

50376
1977
104
N d'ordre

50376
1977
104

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

par

Robert PERICHON

Ingénieur ISEN

**SUR LE BRUIT DE FOND PRESENTE PAR DES
OSCILLATEURS ET DES AMPLIFICATEURS
HYPERFREQUENCES A DIODE A AVALANCHE**



Soutenue le 14 Juin 1977, devant la Commission d'examen

Membres du Jury : MM.

G. SALMER
E. CONSTANT
J.C. MARTIN
M. SAVELLI
A. MIRCEA

Président
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Invité

A mes Parents,

A Annie,

A François et Renaud,

A tous les miens,

*Il faut, pour que les idées prennent corps
et s'imposent, qu'elles arrivent à un moment
propice. Ni trop tôt, ni trop tard.*

Edward Goldsmith

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMI-CONDUCTEURS" (C.H.S.) de l'Université des Sciences & Techniques de LILLE, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a suggéré le sujet de cette thèse. Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance pour les conseils qu'il m'a prodigués et pour l'aide efficace qu'il a su m'apporter dans les moments difficiles.

Monsieur le Professeur SAVELLI et Monsieur le Professeur MARTIN me font l'honneur de juger ce travail. Je leur en suis vivement reconnaissant et les en remercie.

J'exprime également ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur A. MIRCEA, du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, pour toutes les idées échangées et pour tout le travail que nous avons effectué en collaboration. Il me fait le plaisir de participer à mon jury. Qu'il trouve ici le témoignage de ma sympathie.

Je tiens également à remercier Monsieur CONVERT, de la Société C.S.F. pour les fructueuses discussions que nous avons eues lors de l'élaboration de la partie théorique de ce travail.

.../...

J'exprime ici toute ma sympathie à tous les chercheurs qui ont constitué l'équipe "Bruit" depuis mon entrée au Laboratoire, Bernard KRAMER, Alain LE BORGNE, Romuald WROBLEWSKI, pour l'amitié qu'ils m'ont témoignée et pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Mes remerciements vont également à tous les chercheurs du Laboratoire et en particulier à Messieurs ALLAMANDO et LEFEBVRE pour leur aimable collaboration.

Je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce mémoire :

- . au personnel technique du Laboratoire et en particulier Mlle DEMOL et M. TINEL,
- . à MM. JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES, de l'atelier de Mécanique,
- . à Mlle Brigitte PIERRE qui a assuré l'essentiel de la dactylographie de ce travail,
- . à Mme LECHIEN et Mlle HANNON qui, au Laboratoire, ont eu la tâche ingrate de dactylographier les inévitables équations,
- . à MM. DEHORTER et PLUQUET qui ont photocopié ce travail.

Je tiens enfin à rappeler que l'étude expérimentale a pu être réalisée à l'aide des composants fabriqués par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.)

S O M M A I R E

INTRODUCTION GENERALE

... p.1

Chapitre I : THEORIE DU BRUIT EN REGIME GRAND SIGNAL

... p.7

- p.7 1. INTRODUCTION
- p.9 2. EQUATIONS FONDAMENTALES - HYPOTHESES SUR LE BRUIT D'AVALANCHE
- p.12 3. MODELE DE READ - EQUATION DE READ-LANGEVIN
 - 3.1. Structure des diodes étudiées et le modèle de Read
 - 3.2. Hypothèses permettant l'établissement de l'équation de Read
Discussion de sa validité
 - 3.2.1. Discussion des hypothèses
 - 3.2.2. Validité de l'équation de Read
- p.20 4. EQUATION CARACTERISTIQUE DU BRUIT :
EQUATION AUX PERBURBATIONS. RESOLUTION
 - 4.1. Source de bruit équivalente grand signal
 - 4.2. Admittance paramétrique
- p.27 5. REPRESENTATION DU COMPOSANT EN GRAND SIGNAL
 - 5.1. Impédance grand signal équivalente
 - 5.2. Equation caractéristique du bruit pour le composant
- p.30 6. INTERACTION CIRCUIT-COMPOSANT. CIRCUIT DE CHARGE POUR LES
DIFFERENTS MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES
 - 6.1. Les différents modes de fonctionnement et les circuits de charge associés
 - 6.2. Grandeurs mesurables : bruit de modulation d'amplitude et de fréquence, bruit basse fréquence
- p.38 7. RAFFINEMENTS DE LA THEORIE. LES AUTRES SOURCES DE BRUIT
POSSIBLES

p.45

1. INTRODUCTION

p.46

2. RESULTATS THEORIQUES DANS LE CAS D'UN COURANT DE SATURATION FAIBLE

2.1. Etude des caractéristiques intrinsèques du composant

2.2. Comparaison des modes de fonctionnement :

oscillateur libre, oscillateur synchronisé, amplificateur

2.2.1. Théories existantes

2.2.2. Résultats numériques. Etude en fonction de l'écart à la porteuse f_m

- résultats en oscillateur libre. Introduction du facteur de saturation pour un oscillateur à diode ATT

- comparaison des modes de fonctionnement. Etude en fonction de l'impédance de charge

- introduction des mesures de bruit AM et FM pour une diode ATT

p.62

3. ETUDE COMMUNE A TOUS LES MODES DE FONCTIONNEMENT

3.1. Etude en fonction du niveau de non linéarité

- Grandeurs caractéristiques : P_{AM}/P_o et Δf_{rms} ;
 M_{FM} et M_{AM}

- influence de la résistance de charge basse fréquence

- influence du courant continu à fréquence fixe

- influence de la fréquence de fonctionnement à courant fixe

3.2. Etude réaliste. Bruit et puissance de la porteuse

Influence de la résistance série

p.66

4. RESULTATS THEORIQUES DANS LE CAS D'UN COURANT DE SATURATION ELEVE

4.1. Modifications des caractéristiques intrinsèques du composant

4.2. Etude à charge fixe

4.3. Etude à courant de polarisation fixe

4.4. Explication physique des effets obtenus

p.71

5. BRUIT EN EXCES (BRUIT G.R.). Simulation théorique

Chapitre III : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AVEC LES
RESULTATS THEORIQUES

...p.73

p.73

1. INTRODUCTION

p.74

2. BANCS DE MESURES ET CELLULES UTILISEES

2.1. Description des bancs de mesures

- mesure près de la porteuse $f_m < 10$ MHz
- mesure loin de la porteuse $f_m > 10$ MHz

2.2. Cellules utilisées

p.79

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR DES STRUCTURES
PRESENTANT UN COURANT DE SATURATION FAIBLE

3.1. Etude en fonction de l'écart à la porteuse f_m

3.2. Etude en fonction de la puissance de sortie

3.3. Etude en fonction de la résistance de charge R_L
à fréquence et courant continus fixes

3.4. Etude à charge fixe en fonction du courant

p.83

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR DES STRUCTURES PRESENTANT
UN COURANT DE SATURATION ELEVE

4.1. Etude à charge fixe en fonction du courant

4.2. Origine physique du courant de saturation équivalent

4.3. Caractéristique courant-tension en inverse

4.4. Bruit basse fréquence en régime non linéaire

p.91

5. CONCLUSIONS PRATIQUES DE CETTE ETUDE

p.91

6. RESULTATS EXPERIMENTAUX PRES DE LA PORTEUSE. BRUIT EN EXCES

6.1. Mise en évidence du bruit en excès par des mesures
en régime linéaire

6.2. Influence du bruit en excès sur le bruit de modulation
de fréquence d'un oscillateur ATT

CONCLUSION

p.96

ANNEXE

p.99

BIBLIOGRAPHIE

p.102

INTRODUCTION GENERALE

Parmi les dispositifs actifs hyperfréquences à l'état solide, développés pendant cette dernière décennie, les oscillateurs et les amplificateurs utilisant des diodes à avalanche et à temps de transit trouvent de nos jours une place de choix dans des systèmes centimétriques et millimétriques.

Le fonctionnement d'une diode à avalanche et à temps de transit (ATT) est basé d'une part, sur la création de porteurs par avalanche dans une jonction abrupte, d'autre part, sur le phénomène de transit à travers la zone désertée. La première description du principe de fonctionnement est due à Read [1, (1958)]. Depuis lors, de nombreux articles de synthèse sont parus sur ce sujet [2, 3].

La production de puissances élevées en hyperfréquences associée à un rendement avantageux constitue le principal attrait des diodes ATT. Malheureusement, le bruit présenté par ces dispositifs est assez important et c'est pourquoi de nombreux travaux s'y rapportant ont été publiés. Il paraît donc indispensable, afin de bien situer le cadre de notre travail et de préciser ses apports et ses originalités, de présenter un historique du sujet relativement détaillé.

Le problème de bruit présenté par des diodes à avalanche et à temps de transit en régime linéaire (en l'absence d'oscillations ou en amplification faible niveau) a été abordé dès 1966. Les premières théories ont été élaborées par Mac Intyre [4, (1966)] et Hines [5, (1966)] qui ont utilisé des modèles simplifiés. On y admet que le bruit tire son origine de l'effet de grenaille associé à la création de porteurs par ionisation. Le bruit résultant est alors calculé analytiquement à l'aide de l'équation de Read la plus simple. La connaissance de la température de bruit et de l'impédance présentées par la diode à avalanche permet de caractériser le dispositif à partir de sa mesure de bruit [6] . Un peu plus tard, Gummel et Blue [7, (1967)] ont traité le problème sur

ordinateur et ont apporté une excellente compréhension globale du problème. D'autres auteurs se sont attachés à parfaire le modèle de Read et, à l'aide de développements analytiques, ont donné des résultats qui tiennent compte de différents phénomènes précédemment négligés : vitesses et taux d'ionisation différents pour les électrons et les trous, réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche, coefficient de multiplication fini, effet de la diffusion en zone d'avalanche et en zone de transit.

(Convert [8, 9, (1971)] Haus et al [10, (1971)] , Kuväs [11, (1972)] , Gupta [12, (1973)] , Perichon [13, (1971)] , Le Borgne-Perichon [14, (1974)] , Le Borgne [15, (1974)] , Castelain-Perichon [16, (1974)] . La comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux est en général satisfaisante. De nombreux travaux expérimentaux en témoignent. Parmi ceux-ci nous devons citer les résultats donnés par Haitz et Voltmer [17, (1966)] , Haitz [18, (1967)] , Haitz et Voltmer [19, (1968)] , Goedbloed [20, (1972)] et dans notre laboratoire par Constant et al [21, (1967)] , Kramer [22, (1968)] et Perichon et Constant [23, (1971)] .

