entendu, une telle réforme donnerait lieu à une large consultation des entreprises intéressées, et je sais que je puis compter sur la coopération complète d'un grand nombre d'entre elles ».

ACCORD LE PROTOTYPE MÉCANIQUE - AIRPAX ELECTRONICS

La Société AIRPAX ELECTRONICS, Cambridge, Maryland U.S.A. et la Société LE PROTOTYPE MÉCANIQUE, 23, rue Pasteur à l'Etang-la-Ville (S.-et-O.), viennent de conclure un accord de collaboration concernant la fabrication et la diffusion de certains de leurs produits respectifs.

C'est ainsi qu'en Europe Occidentale, LE PROTOTYPE MÉCANIQUE diffusera les disjoncteurs miniatures AIRPAX destinés aux équipements électroniques et militaires et qu'aux Etats-Unis d'Amérique, la Société AIRPAX ELECTRONICS, réputée pour la fabrication de ses choppers, s'occupera de la vente et des applications des relais subminiatures UGON produits par LE PROTOTYPE MÉCANIQUE et bien connus de nos lecteurs.

La production des disjoncteurs AIRPAX en France et celle des relais UGON aux U.S.A. sera entreprise dans un proche avenir.

SEUROLEC

La Société Européenne d'Electronique (SEUROLEC, anciennement SEURELEC) vient d'aménager de nouveaux locaux pour regrouper ses services administratifs, technico-commerciaux, salles d'exposition, laboratoires, 39-41, rue de l'Est et 1-3 rue Pasteur à Boulogne-Billancourt. Tél. 825-62.83.

PETITE ANNONCE

675 C. — Cher. ing. électron. pos. stage indus. p. poste direc. techn. dans centre enseign. profes. S'adresser à la Revue.



Revue affiliée au Syndicat
de la Presse Radioélectrique
Française - Paris

NIEDRIGER PREIS

BAS PRIX

LOW COST

* THYRATORS ET COMMUTATEURS P.N.P.N. SCR'S AND TRANSWITCHES

Redresseurs contrôlés et commutateurs P.N.P.N. économiques.
La rentabilité des techniques 'Planar' développées par Transiton rend désormais possible l'utilisation dans chaque application de ces 4 familles d'éléments à 4 couches ultra-fiables et qui simplifient les circuits. Transwitches et redresseurs contrôlés existent en boîtiers TO-5 et TO-18 avec des caractéristiques de tension jusqu'à 200 volts. Les Transwitches ont un gain minimum de 5 à la coupure. Avec les redresseurs contrôlés et les Transwitches, les circuits classiques sont plus simples et plus fiables.

Transiton's cost-saving planar techniques now make these 4 families of highly reliable, circuit-simplifying, 4-layer devices practical for every application. Both Transwitch and S.C.R. families are available in TO-5 and TO-18 packages with ratings to 200 volts. Transwitches have minimum turn-off betas of 5. Typical circuits made simpler and more reliable with S.C.R.'s and Transwitches.

Steuerbare Gleichrichter und Halbleiterschalter. Die von Transiton angewandte kostensparende Planartechnik liefert hochzuverlässige Bauelemente. Auch diese beiden Arten von Vierschichtelementen werden mit Hilfe des Planarprozesses hergestellt und sind für viele Anwendungsfälle geeignet. Sowohl die steuerbaren Gleichrichter als auch die Halbleiterschalter (Ein-Aus) sind im TO-5 und im TO-18 Gehäuse mit Grenzwerten bis zu 200V erhältlich. Die minimale Ausschaltstromverstärkung der Halbleiterschalter beträgt 5. Typische Schaltanordnungen werden bei Verwendung dieser Bauelemente einfacher und zuverlässiger.

Redresseurs au Silicium commandés par Thyratours

SILICON CONTROLLED RECTIFIERS

Type	Minimum Forward Breakdown Voltage @ +125°C (Volts)	Maximum DC Forward Current @ +80°C Ambient (Amps)	Maximum Gate Current to Fire @ +25°C (mA)
TCR35C	30*	1.0	3.0
TCR65C	60*	1.0	3.0
TCR105C	100*	1.0	3.0
TCR205C	200*	1.0	3.0

TO-5



Type	Minimum Forward Breakdown Voltage And Minimum Peak Reverse Voltage	Maximum Forward Current (mA)	Maximum Gate Turn-off Current (AT I _F of 25% Maximum Rating) (mA)
TSW30	30	1000	50*
TSW60	60	1000	50*
TSW100	100	1000	50*
TSW200	200	1000	50*

Commutateurs P.N.P.N.