Malheureusement, les résultats de la théorie linéaire ne sont pas directement applicables dans un fonctionnement grand signal c'est-à-dire lorsque la diode à avalanche est utilisée en oscillateur ou en amplificateur. Il n'est donc pas possible, à priori, d'utiliser les théories générales développées principalement par Edson [24, (1960)] , Lax [25, (1967)] , Kurokawa [26, (1968)] . En effet, ces différentes théories font l'hypothèse que la source de bruit est blanche et indépendante du niveau d'oscillation, ce qui n'est pas vérifié pour une diode à avalanche. On peut d'ailleurs montrer facilement en approximant le courant de conduction à une impulsion de Dirac que le bruit délivré par une diode à avalanche est fort dépendant de la puissance hyperfréquence délivrée. (Inkson [27, (1968)]). Néanmoins, ces précédentes théories générales conservent toute leur utilité pour résoudre le problème de l'interaction composant-circuit hyperfréquence. C'est pourquoi quelques auteurs se sont attachés à adapter ce

modèle général aux oscillateurs ATT (Thaler et al [28, (1971)], Vlaardingerbroek [29, (1971)]) sans toutefois expliciter la source de bruit associée au processus d'avalanche dans un fonctionnement grand signal. Ce problème constitue d'ailleurs le point délicat et fondamental de la théorie du bruit dans les diodes à avalanche en régime non linéaire. En conséquence, ces théories [28, 29] ne peuvent être utilisées que pour un fonctionnement faiblement non linéaire (Goedbloed [30, (1973)])

Les premières bases d'une théorie regroupant tous les aspects fondamentaux du problème ont été posés [31, (1969)] et développés [9, (1971)] par Convert. La description du bruit est donnée à partir d'une équation aux perturbations interne, obtenue par linéarisation de l'équation de Read autour des différentes grandeurs grand signal (Eq. de Read-Langevin). Cette équation est non linéaire et la source de bruit associée n'est pas stationnaire. Des effets de mélange importants apparaissent pour le bruit entre les différentes fréquences harmoniques, notamment entre la fréquence zéro et la fréquence d'oscillation. En incluant les équations linéaires représentatives de la zone de transit et du circuit extérieur, l'équation aux perturbations peut être décrite par un système d'équations couplées représentatif du bruit basse fréquence et des bruits de modulation d'amplitude et de fréquence. Convert a alors pu montrer que la tension source de bruit équivalente était fortement dépendante du niveau hyperfréquence et que les composantes en phase et en quadrature avec le signal hyperfréquence étaient corrélées. Cependant, l'exploitation des résultats n'a pas été menée à son terme.

De nombreuses publications sont alors apparues dans les années suivantes : Kuväs [32, (1972)] , Sjölund [33 (1972), 34 (1973)], Hines [35, (1972)], Fikart et Goud [36, (1973)] , Goedbloed et Vlaardingerbroek [37, (1974)] . D'un point de vue qualitatif, toutes ces théories prédisent l'augmentation du bruit avec le niveau hyperfréquence. Cependant, en comparant les résultats, on observe, du point de vue quantitatif, des écarts sensibles qui proviennent des différentes approximations faites dans le cours du développement.

Kuväs [32] a calculé le générateur de bruit hyperfréquence en circuit ouvert et a trouvé qu'il croissait très rapidement avec le niveau hyperfréquence. En fait, l'augmentation calculée est trop importante. L'inexactitude de ce résultat résulte d'une dérivation incorrecte des statistiques associées à la source de bruit interne descriptive du processus d'avalanche.

Fikart et Goud [36] ont présenté une théorie générale permettant le calcul du bruit d'un oscillateur libre et l'ont appliquée à un oscillateur ATT. Les hypothèses relatives à la source de bruit interne sont identiques à celles données dans le travail de Kuväs. Par contre, l'équation aux perturbations est obtenue en linéarisant l'équation différentielle de Read et non sa solution intégrale. L'accroissement du bruit avec le niveau hyperfréquence est alors moins important que dans le travail de Kuväs. Les résultats sont cependant sujets aux mêmes critiques.

Hines [35] s'est intéressé plus particulièrement à décrire théoriquement le comportement paramétrique d'une diode à avalanche. Les effets de conversion de fréquence pour un signal extérieur de faible amplitude en présence d'un signal pompe, sont explicités. Le mécanisme de génération du bruit est ensuite développé afin d'illustrer la théorie paramétrique. Les calculs du bruit ne sont pas menés à leur terme.

Goedbloed et Vlaardingerbroek [37] ont repris les travaux de Convert et Hines et ont pu alors donner des résultats pour le bruit AM et FM d'un oscillateur libre. Les résultats théoriques et expérimentaux semblent en bon accord. Cependant, les coefficients de corrélation associés à la fonction génératrice du bruit utilisée, ont été négligés.

Sjölund [38, 33] a présenté une théorie quelque peu différente des précédentes. En effet il n'a pas utilisé à proprement parler, une équation aux perturbations mais s'est par contre attaché à calculer le courant extérieur de bruit produit par la source de bruit interne associée au processus d'avalanche. Les résultats sont ensuite exploités numériquement pour une structure idéale de type PIN. Ce travail a permis de montrer que le bruit était approximativement

inversement proportionnel à la valeur minimum du courant de conduction pour un fonctionnement non linéaire. A partir de ce résultat, Sjölund a pu alors proposer qu'il était possible de réduire le bruit, en utilisant des structures présentant un courant de saturation élevé. De ce fait, pour des niveaux hyperfréquences importants, on limitait ainsi la valeur du courant de conduction minimum.

Parallèlement à ce travail théorique, de nombreux résultats expérimentaux pour le bruit AM et FM ont été présentés : Josenhans [39 (1966)], Scherer [40, (1968)] , Harth et Ulrich [41, (1969)] , Ulrich [42, (1970)] , mise en évidence de l'augmentation du bruit FM avec la puissance hyperfréquence, Cowley et al [43, (1970)], possibilité de réduction de bruit par l'emploi d'une cavité en transmission, Ashley et Searles [44, (1968)] par synchronisation au voisinage de la fréquence d'oscillation, Hines, Collinet et Ondria [45, (1968)] ou à l'aide d'un sous-harmonique, Perichon [46, (1970)] , mise en évidence de l'influence des bruits de type génération-recombinaison et $1/f$ pour des barrières métal semiconducteur et des diodes à l'arséniure de gallium, Perichon et Constant [23, (1971)], Mircea et Perichon [47, (1974)] mise en évidence de la saturation du bruit FM à puissance élevée dans des structures AsGa haut rendement, Mircea, Constant et Perichon [48, (1975)]. Ce dernier résultat expérimental a été interprété, pour ces structures en supposant la présence d'un courant tunnel injecté à travers la barrière métal-semiconducteur. Un peu plus tard, Vlaardingerbroek [49 (1976)] a proposé que le courant injecté pouvait être lié à l'ionisation des porteurs. dans la zone de transit.

Parallèlement à ces travaux expérimentaux, un effort théorique important a été effectué dans l'hypothèse d'un courant de saturation non nul,

les précédentes théories ayant négligé celui-ci. Les résultats de ce travail ont été publiés, Perichon-Constant [50, (Oct. 75-Nov. 76)]. Simultanément, Kuväs (Science Center, Rockwell International [51, (Mai 75-Avril 76)] et Statz et al. (Raytheon Research Division et M.I.T.) [52, (Dec. 75-Sept 76)]* ont présenté des résultats comparables.

Cet historique, aussi complet que possible pour les problèmes importants, montre que nous avons participé assez activement aux efforts de recherche entrepris dans ce domaine. Par rapport aux autres travaux effectués, les points suivants nous paraissent constituer la partie la plus originale de notre apport :

du point de vue expérimental ** :

- mise en évidence de l'influence du bruit de génération recombinaison sur les performances de bruit de diodes ATT à l'arséniure de gallium [23, 47]
- mise en évidence de la saturation du bruit FM dans des structures AsGa haut rendement et interprétation de cet effet par l'existence d'un courant tunnel

du point de vue théorique :

- élaboration d'une théorie non linéaire permettant d'explicitier quantitativement les deux phénomènes décrits précédemment [50]

Dans ce présent travail, nous nous proposons d'exposer ces différentes contributions.

Le premier chapitre est consacré exclusivement à la présentation de la théorie non linéaire que nous avons élaborée.

Le second chapitre présente les résultats numériques obtenus à partir de cette théorie et décrit les performances de bruit d'une diode ATT utilisée en oscillateur (libre ou synchronisé) ou en amplificateur.

Enfin dans le dernier chapitre, après avoir décrit les appareillages de mesure mis au point, les résultats expérimentaux sont exposés et confrontés aux résultats théoriques.

* La première date indique la date de réception du manuscrit, la seconde la date de publication

** en collaboration avec A. Mircea du Laboratoire d'Electronique Appliquée

CHAPITRE I

THEORIE DU BRUIT EN REGIME GRAND SIGNAL

I. INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous nous proposons de décrire la démarche théorique qui nous a permis d'accéder aux performances de bruit d'un dispositif oscillateur ou amplificateur utilisant une diode à avalanche et à temps de transit. Le procédé utilisé est schématisé dans l'organigramme (figure 1). Il est long et complexe et c'est pourquoi il nous est paru intéressant, avant de l'exposer en détail, d'en décrire qualitativement les principales étapes.

Dans le paragraphe 2, après avoir rappelé ce qu'est le phénomène d'avalanche, nous étudions les origines physiques, microscopiques, des fluctuations associées au phénomène d'avalanche et nous nous efforçons d'obtenir l'expression de la source macroscopique locale qui rendra compte de ces fluctuations.

Dans le paragraphe 3, nous cherchons alors le système d'équations qui caractérise globalement la diode à avalanche, soumise en régime d'oscillation ou d'amplification à un champ électrique continu mais aussi à un champ hyperfréquence sinusoïdal de fréquence f_0 et d'amplitude élevée (régime grand signal). Dans ce but, nous nous intéressons aux propriétés de ce que nous appellerons la zone d'avalanche, c'est à dire la région où se produit l'essentiel du phénomène d'avalanche. Cette région, où les porteurs sont produits par ionisation par choc, est le siège des non-linéarités du dispositif et nous utilisons l'équation de Read pour calculer l'expression du courant de conduction produit par le mécanisme d'avalanche en fonction du champ hyperfréquence. Dans cette équation, le bruit est introduit par un terme de Langevin [53] obtenu à partir

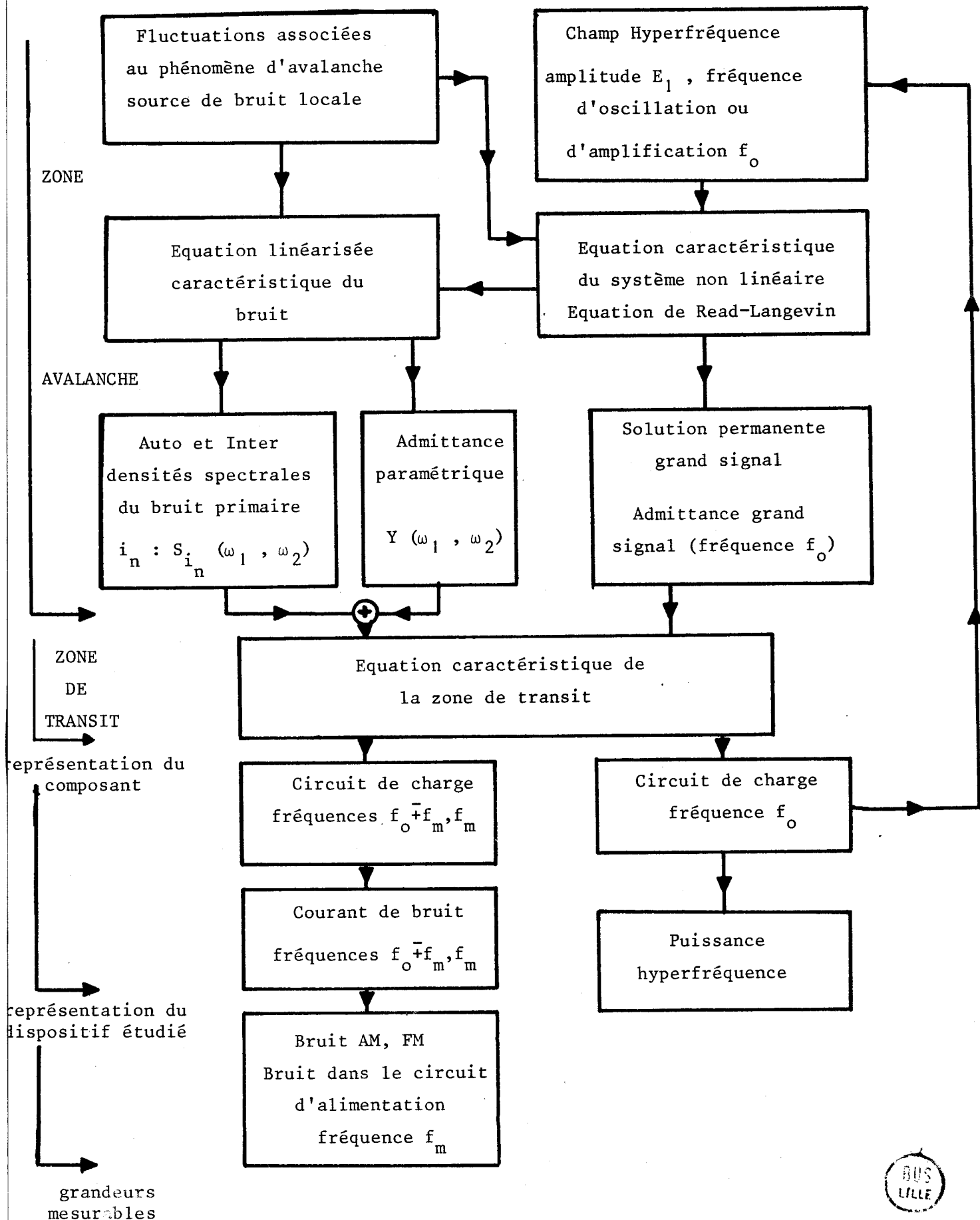


Fig 1 : ORGANIGRAMME DU CALCUL DU BRUIT EN REGIME GRAND SIGNAL

$$(\omega_1/2\pi, \omega_2/2\pi = f_0 - f_m \text{ ou } f_0 + f_m \text{ ou } f_m)$$



du bruit macroscopique local. L'équation de Read-Langevin constitue l'outil de base de notre travail et il nous est paru essentiel, avant tout calcul, d'en discuter la validité. La solution permanente grand signal sans bruit est alors présentée et sa validité discutée.

Dans le paragraphe 4, l'équation caractéristique du bruit est obtenue en séparant le problème grand signal du problème bruit en supposant que les fluctuations des courants et des champs restent faibles par rapport à leurs valeurs moyennes grand signal. On montre que le courant de bruit injecté par la zone d'avalanche résulte :

- d'une part d'un courant primaire directement lié aux fluctuations du nombre de porteurs produits par avalanche
- d'autre part, du courant lié aux fluctuations du champ électrique produites au niveau de la zone d'avalanche et dont le calcul peut s'effectuer à partir de l'expression de l'admittance paramétrique.

Le système étudié n'étant pas stationnaire mais périodiquement stationnaire, la densité spectrale de la source de bruit primaire et l'admittance paramétrique sont représentées à l'aide d'une écriture matricielle. Cette écriture nous permet de relier entre elles les différentes grandeurs du bruit qui apparaissent aux fréquences : $f_o \pm f_m$ et f_m où f_m est la fréquence de modulation habituellement comprise entre 1 Hz et 1 GHz.

Les calculs effectués ci-dessus sont représentatifs du mécanisme de la zone d'avalanche. Les équations caractéristiques des phénomènes de transit qui ont lieu dans le reste de la diode sont donc introduites et prises en compte dans le paragraphe 5 et nous pouvons ainsi obtenir une représentation complète du composant.

Le dernier stade du calcul est exposé dans le paragraphe 6. On y définit le mode de fonctionnement choisi pour le composant (oscillateur, amplificateur) et on fixe par là même le circuit de charge adéquat. On peut ainsi obtenir la valeur du champ hyperfréquence E_1 régnant dans la zone avalanche et

accéder aux grandeurs de bruit mesurables, caractéristiques du dispositif étudié.

Enfin, dans le paragraphe 7, nous étudions l'influence des sources de bruit (G. R., thermique...) d'autre origine que le mécanisme d'avalanche et montrons comment nous pouvons en tenir compte pour obtenir les caractéristiques complètes du bruit présenté par une diode avalanche en régime d'oscillation ou d'amplification.

2. EQUATIONS FONDAMENTALES - HYPOTHESES SUR LE BRUIT D'AVALANCHE

De nombreux auteurs ont précédemment décrit le phénomène d'avalanche dans un semiconducteur. Nous nous contenterons d'en faire une description succincte afin de pouvoir introduire les équations fondamentales s'y rapportant et discuter de la source du bruit associée.

Observons par exemple le courant continu dans une jonction p-n polarisée en inverse, lorsque l'on augmente la tension de polarisation. Pour une tension de polarisation faible, le courant traversant la jonction est le courant de saturation ($\sim$ nA). Pour une tension suffisamment élevée, supérieure à la tension d'avalanche, le courant traversant la diode devient alors important ($\sim$ mA). Dans le plan de la jonction et à son voisinage (zone d'avalanche), le champ électrique E est alors suffisant pour produire l'effet d'ionisation par choc. En effet, les porteurs thermiques (électrons et trous) qui constituent le courant de saturation acquièrent, sous l'action du champ électrique, une énergie au moins supérieure à la largeur de la bande interdite et peuvent créer des paires électron-trou lors des collisions avec les atomes du réseau. Chacun des nouveaux porteurs ainsi créés (électron extrait de la bande de valence et trou associé) est accéléré par le champ électrique et peut ainsi produire de nouvelles paires électron-trou. Le phénomène est cumulatif d'où son qualificatif de "phénomène d'avalanche". De façon quantitative, là où les ionisations sont possibles, on introduit les taux d'ionisation des électrons et des trous α et β qui donnent le nombre moyen de paires électron-trou

(α dl ou β dl) créées par un seul porteur pour un parcours dl dans la direction du champ électrique E. Les électrons et les trous se déplaçant respectivement à des vitesses v_n et v_p , n et p , J_n et J_p étant respectivement les concentrations locales et les densités de courant des électrons et des trous, on peut alors calculer le nombre de paires électron-trou créées en moyenne dans le volume dv pendant dt .

$$(1) \quad dN(r,t) = G(r,t) dt dv$$

où r est le rayon vecteur donnant la position du volume élémentaire dv , G le taux de génération moyen qui s'exprime ^{*} par :

$$(2) \quad G(r,t) = \alpha(r,t) v_n(r) n(r,t) + \beta(r,t) v_p(r) p(r,t)$$

les équations de continuité prennent alors la forme :

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} p(r,t) + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p(r,t) &= G(r,t) \\ \frac{\partial}{\partial t} n(r,t) - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n(r,t) &= G(r,t) \end{aligned}$$

Ces équations de continuité ne tiennent pas compte des fluctuations locales du nombre d'ionisations par choc. Celles-ci peuvent être représentées par $g(r,t)$ qui est alors défini comme la déviation instantanée à $G(r,t)$.

$g(r,t) dt dv$ donne alors le nombre d'évènements qui se sont produits en plus ou en moins du nombre moyen $dN(r,t)$. En conséquence, les équations de continuité qui rendent compte du bruit doivent alors s'écrire :

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} p(r,t) + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p(r,t) &= G(r,t) + g(r,t) \\ \frac{\partial}{\partial t} n(r,t) - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n(r,t) &= G(r,t) + g(r,t) \end{aligned}$$

* v_n et v_p étant toujours dirigés suivant la direction du champ, ces quantités n'interviennent que par leurs modules.

Remarquons que dans le taux de génération $G(r,t)$ de l'équation 4, sont incluses les fluctuations de n et de p dont l'origine se situe dans d'autres volumes élémentaires dv' et à des temps t' .

Il nous faut maintenant caractériser la fonction aléatoire $g(r,t)$. Pour des épaisseurs de zone d'avalanche supérieures à $0.2 \mu m$ et dans la bande de fréquence (< 30 GHz) où nous nous proposons d'observer les fluctuations des dispositifs à avalanche, on peut admettre que les créations de paires électron-trou sont instantanées et ne sont corrélées ni spatialement, ni temporellement. La fonction aléatoire $g(r,t)$ est donc additive sur l'espace et sur le temps. Les créations de paires électron-trou sont donc des événements indépendants. En conséquence, la statistique de Poisson peut être utilisée pour calculer les moments de $g(r,t)$ soit :

$$\langle g(r,t) \rangle = 0$$

$$\begin{aligned} (5) \quad \langle g(r,t) g(r',t') \rangle &= \langle \alpha(r,t) v_n(r) n(r,t) + \beta(r,t) v_n(r) p(r,t) \rangle \\ &\quad \delta(r-r') \delta(t-t') \\ &= \langle G(r,t) \rangle \delta(r-r') \delta(t-t') \end{aligned}$$

Les fluctuations du taux de génération $g(r,t)$, en chaque point de la zone d'avalanche sont à l'origine du bruit présenté par une diode à avalanche. Ce bruit résulte du caractère essentiellement discret de l'ionisation par choc (le nombre de créations de paires est forcément un nombre entier) et en conséquence le bruit local d'avalanche est très analogue à un bruit de grenaille. Les équations (5) sont générales, c'est à dire qu'elles s'appliquent à un système dynamique non linéaire périodique tel qu'un oscillateur à avalanche et à temps de transit α , β , n et p sont des fonctions du temps et $g(r,t)$ est alors une grandeur aléatoire stationnaire périodique [54].

Nous allons à présent illustrer l'équation (5) dans un cas simple. Si les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux ($\alpha = \beta$), l'équation 5 s'écrit directement en fonction de la densité du courant de conduction instantané local J_c :

$$(6) \quad \langle g(r,t) g(r',t') \rangle = \frac{1}{q} \langle \alpha(r,t) J_c(r,t) \rangle \delta(r-r') \delta(t-t')$$

et dans le cas où le système est stationnaire, c'est à dire par exemple lorsque le circuit extérieur associé à la diode ATT ne permet pas d'oscillations, l'équation (6) devient :

$$(7) \quad \langle g(r,t) g(r',t') \rangle = \frac{1}{q} \langle \alpha(r) \rangle J_0 \delta(r-r') \delta(t-t')$$

où J_0 est la densité du courant continu traversant la diode. Dans ce cas, on peut alors calculer l'intensité spectrale de la source de bruit locale $g(r,t)$ qui s'exprime comme un bruit blanc :

$$(8) \quad \bar{S}_g(r,r',f) = \frac{1}{q} \langle \alpha(r) \rangle J_0 \delta(r-r')$$

Nous avons précédemment exposé ces résultats [55, (1969), 13 (1971)]. Ils sont à nouveau présentés ici de manière plus classique. Par ailleurs nous devons citer, pour cette partie du travail, les approches de Hines [5, (1966)], Gummel et Blue [7, (1967)], Convert [8, 9, (1971)] pour un système purement stationnaire, et de Convert [56, 9, (1971)] pour un système stationnaire périodique.