TRANSWITCHES

Type	Minimum Forward Breakdown Voltage and Minimum Peak Reverse Voltage (Volts)	Maximum Average Forward Current @ +75°C Ambient (mA)	Maximum Gate Current to Fire @ +25°C (µA)
TSW30C	30	200	400
TSW60C	60	200	400
TSW100C	100	200	400
TSW200C	200	200	400

TO-18

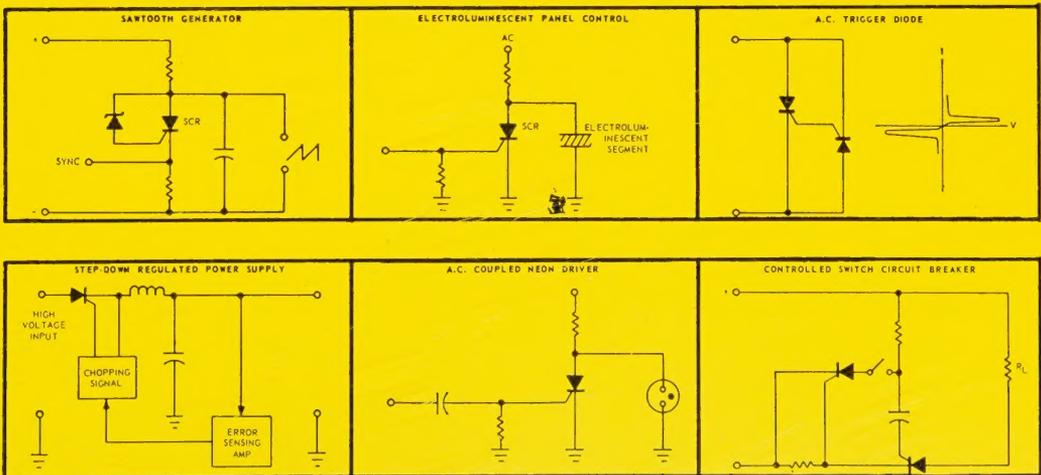


Type	Minimum Forward Breakdown Voltage And Minimum Peak Reverse Voltage	Maximum Forward Current (mA)	Maximum Gate Turn-off Current (AT I _F of 25% Maximum Rating) (mA)
TSW31	30	200	10*
TSW61	60	200	10*
TSW101	100	200	10*
TSW201	200	200	10*

Les circuits classiques sont plus simples et plus sûrs avec les THYRATORS, et les commutateurs P.N.P.N.

Typical circuits made simpler and more reliable with SCR's or Transwitches

* Terme normalisé SITELESC



Transiton

Transiton electronic

29 Avenue de l'Opera - Paris 1er - OPE. 69. 89
Distributeur: E.T.I. 73 Avenue de Neuilly, Neuilly-sur-Seine, Seine

Transiton electronic limited

Gardner Road - Maidenhead - Berks
Tel: 26371 - STD-OMA-8 - Telex: 84335

Transiton electronic G.m.b.H.

8000 München 5 - Corneliusstrasse 12
Tel: 24 12 74 u. 24 04 19 - Telex: 05-22109

Representatives in: Amsterdam · Copenhagen · Milan · Oslo · Stockholm · Vienna · West Berlin · Zürich