3. MODELE DE READ - EQUATIONS DE READ-LANGEVIN

3.1. Structure des diodes étudiées et le modèle de Read

Considérons à présent une jonction p^+n , polarisée en inverse en régime d'avalanche. Dans le cas où le diamètre de la jonction est beaucoup plus grand que l'épaisseur de la zone désertée, nous pouvons utiliser un modèle unidimensionnel. La direction du champ électrique est choisie suivant l'axe Ox et toutes les grandeurs vectorielles précédentes ont pour direction l'axe Ox et ne dépendent alors que de la variable x.

Le modèle de Read [1] consiste à séparer la diode à avalanche et

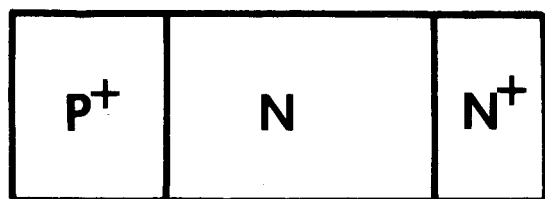
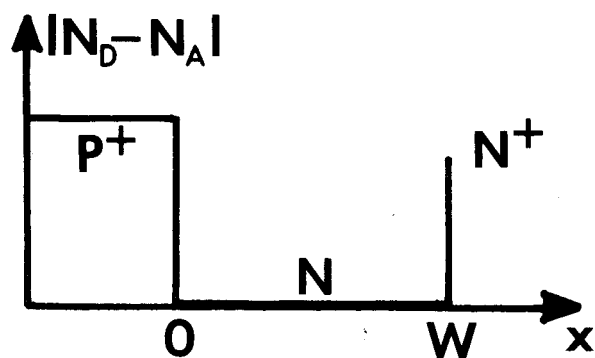
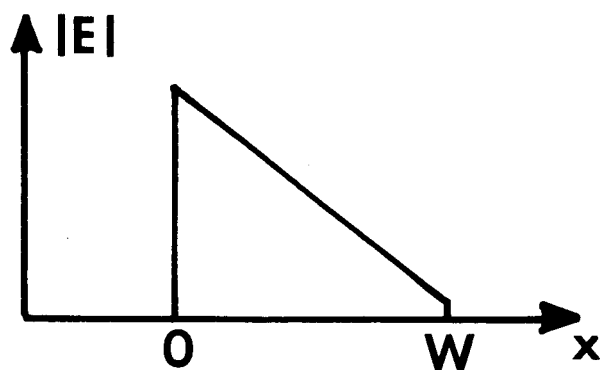


Figure 2

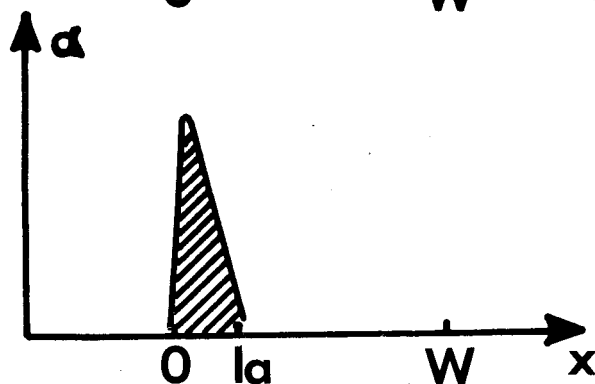
Structure $P^+ N N^+$



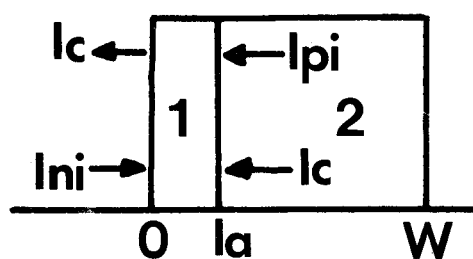
a) Profil de dopage



b) Allure du champ électrique continu



c) Allure du taux d'ionisation



d) Modèle de Read

1. Zone d'avalanche $0 < x < l_a$
2. Zone de transit $l_a \leq x < W$;

I_{n_i} : courant d'électrons injectés en $x = 0$

I_{p_i} : Courant de trous injectés en $x = l_a$

I_c : Courant de conduction



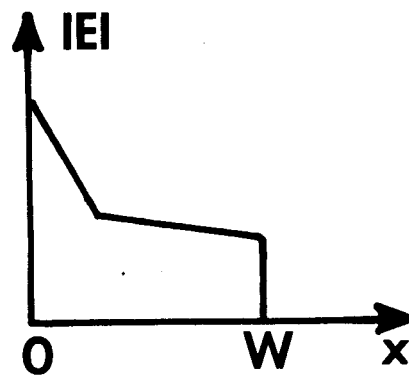
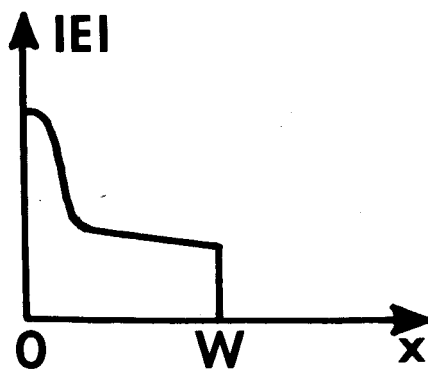
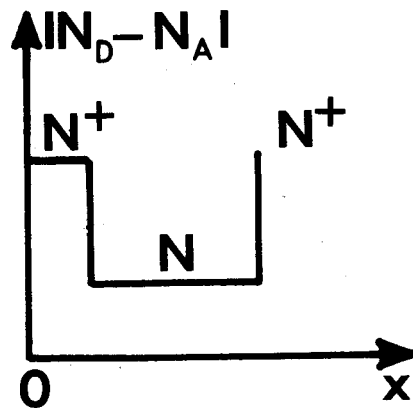
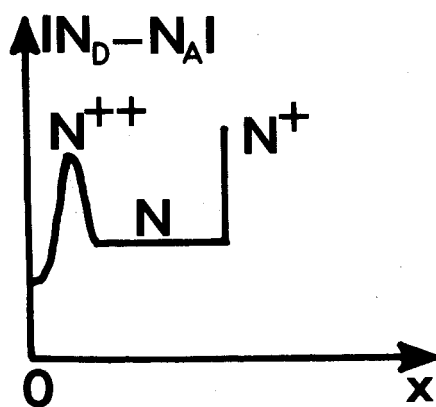
à temps de transit en deux zones distinctes : une zone avalanche de faible épaisseur, de champ électrique élevé où ont lieu les créations de paires électron-trou suivie d'une zone de transit où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite quelque soit la tension appliquée. En guise d'illustration nous présentons figure 2 le profil de dopage, le champ électrique et l'allure de α pour une jonction $p^+ n n^+$ à profil de dopage constant. Le modèle de Read proprement dit est représenté fig. 2d.

Ce modèle est très souvent admis et se justifie même pour une diode à profil plat, du fait de la variation très rapide du taux d'ionisation avec le champ électrique. Il est encore plus exact lorsque la structure utilisée est du type "hi-lo" ou "lo-hi-lo"* et permet d'obtenir moyennant quelques hypothèses que nous allons préciser, l'équation de Read-Langevin en intégrant la somme des deux équations de continuité sur la longueur de la zone d'avalanche l_a . On obtient alors :

$$(9) \quad \tau_i \frac{dI_c}{dt} + \frac{I_c(t)}{M(t)} = I_i(t) + i_g(t)$$

où I_c est le courant de conduction, I_i le courant lié aux porteurs injectés dans la zone avalanche, τ_i le temps de réponse intrinsèque et M le facteur global de multiplication instantanée ; $i_g(t)$ est le terme de Langevin et résulte des bruits de grenaille associés aux phénomènes d'avalanche et aux fluctuations du courant d'injection I_i . Nous verrons ultérieurement que le courant

* Il s'agit ici de la terminologie anglo-saxonne. Le profil de dopage est faible puis élevé (hi-lo) ou faible-élevé et faible (lo-hi-lo). Le profil de dopage et la carte de champ relatives à ces deux structures sont représentés fig.3. La structure hi-lo est d'ailleurs très voisine de celle proposée initialement par Read [1].



a

b

Figure 3

PROFIL DE DOPAGE ET
ALLURE DU CHAMP ELECTRIQUE POUR LES STRUCTURES :

a) Low-High-Low (lo-hi-lo)

b) High-Low (hi-lo)

I_i injecté peut provenir des différents mécanismes suivants : effet thermique (courant de saturation), effet tunnel (passage direct d'électrons à travers la barrière de potentiel), ionisation dans la zone de transit (fig. 2). Dans le cas où les taux d'ionisation et les vitesses des électrons et des trous sont égaux on a :

$$(10) \quad \begin{aligned} \tau_i &= l_a / 2v \\ 1/M(t) &= 1 - \int_0^{l_a} \alpha(x,t) dx = 1 - \bar{\alpha}(t) l_a \\ i_g(t) &= q A \int_0^{l_a} g(x,t) dx + i_i(t) \end{aligned}$$

les statistiques de $i_g(t)$ s'obtiennent directement à partir de celles de $g(x,t)$ (eq.5). Elles s'écrivent :

$$(11) \quad \begin{aligned} \langle i_g(t) \rangle &= 0 \\ \langle i_g(t) i_g(t') \rangle &= q [\langle I_c(t) \bar{\alpha}(t) \rangle l_a + \langle I_i(t) \rangle] \delta(t-t') \end{aligned}$$

3.2. Hypothèses permettant l'établissement de l'équation de Read.

Discussion de sa validité

3.2.1. Discussion des hypothèses

L'équation de Read-Langevin a été obtenue en supposant que le courant de conduction I_c était indépendant de l'abscisse. Cette hypothèse n'est en fait jamais vérifiée. En effet, cette condition entraîne que le champ électrique dans la zone d'avalanche est également indépendant de l'abscisse, ce qui est en contradiction avec l'équation de Poisson. En fait la charge d'espace due aux porteurs mobiles ne peut être compensée qu'au milieu de la zone d'avalanche mais pas à ses extrémités où le courant de conduction ne provient que d'un seul type de porteurs. Le courant de conduction $I_c(t)$ doit être en fait considéré comme un courant moyenné sur la longueur de la zone d'avalanche [9].

$$I_c(t) = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} I_c(t,x) dx$$

L'équation de Read-Langevin peut être généralisée au cas $\alpha \neq \beta$ et $v_n \neq v_p$. [13 (Eq II-4)]. Les différents paramètres qui interviennent dans l'équation 8 sont alors modifiés et dépendent de $\alpha-\beta$ de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \tau_i &= \frac{1}{v_n + v_p} \int_0^{l_a} \exp \left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right] dx \\ 1/M(t) &= 1 - \int_0^{l_a} \alpha \exp \left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right] dx \\ (12) \quad I_i(t) &= I_{i_n} + I_{i_p}(t) \exp \left[\int_0^{l_a} (\beta - \alpha) dx \right] \\ i_g(t) &= q A \int_0^{l_a} g(x,t) \exp \left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right] dx \\ &\quad + i_{i_n}(t) + i_{i_p}(t) \exp \left[\int_0^{l_a} (\beta - \alpha) dx \right] \end{aligned}$$

où I_{i_n} et I_{i_p} sont les courants d'électrons et de trous injectés et i_{i_n} et i_{i_p} les sources de bruit associées.

Une expression analytique de τ_i , plus exacte que celles données par les équations (10) pour $\alpha=\beta$ et (12) pour $\alpha \neq \beta$ a d'ailleurs été calculée par Fisher [57] et Convert [9]. Dans ce calcul, un développement limité de $I_c(x,t)$ a été effectué au voisinage de $x = 0$ afin de mieux tenir compte de la dépendance de I_c avec x . Les expressions obtenues pour τ_i s'écrivent alors pour $v_n = v_p = v$

$$(13) \quad \begin{aligned} \beta = \alpha & \quad \tau_i = l_a / 3v \\ \beta \neq \alpha & \quad \tau_i = \frac{1}{v} \frac{(\alpha + \beta) l_a - 2}{2 (\beta \alpha)^{1/2} (\alpha - \beta)^2 l_a} \end{aligned}$$

Dans la suite du développement, nous supposons que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux, ce qui était généralement admis dans le cas de l'arséniure de gallium [58, 59, 60]. Cependant, Stillmann

et al, dans une publication récente [61, (1974)] montrent que les trous sont plus ionisants que les électrons dans le GaAs. Cette précédente hypothèse n'est plus alors totalement justifiée. Cependant, le fait d'avoir des taux d'ionisation inégaux pour un matériau semiconducteur, ne modifie pas essentiellement, comme nous allons le voir, l'allure générale de l'équation de Read-Langevin si on modifie l'expression du temps de réponse intrinsèque τ_i . Cet exposé des hypothèses nécessaires à l'élaboration de l'équation de Read montre qu'un certain nombre de problèmes se posent et avant de continuer notre étude théorique, il nous paraît essentiel de discuter la validité de l'équation de Read.

3.2.2. Validité de l'équation de Read

Pour ce faire, nous proposons de comparer dans quelques cas particuliers voisins de ceux qui seront traités ultérieurement le courant de conduction $I_c(t)$ obtenu à l'aide d'un programme numérique complet [62] permettant de traiter le problème en toute rigueur, à celui obtenu à partir de l'équation de Read.

1° Calcul analytique

L'expression analytique donnant le courant de conduction $I_c(t)$ est obtenue à partir de l'équation 9 où l'on a annulé le terme source de bruit $ig(t)$ et où l'on a supposé que le courant injecté était un courant de saturation indépendant de t . Nous supposons en première approximation, qu'en régime d'oscillation ou d'amplification fort signal, le champ électrique instantané s'écrit alors :

$$E(t) = E_0 + \Delta E_0 + E_1 \sin \omega_0 t$$

où E_0 est la variation du champ statique E_0 résultant de la présence du champ hyperfréquence d'amplitude E_1 lorsque l'on alimente la diode à courant constant (effet de redressement).

La solution de l'équation 9 est bien connue lorsque le courant de saturation est nul [63, 64, 65]. Si ce dernier n'est pas négligé, le courant de conduction s'écrit : [32]

$$(14) \quad I_c(t) = \frac{I_s}{\omega_o \tau_i} \sum_{p,m=-\infty}^{+\infty} (-1)^p \frac{I_p(D_1) I_m(D_1)}{D_o + jm} e^{j(p+m)\omega_o t}$$

où on a posé

$$(15) \quad D_o = (1 - \bar{\alpha} (E_o + \Delta E_o) l_a) / \omega_o \tau_i$$

$$D_1 = \bar{\alpha}' (E_o) l_a E_1 / \omega_o \tau_i$$

et où $I_p(D_1)$ et $I_m(D_1)$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre p et m et d'argument D_1 . On peut alors déterminer la composante continue et les diverses composantes hyperfréquences à partir de l'équation 13 en posant $p + m = 0$ et $p + m = n$. La composante continue s'écrit :

$$(16) \quad I_o = \frac{I_s}{\omega_o \tau_i} \frac{I_o^2(D_1)}{D_o} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \frac{f_p^2}{1 + (p/D_o)^2} \right]$$

$$\text{avec } f_p = I_p(D_1) / I_o(D_1)$$

Cette équation permet de calculer l'effet de redressement i.e.

l'abaissement du champ continu E_o , ΔE_o dû à la présence du champ hyperfréquence $E_1(t)$. En première approximation, pour des valeurs de D_o faibles, on aboutit à la relation classique [66] :

$$(17) \quad \Delta E_o = \frac{I_s}{I_o} (1 - I_o^2(D_1)) / \bar{\alpha}' l_a$$

D'autre part, la n 'ième composante du courant de conduction s'écrit

$$(18) \quad I_{c_n} = \frac{I_s}{\omega_o \tau_i} \frac{I_o^2(D_1)}{D_o} (-1)^n \left[f_n + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m f_m \right]$$

$$\cdot \left(\frac{f_{n-m}}{1 + jm/D_0} + \frac{f_{n+m}}{1 - jm/D_0} \right)]$$

qui se simplifie et qui s'écrit classiquement pour $D_0 \ll 1$ [65].

$$I_{c_n} = (-1)^n I_0 f_n$$

2° Calcul numérique

La méthode numérique utilisée [62] par Allamando dans notre Laboratoire consiste en une discrétisation sur le temps et l'espace des différentes grandeurs d'intérêt. Les équations de continuité et l'équation de Poisson, caractéristiques de la zone d'avalanche deviennent alors un système d'équations aux différences finies. En utilisant les conditions limites, on peut alors calculer à l'aide d'un processus itératif, les configurations spatiales et temporelles des différentes grandeurs et en particulier celles du courant de conduction. I_c est en effet dans ce modèle rigoureux, une fonction de x et on peut donc calculer le courant de conduction à l'abscisse l_a , $I_c(l_a, t)$ ainsi que le courant de conduction moyen $I_c(t)$ défini par :

$$\langle I_c(t) \rangle = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} I_c(t, x) dx$$

L'étude a été effectuée pour une diode p-i-n^{*} (la longueur de la zone intrinsèque l_a est de $0.25 \mu m$) c'est à dire pour un champ électrique quasi-uniforme, un champ hyperfréquence moyen de $0.85 \cdot 10^5$ v/cm correspondant à un coefficient de non linéarité voisin de 6 pour le modèle de Read et un courant continu I_0 de 40 mA.

* Cet exemple a été choisi car il correspond assez bien aux caractéristiques des zones d'avalanche des diodes ATT que nous étudions par la suite.

Nous présentons les résultats tout d'abord pour un courant de saturation faible $I_s = 1$ nA dans le cas où les taux d'ionisation sont égaux ($\alpha = \beta$ fig. 4) ou différents ($\beta = 10\alpha$ fig. 5) puis pour un courant de saturation élevé $I_s = 0,1$ mA : $\alpha = \beta$ (fig. 6) et $\beta = 10\alpha$ (fig. 7). Nous avons représenté sur ces figures, les variations temporelles du courant de conduction moyen $\langle I_c(t) \rangle$, du courant de conduction à l'abscisse l_a , $I_c(t, l_a)$, calculés tous deux numériquement ainsi que du courant de conduction calculé analytiquement $I_{ca}(t)$.

Dans le cas d'un courant de saturation faible (fig. 4 et 5) nous constatons que le courant de conduction moyen et le courant de conduction obtenu à l'aide de l'expression analytique (Eq. 13) sont en excellent accord à condition de modifier légèrement l'expression du temps de réponse intrinsèque τ_i . Le temps de réponse intrinsèque analytique (Eq. 13) doit être multiplié par le facteur de correction K : $\tau_i = K\tau_{i_a}$ avec $K = 1,07$ pour $\alpha = \beta$ et $K = 1,1$ pour $\beta = 10\alpha$

Remarques

. Le courant de conduction calculé analytiquement est plus proche du courant de conduction moyen, que du courant de conduction existant à l'abscisse l_a . La remarque de Convert [9] est donc tout à fait justifiée.

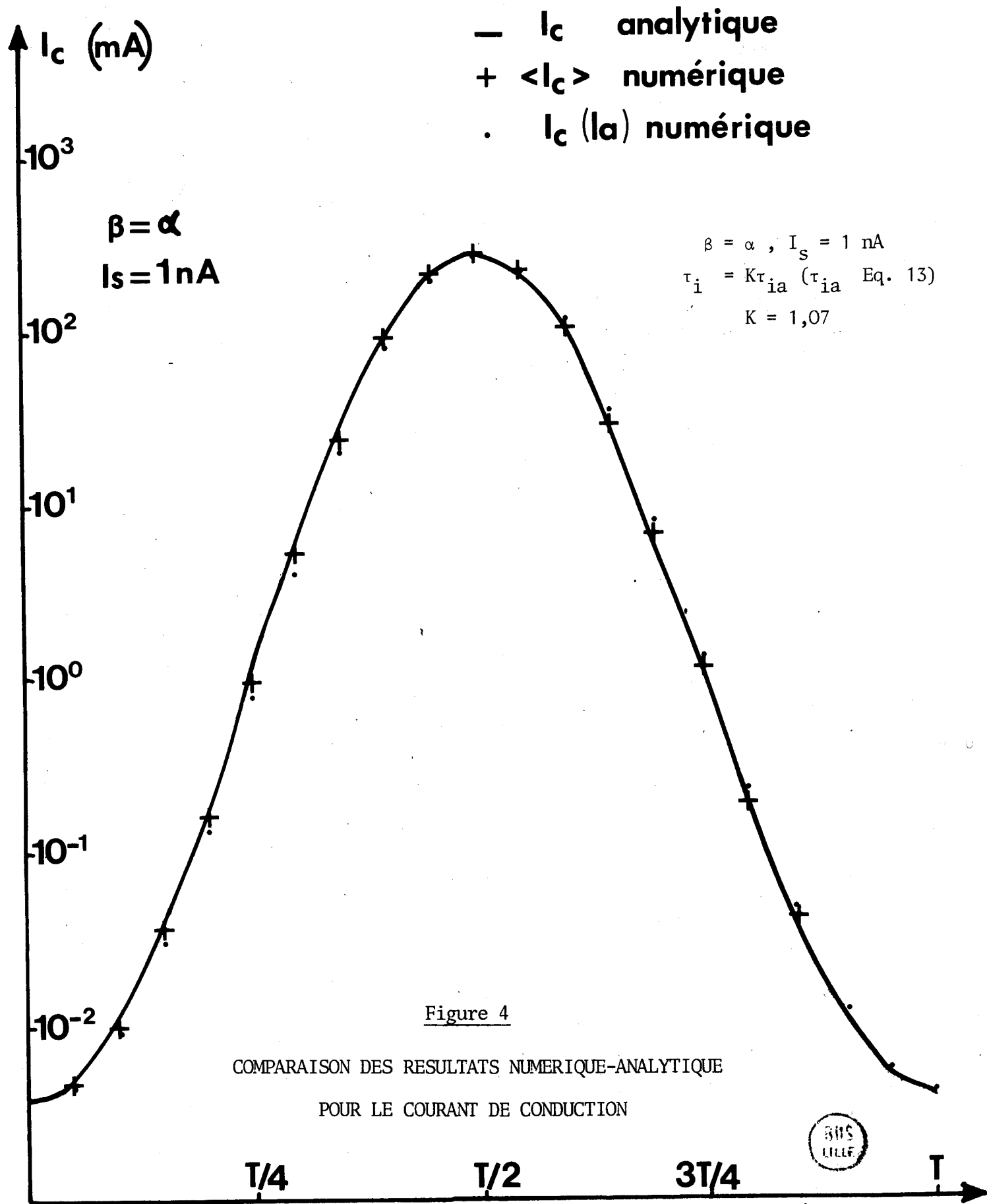
. Le résultat pour $\alpha = \beta$ est un accord avec l'étude d'Allamando [62] :