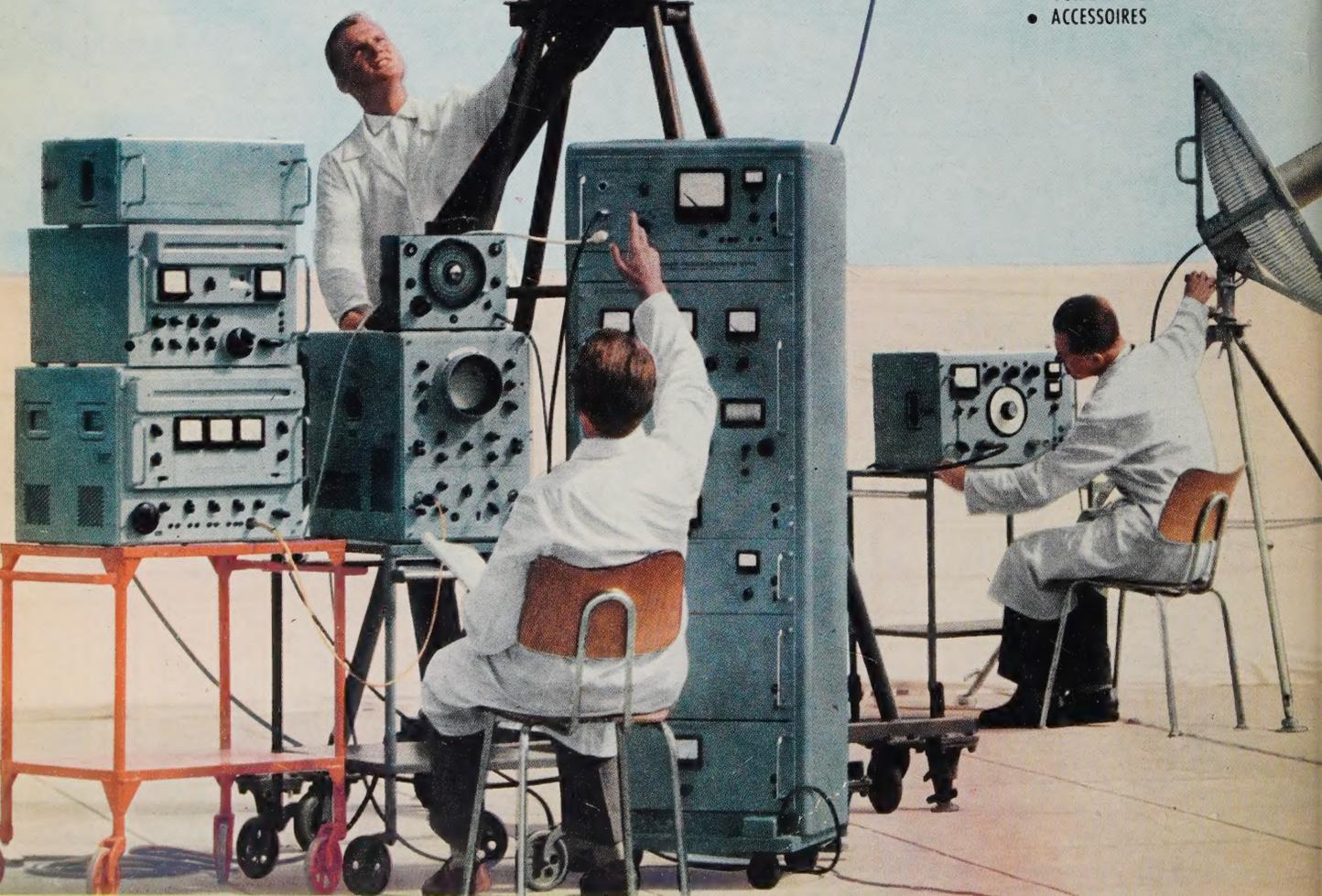


ROHDE & SCHWARZ
MUNICH

APPAREILS DE MESURE ROHDE & SCHWARZ

De la résistance étalon à l'horloge électronique de haute précision à quartz, ROHDE et SCHWARZ offre le choix le plus étendu et le plus complet d'instruments de mesure et d'accessoires dans une gamme de fréquences qui s'étend des hyperfréquences aux infrasons.

- VOLTMÈTRES
- MODULOMÈTRES
- RÉCEPTEURS DE CONTRÔLE
- MESUREURS DE CHAMP
- ENREGISTREURS
- OSCILLOSCOPES
- WATTMÈTRES
- IMPÉDANCÉMÈTRES
- LIGNES DE MESURE
- GÉNÉRATEURS
- FRÉQUENCÉMÈTRES
- COMPTEURS ÉLECTRONIQUES
- HORLOGES ÉLECTRONIQUES
- ANALYSEURS D'ONDE
- CAPACIMÈTRES
- GÉNÉRATEURS DE VIBRATION
- SELFMÈTRES
- ALIMENTATIONS
- ÉLÉMENTS COAXIAUX
- GUIDE-ONDES
- ACCESSOIRES



DISTRIBUTEUR EXCLUSIF **MEGEX** 105, QUAI BRANLY - PARIS 15^e * SEG. 36-93