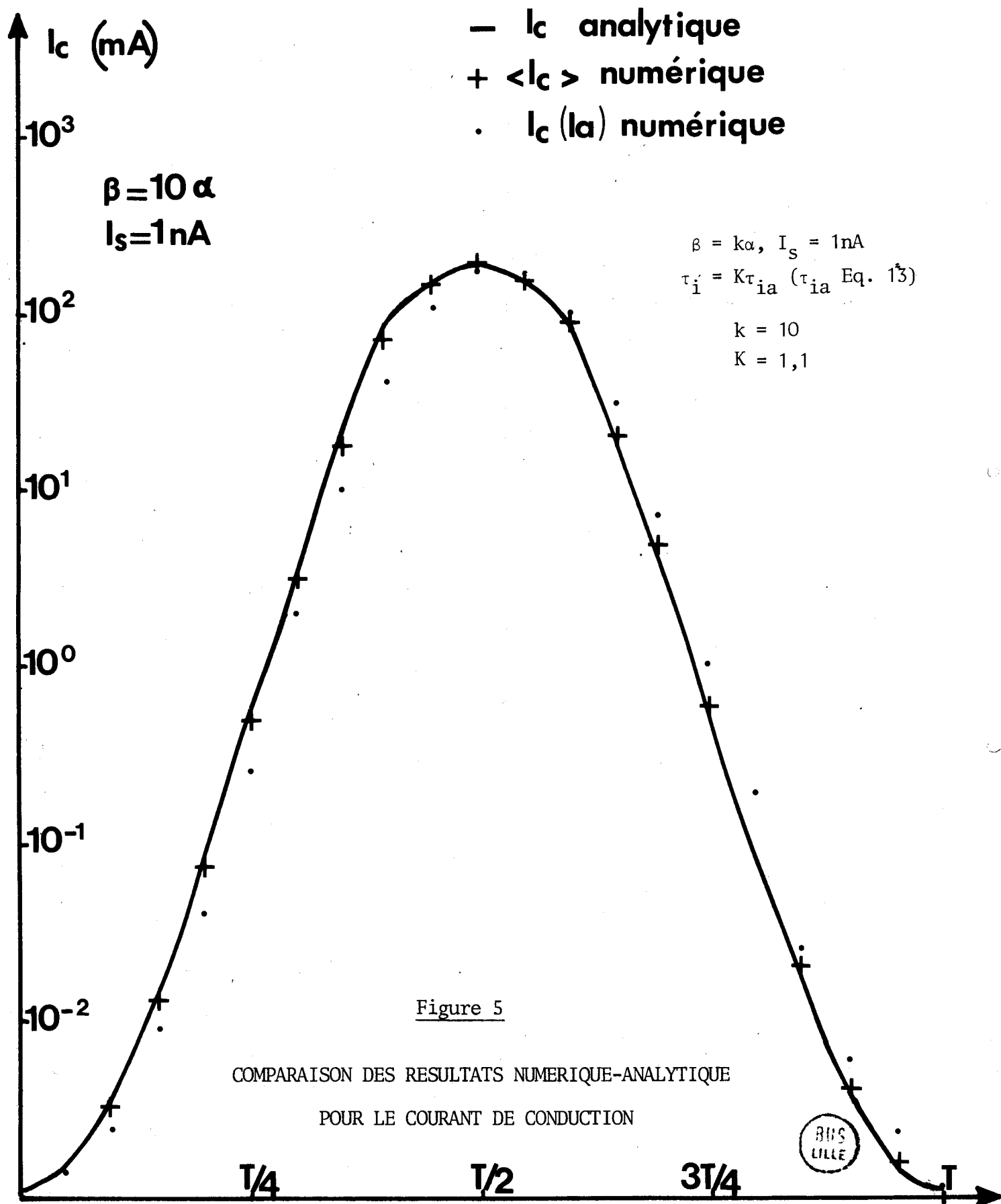
$$\tau_i = l_a/2,8 \text{ v (en effet } 1,07/3 = 1/2,8)$$

. Une étude plus détaillée montrerait que K ne dépend pas pratiquement de la valeur du champ hyperfréquence E_1 donc de la non linéarité D_1 du modèle de Read.

. En pratique, nous nous sommes limités à une non linéarité D_1 voisine de 6, car nous n'effectuons le calcul des fonctions de Bessel que jusqu'à l'ordre 10. La validité du modèle analytique se trouve donc limitée à $D_1 < 7$.

Si à présent nous considérons le cas où le courant de saturation est élevé (fig. 6 et 7) on remarque que les résultats restent en accord pour la majorité du cycle. On constate cependant une légère différence dans la région où le courant est minimum.





I_c (mA)

— I_c analytique

+ $\langle I_c \rangle$ numérique

• $I_c(I_a)$ numérique

$\beta = \alpha$

$I_s = 0.1 \text{ mA}$

$\beta = \alpha; I_s = 0.1 \text{ mA}$

$\tau_i = K \tau_{ia} (\tau_{ia} \text{ Eq. 13})$

$K = 1.07$

10^2

10^1

10^0

10^{-1}

Figure 6

COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUE-ANALYTIQUE

POUR LE COURANT DE CONDUCTION

$T/4$

$T/2$

$3T/4$

BUS
LILLE

I

I_c (mA)

— I_c analytique

+ $\langle I_c \rangle$ numérique

. $I_c(I_a)$ numérique

$\beta = 10 \alpha$

$I_s = 0.1$ mA

$\beta = k\alpha, I_s = 0.1$ mA

$\tau_i = K\tau_{ia}$ (τ_{ia} Eq. 13)

$k = 10$

$K = 1.1$

10^2

10^1

10^0

10^{-1}

Figure 7

COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUE-ANALYTIQUE

POUR LE COURANT DE CONDUCTION

$T/4$

$T/2$

$3T/4$

T

Cette étude simple permet donc de conclure que l'équation de Read permet d'obtenir avec une bonne approximation les paramètres hyperfréquences de la zone avalanche même en grand signal. L'accord le plus satisfaisant est obtenu en modifiant légèrement l'expression du paramètre τ_i et c'est donc les formules que nous utiliserons dans l'exploitation de notre modèle analytique.

4. EQUATION CARACTERISTIQUE DU BRUIT : EQUATION AUX PERTURBATIONS.

RESOLUTION.

La solution générale de l'équation de Read-Langevin (Eq. 9) (les fluctuations et la source de bruit sont à présent incluses), s'obtient facilement en posant $I_c(t)$ égal au produit de deux fonctions indépendantes. La détermination des constantes de la solution se fait en remarquant que la solution doit être périodique. On trouve alors :

$$(19) \quad I_c(t) = \frac{1}{\tau_i} \int_{-\infty}^t [I_i(t') + i_g(t')] \exp \left[- \int_t^{t'} \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M(t'')} \right] dt'$$

La forme de cette solution est déjà apparue dans un article de Kuväs [32, (1972)]. Pour simplifier les calculs, nous supposons à ce stade que le courant injecté est indépendant du temps, ce qui correspond physiquement au cas d'un courant de saturation.

La solution générale étant trouvée, nous pouvons séparer le problème grand signal du problème bruit en supposant que les fluctuations des différentes grandeurs restent faibles par rapport aux valeurs moyennes grand signal. La linéarisation s'opère de la manière suivante :

$$(20) \quad \begin{aligned} I_c(t) &\rightarrow I_c(t) + i_c(t) \\ E(t) &\rightarrow E(t) + e_a(t) \\ 1/M(t) &= [1/M(t)]_{E=E(t)} + \frac{\partial}{\partial E} [1/M(t)] \cdot e_a(t) \\ &= 1/M_0(t) + [1/M'_0(t)] e_a(t) \end{aligned}$$

L'équation grand signal sans bruit s'écrit alors :

$$(21) \quad I_c(t) = \frac{I_S}{\tau_i} \int_{-\infty}^t \exp \left[- \int_t^{t'} \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M_O(t'')} \right] dt'$$

Sa solution a été explicitée dans le paragraphe précédent (§ 3) et l'équation linéarisée descriptive du bruit du système :

$$(22) \quad i_c(t) = \frac{1}{\tau_i} \int_{-\infty}^t [ig(t') - I_S \int_t^{t'} \frac{e_a(t'')dt''}{M'_O(t'')}] \exp \left[- \int_t^{t'} \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M_O(t'')} \right] dt'$$

Au vu de cette expression, on doit remarquer que la composante de bruit du courant de conduction définie pour une configuration grand signal, c'est à dire en présence du champ hyperfréquence E_1 , peut être séparée en deux parties :

$$(23) \quad \begin{aligned} i_c(t) &= i_n(t) + i'_c(t) \\ i_n(t) &= \frac{1}{\tau_i} \int_{-\infty}^t ig(t') \exp \left[- \int_t^{t'} \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M_O(t'')} \right] dt' \end{aligned}$$

$$(24) \quad i'_c(t) = - \frac{I_S}{\tau_i} \int_{-\infty}^t \left[\int_t^{t'} \frac{e_a(t'')dt''}{M'_O(t'')} \right] \exp \left[- \int_t^{t'} \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M_O(t'')} \right] dt'$$

$i_n(t)$ constitue la source de bruit primaire [5] , résultant directement des fluctuations de la source de bruit interne $ig(t)$. Ce bruit apparaît (et est défini) en l'absence de toute fluctuation du champ électrique, e_a , donc pour une situation de court-circuit. Par ailleurs, l'équation 24 lie, en l'absence de la source de bruit interne $ig(t)$, la composante du courant de conduction $i'_c(t)$ à la composante du champ électrique e_a . Celle-ci peut alors être décrite comme donnant le courant de conduction, en réponse à une excitation $e_a l_a$ de faible amplitude, lorsque la zone d'avalanche est soumise à une tension pompe d'amplitude $E_1 l_a$. Elle permet donc de déterminer l'admittance paramétrique équivalente de la zone d'avalanche.

Nous allons donc calculer successivement :

. La source de bruit primaire i_n

. L'admittance paramétrique.

Comme dans tous les dispositifs paramétriques, l'exploitation des relations (23) et (24) se fera en utilisant une écriture matricielle pour exprimer les composantes des courants de bruit aux fréquences qui nous intéressent :

soit $\Omega = 2 \pi f_m$, $N\omega_0 + \Omega$ et $N\omega_0 - \Omega$. Dans cette écriture rappelons que ω_0 est la fréquence de pompe, c'est à dire la fréquence d'oscillation ou d'amplification de la diode.

4.1. Source de bruit équivalente grand signal (Eq.23)

Les statistiques de la source de bruit $ig(t)$ ont déjà été données précédemment (Eq.11). Nous avons montré que celles-ci pouvaient être décrites par un processus de Poisson. Le courant de conduction instantané peut donc être représenté par une séquence d'impulsions de durée infiniment courte, d'amplitude q , et qui apparaissent à des temps t_g aléatoires. La source de bruit $ig(t)$ s'écrit donc d'une manière générale comme la différence du courant de conduction instantané à sa valeur moyenne.

$$(25) \quad ig(t) = q \sum_{t_g} \delta(t-t_g) - (I_C(t) \bar{\alpha}(t) l_a + I_S)$$

Le nombre moyen d'impulsions élémentaires $p_m(t_g)$ qui se produisent entre t_g et $t_g + dt_g$ peut se calculer à partir de l'Eq. 11.

$$(26) \quad P_m(t_g) dt_g = \frac{1}{q} [I_C(t_g) \bar{\alpha}(t_g) l_a + I_S] dt_g$$

Soit $i_n(t', t_g)$ le courant de bruit observable au temps t' , lorsqu'une seule impulsion δ s'est produite au temps t_g . $i_n(t', t_g)$ est alors la fonction de Green [67], solution de l'équation de Read-Langevin (Eq. 9). Comme le nombre moyen d'impulsions δ apparaissant au temps t_g , pendant dt_g est $P_m(t_g)$, la fonction d'autocorrélation élémentaire, $dR_{i_n}(t, t', t_g)$ du courant de bruit pour tous les événements qui se produisent au temps t_g s'écrit :

$$(27) \quad dR_{i_n}(t', t, t_g) = P_m(t_g) i_n(t', t_g) i_n(-t, t_g) dt_g$$

où $i_n(-t, t_g)$ est la fonction de Green adjointe.

Pour calculer la fonction de corrélation totale, il est nécessaire d'intégrer l'Eq. 27 sur tous les temps t_g possibles, c'est à dire pendant un temps T qui doit être beaucoup plus grand que la période grand signal T_0 .

$$(28) \quad R_{i_n}(t', t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} P_m(t_g) i_n(t', t_g) i_n(-t, t_g) dt_g$$

Comme nous sommes en présence d'un processus non stationnaire, la fonction d'autocorrélation dépend de deux variables t et t' . Afin de calculer la densité spectrale du courant de bruit, nous devons utiliser la double transformée de Fourier :

$$(29) \quad S_{i_n}(\omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{i_n}(t', t) e^{-j\omega_1 t'} e^{j\omega_2 t} dt dt'$$

La fonction d'autocorrélation étant périodique : $R_{i_n}(t' + T_0, t + T_0) = R_{i_n}(t', t)$; ceci implique que les fréquences ω_1 et ω_2 sont reliées par la relation :

$\omega_1 - \omega_2 = 2 \pi k / T_0$. ω_1 et ω_2 doivent alors s'écrire $\omega_1 = s\omega_0 + \Omega$ et $\omega_2 = s'\omega_0 + \Omega$ s, s' et k sont des entiers et Ω est l'écart de fréquence d'une raie centrée sur $s\omega_0$ ou $s'\omega_0$ [54].

En utilisant (29) et (28) on obtient :

$$(30) \quad S_{i_n}(\omega_1, \omega_2) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T P_m(t_g) i_n(\omega_1, t_g) i_n^*(\omega_2, t_g) dt_g$$

$i_n(\omega_1, t_g)$ et $i_n(\omega_2, t_g)$ sont les transformées de Fourier de $i_n(t, t_g)$ et $i_n(t', t_g)$, l'astérisque signifiant la quantité complexe conjuguée. Puisque $T \gg T_0$, il existe toujours un entier N très grand qui vérifie $T \neq NT_0$.

De plus toutes les quantités sous le signe intégral dans (30) sont périodiques.

On a alors :

$$S_{i_n}(\omega_1, \omega_2) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{2N}{2NT_0} \int_0^{T_0} P_m(tg) i_n(\omega_1, tg) i_n^*(\omega_2, tg) dtg$$

(31) Soit :

$$S_{i_n}(\omega_1, \omega_2) = i_n(\omega_1) i_n^*(\omega_2) = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} P_m(tg) i_n(\omega_1, tg) i_n^*(\omega_2, tg) dtg$$

Cette dernière équation va nous permettre de calculer les densités spectrales du courant de bruit i_n aux fréquences $s\omega_0 + \Omega$ ainsi que les corrélations entre les fréquences $s\omega_0 + \Omega$ et $s'\omega_0 + \Omega$. Dans le cas qui nous intéresse, il suffit de calculer la fonction de Green $i_n(t, t_g)$ à partir de l'équation de Read-Langevin, d'en prendre ensuite sa transformée de Fourier et de calculer l'expression donnée par l'Eq. 31. La fonction de Green $i_n(t, t_g)$ s'obtient à partir de l'Eq. 23 en remplaçant $i_g(t')$ par $q \delta(t' - t_g)$.

On a alors :

$$(32) \quad i_n(t, tg) = \frac{q}{\tau_i} \int_{-\infty}^t \delta(t' - tg) \exp \left[- \int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau_i M_0(t'')} \right] dt'$$

soit en remplaçant $1/M_0(t)$ par sa valeur :

$$(33) \quad i_n(t, tg) = \frac{q}{\tau_i} I_0^2(D_1) \sum_{p,m=-\infty}^{+\infty} (-1)^p f_p f_m e^{\omega_0 tg(D_0 + jm)} e^{\omega_0 t(jp - D_0)} \varepsilon(t - tg)$$

où $\varepsilon(t - t_g)$ est la fonction unité.

Prenons alors la transformée de Fourier de $i_n(t, t_g)$ pour obtenir :

$$(34) \quad i_n(\omega, tg) = \frac{q}{\tau_i} I_0^2(D_1) \sum_{p,m=-\infty}^{+\infty} (-1)^p f_p f_m \frac{e^{j(p+m)\omega_0 tg} e^{-j\omega tg}}{\omega_0 D_0 - j(p\omega_0 - \omega)}$$

Le calcul de (31) peut alors être effectué en utilisant l'expression de $P_m(t_g)$ (Eq. 26) et de $i_n(\omega, t_g)$ (Eq. 34). En posant $\omega_1 = s\omega_0 + \Omega$ et $\omega_2 = s'\omega_0 + \Omega$ on obtient alors :

$$(35) \quad i_n(s\omega_0 + \Omega) i_n^*(s'\omega_0 + \Omega) = i_n(s, s') = q \left(\frac{I_0^2(D_1)}{\omega_0 \tau_i} \right)^2 \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} [I_C(tg) \alpha(tg) 1_a + I_S] F(s, tg) F^*(s', tg) \cdot f(s, s', tg) dtg$$

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(tg)l_a &= \bar{\alpha}l_a + \bar{\alpha}'l_a E_1 \sin \omega_0 tg \\ F(s,tg) &= \frac{\exp[D_1 \cos \omega_0 tg]}{I_0(D_1)} \cdot \left(\sum_{p=-\infty}^{+\infty} (-1)^p f_p \frac{e^{jp\omega_0 tg}}{D_0 - j[(p-s) - x]} \right) \end{aligned} \quad (36)$$

$$f(s,s',tg) = \exp [-j\omega_0(s-s') tg] , x = \Omega / \omega_0$$

Il est commode de rassembler tous les résultats de densités spectrales sous forme matricielle. $i_n(s,s')$ est alors donnée par une matrice carrée de dimension $2N + 1$ ($-N \leq s, s' \leq +N$). Les coefficients de la diagonale principale représentent les autodensités spectrales aux fréquences $-N\omega_0 + \Omega, \dots, \dots, N\omega_0 + \Omega$, les autres coefficients donnant les interdensités spectrales entre fréquences $s\omega_0 + \Omega$ et $s'\omega_0 + \Omega$.

4.2. Admittance paramétrique (Eq. 24)

L'équation 24 qui représente l'équation aux perturbations sans bruit est rappelée ci-dessous :

$$(24) \quad i_c'(t) = - \frac{I_S}{\tau_i} \int_{-\infty}^t \left[\int_{t'}^t \frac{e_a(t'')}{M'_0(t'')} dt'' \right] \exp \left[- \int_{t'}^t \frac{1}{\tau_i} \frac{dt''}{M_0(t'')} \right] dt'$$

Le fonctionnement paramétrique de la diode ATT peut être décrit de la manière suivante. On lui applique un signal périodique (ω_0) d'amplitude élevée dit signal de pompe ainsi qu'un signal^{*} de faible amplitude de fréquence ω_s . Le fonctionnement étant non linéaire, des courants et des tensions aux fréquences $n\omega_0 + \omega_s$ vont être créés. Ces courants et ces tensions sont alors dépendants l'un de l'autre et sont reliés par une relation matricielle (analogue à celle donnée par la matrice élastance pour les varactors). Etant donné la forme de l'Eq. 24, nous obtiendrons une matrice qui a les dimensions d'une admittance. Pour ce faire, il suffit d'utiliser les techniques usuelles de la

* Dans le cas qui nous intéresse ici, il s'agira du signal de bruit.

transformée de Fourier. Après quelques changements de variable, qu'il serait trop long d'exposer, on trouve :

$$(37) \quad i'_c(\omega) = \frac{I_S}{\tau_i} \frac{\bar{\alpha}' l_a}{\omega_o \tau_i} \sum_{p,m=-\infty}^{+\infty} (-1)^p \frac{I_p(D_1) I_m(D_1)}{D_o + jm} \frac{e_a[\omega - (p+m)\omega_o]}{\omega_o D_o + j(\omega - p\omega_o)}$$

où $i'_c(\omega)$ et $e_a(\omega')$ sont les transformées de Fourier de $i_c(t)$ et $e_a(t)$.

Comme précédemment, nous nous intéressons à des fréquences de la forme $s\omega_o + \Omega$. Posons alors $\omega = s\omega_o + \Omega$ et $\omega - (p+m)\omega_o = s'\omega_o + \Omega$ afin de mettre l'Eq. 37 sous la forme :

$$(38) \quad i'_c(s) = \sum_{s=-N}^{+N} y_{ss'} u_a(s')$$

où $u_a(s')$ est la tension d'avalanche faible signal à la fréquence $s'\omega_o + \Omega$ et où $y_{ss'}$ est la matrice admittance représentative des effets paramétriques.

On a :

$$(39) \quad y_{ss'} = \frac{\bar{\alpha}'}{\omega_o \tau_i} \frac{I_S}{\omega_o \tau_i} I_o^2(D_1) \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^p f_p + s' - s f_p}{[D_o - j(p+s'-s)][D_o + j(s-p+x)]}$$

En additionnant les résultats des paragraphes 4.1. (Eq. 38) et 4.2. (Eq. 35) on peut alors exprimer l'équation représentative du bruit (Eq. 22) dans le domaine fréquentiel par la relation matricielle suivante :

$$(40) \quad [i_c] = [y] [u_a] + [i_n]$$

i_c , u_a et i_n sont des vecteurs et y une matrice carrée de dimensions $2N+1$.

Les coefficients de la matrice y sont donnés par l'Eq. 39 et ceux de i_n vérifient la relation $[i_n] [i_n]^\dagger = i_n(s, s')$ (Eq. 35), le sigle dague signifiant l'opérateur hermitien.

5. REPRESENTATION DU COMPOSANT EN GRAND SIGNAL

Nous avons précédemment traité le problème de la zone d'avalanche. Pour obtenir une représentation du composant, il est nécessaire à présent d'introduire les équations caractéristiques de la zone de transit. Le modèle utilisé suppose que les porteurs transitent dans cette zone à leur vitesse limite et que le phénomène de diffusion est négligeable. Cette dernière hypothèse peut être facilement justifiée à partir d'un précédent travail [16] où nous avons montré que le coefficient de diffusion des électrons dans l'arséniure de gallium restait faible en champ fort. Dans un premier temps, nous allons donner l'impédance grand signal représentative de la diode IMPATT puis la relation matricielle représentative du bruit associé.

5.1. Impédance grand signal équivalente

Le courant extérieur est donné par l'équation de conservation des courants :

en zone d'avalanche, cette équation s'écrit :

$$(41) \quad I_e(t) = I_c(t) + \epsilon A \frac{dE(t)}{dt}$$

en zone de transit, elle s'écrit :

$$(42) \quad I_e(t) = I_{ct}(t,x) + \epsilon A \frac{dE_t}{dt}(t,x)$$

où I_{ct} et E_t sont respectivement le courant de conduction et le champ hyper-fréquence en zone de transit.

Le courant de conduction en zone de transit, I_{ct} s'exprime en fonction du courant de conduction à l'abscisse l_a par la relation :

$$(43)^* \quad I_C(t, x) = I_C(l_a, t - \frac{x - l_a}{v}) \neq I_C(t - \frac{x}{v})$$

En utilisant (41), (42) et (43), on peut alors calculer le courant extérieur I_e et la tension hyperfréquence aux bornes de la zone de transit V_t puis la tension totale hyperfréquence aux bornes de la diode ATT, V_{HF} . En notation complexe on obtient pour la fréquence fondamentale :

$$(44) \quad I_{e1} = \epsilon A \omega_o E_1 [1 + B_1 e^{j\phi_1}] = |I_{e1}| e^{j\psi_1}$$

$$(45) \quad V_{HF} = W E_1 [(1 - \frac{l_a}{W}) \chi(\theta) B_1 e^{j\phi_1} - j(1 + (1 - \frac{l_a}{W})(1 - \lambda(\theta))) B_1 e^{j\phi_1}]$$

avec l_a longueur de la zone d'avalanche, W longueur de la zone active de la diode, ϵ permittivité du matériau, A section de la diode, $\chi(\theta) =$

$(1 - \cos \theta) / \theta$, $\lambda(\theta) = \sin \theta / \theta$, où θ est l'angle de transit,
 $\theta = \frac{W - l_a}{v} \omega_o$, $B_1 e^{j\phi_1} = I_{C1} / \epsilon A \omega_o E_1$ où $I_{C1} = |I_{C1}| e^{j\phi_1}$ est donné par la relation (17) pour $n = 1$.

L'impédance hyperfréquence de la diode est alors donnée par le rapport V_{HF}/I_e soit :

$$(46) \quad Z_D(\omega_o) = \frac{1}{\omega_o C} \frac{(1 - l_a/W) \chi(\theta) B_1 e^{j\phi_1} - j[1 + (1 - l_a/W)(1 - \lambda(\theta))] B_1 e^{j\phi_1}}{1 + B_1 e^{j\phi_1}}$$

5.2. Equation caractéristique du bruit pour le composant

Les équations (41), (42) et (43) sont également valables pour le bruit. En effectuant un calcul analogue, et après avoir pris les transformées de Fourier, on dégage les deux équations suivantes :

* Le changement d'abscisse $x - l_a \rightarrow x$ a été effectué pour le dernier terme de l'égalité.

$$(47) \quad i_e(\omega) = i_c(\omega) + j\omega C_a u_a(\omega)$$

$$(48) \quad u_t(\omega) = i_e(\omega) - [i_c(\omega) (\lambda(\theta) - j\chi(\theta))] / j\omega C_t$$

$i_e(\omega)$ et $i_c(\omega)$ sont les composantes bruit du courant extérieur et du courant de conduction, $u_a(\omega)$ et $u_t(\omega)$ sont les composantes bruit des tensions d'avalanche et de transit, θ étant l'angle de transit à la fréquence ω , λ et χ étant les fonctions précédemment définies, $C_t = \epsilon A / (W - l_a)$ la capacité de la zone de transit, $C_a = \epsilon A / l_a$ la capacité de la zone d'avalanche.

Ces équations étant linéaires, on peut les écrire sous forme matricielle pour les fréquences $\omega = s \omega_0 + \Omega$. Seuls, les termes de la diagonale principale sont non nuls. En associant aux équations (47) et (48) l'équation (40), représentative de l'équation de Read-Langevin dans le domaine fréquentiel, on aboutit alors en résolvant le système à la relation :

$$(49) \quad [u] = ([a] + [b]\{[y] + [w]\}^{-1} [i_e] - [b]\{[y] + [w]\}^{-1} [i_n])$$

a , b et w sont les matrices diagonales dont les coefficients sont donnés par :

$$(50) \quad \begin{aligned} w_{ss} &= j \omega_0 C_a (s+x) \\ a_{ss} &= [1 - \lambda(\theta_s) + j\chi(\theta_s)] / j\omega_0 C_t (s+x) \\ b_{ss} &= 1 + \frac{W}{l_a} (1 - \frac{l_a}{W}) [\lambda(\theta_s) - j\chi(\theta_s)] \end{aligned}$$

y est la matrice admittance définie précédemment (Eq. 39), u , i_e et i_n des vecteurs représentant les composantes de la tension totale, du courant extérieur et de la source de courant de bruit. L'équation 49 s'écrit alors d'une manière simple :

$$(51) \quad [u] = [Z_D][i_e] - [Z_N][i_n]$$

Z_D est la matrice impédance représentative des effets paramétriques du composant, Z_N la matrice impédance qui transforme la source de courant de bruit i_n en une source de tension de bruit.

Quelques remarques sont à apporter aux hypothèses que nous venons de faire implicitement. Nous avons supposé les équations descriptives de la zone de transit linéaires c'est à dire que nous nous sommes intéressés à des structures confinées et à des régimes où la somme du champ hyperfréquence E_{t_1} et du champ continu E_{t_0} en tout point de la zone de transit reste suffisamment grand devant le champ de seuil E_s au delà duquel on peut considérer que les porteurs transitent à leur vitesse limite. Ces hypothèses ne sont pas vérifiées pour des structures non confinées [68, 69]. Pour celles-ci, on observe une modulation de la vitesse des porteurs sur une zone de faible largeur mais surtout une modulation de l'épaisseur de la zone désertée. Pour chaque niveau hyperfréquence, la longueur de la zone de transit est différente de celle obtenue en l'absence de tension hyperfréquence [70].

Il serait possible ultérieurement de tenir compte en première approximation de cet effet en définissant un angle de transit pour chaque tension V_{HF} de fonctionnement.

6. INTERACTION CIRCUIT-COMPOSANT. CIRCUIT DE CHARGE POUR LES DIFFERENTS MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES.

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à décrire les propriétés intrinsèques du composant dans un fonctionnement non linéaire. Pour l'étudier dans une situation réelle, il est nécessaire de lui associer un circuit de charge. Nous nous proposons donc tout d'abord de définir à partir de la forme de l'impédance de charge les trois modes de fonctionnement possibles pour un dispositif à résistance négative.

6.1. Circuit de charge utilisé pour les différents modes de fonctionnement :

Un point de fonctionnement étant choisi (le courant de polarisation I_0 , la fréquence de fonctionnement f_0 et le niveau de non linéarité D_1^* sont fixés), on réalisera un oscillateur libre, un oscillateur synchronisé ou un amplificateur en variant la résistance du circuit de charge R_L (la somme des réactances $X_D + X_L$ est supposée nulle pour $f = f_0$).

Lorsque R_L est égal en valeur absolue à la résistance R_D présentée par la diode, le système fonctionne en oscillateur libre.

Lorsque R_L devient légèrement supérieur à R_D , le système fonctionne alors en amplificateur à gain élevé. Dans la zone où R_L est inférieur en valeur absolue à la résistance linéaire R_{D_0} présentée par la diode, l'amplificateur ne peut être qualifié d'amplificateur stable puisque si l'on annule la puissance d'entrée, on obtiendra un oscillateur libre dont la fréquence de fonctionnement sera voisine de f_0 . Le système fonctionne alors en oscillateur synchronisé. Si par contre R_L est supérieur en valeur absolue à la résistance linéaire de la diode R_{D_0} , en absence de puissance incidente, aucune oscillation n'est possible. Le système fonctionne alors en amplificateur stable. Ces différents critères sont rassemblés dans le tableau I.

* D_1 dépend essentiellement de la tension V_{HF} aux bornes du composant et V_{HF} sera déterminé en pratique par la résistance de charge R_L en régime d'oscillation et en régime d'amplification par R_L et la puissance d'entrée.

Oscillateur libre	$R_L + R_D = 0$ $X_L + X_D = 0$
Oscillateur synchronisé	$ R_{D0} > R_L > R_D $ $X_L + X_D = 0$
Amplificateur stable	$R_L > R_{D0} $ $X_L + X_D = 0$

TABEAU I : Critères utilisés dans ce travail pour
classifier le mode de fonctionnement

Le schéma équivalent descriptif de l'un des trois modes de fonctionnement est représenté d'une manière générale de la façon suivante (fig. 8) :

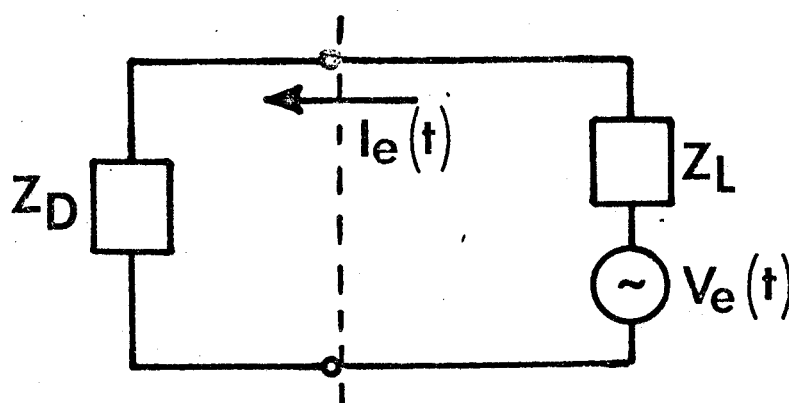


FIGURE 8 : Schéma équivalent

Z_D est alors l'impédance équivalente du composant, Z_L l'impédance de charge et $V_e(t)$ la source de tension représentant le signal d'entrée dans le cas d'un

oscillateur synchronisé ou d'un amplificateur. Pour un oscillateur libre, la source $V_e(t)$ est alors nulle. $I_e(t)$ est le courant circulant dans la maille. Le circuit obéit à la loi d'Ohm et la solution stationnaire est donnée par l'équation :

$$(52) \quad I_e e^{j\psi_e} [Z_L(\omega) + Z_D(I_e, \omega, I_o)] + V_e e^{j\phi_e} = 0$$

où $I_e e^{j\psi_e}$ et $V_e e^{j\phi_e}$ sont les amplitudes complexes de $I_e(t)$ et $V_e(t)$. Si ce schéma équivalent ne pose pas de problème dans le cas de l'oscillateur libre, il n'en est pas ainsi dans le cas de l'amplificateur ou de l'oscillateur synchronisé. En effet, ces deux modes de fonctionnement nécessitent l'emploi d'un circulateur afin de pouvoir découpler l'entrée de la sortie (fig. 9).

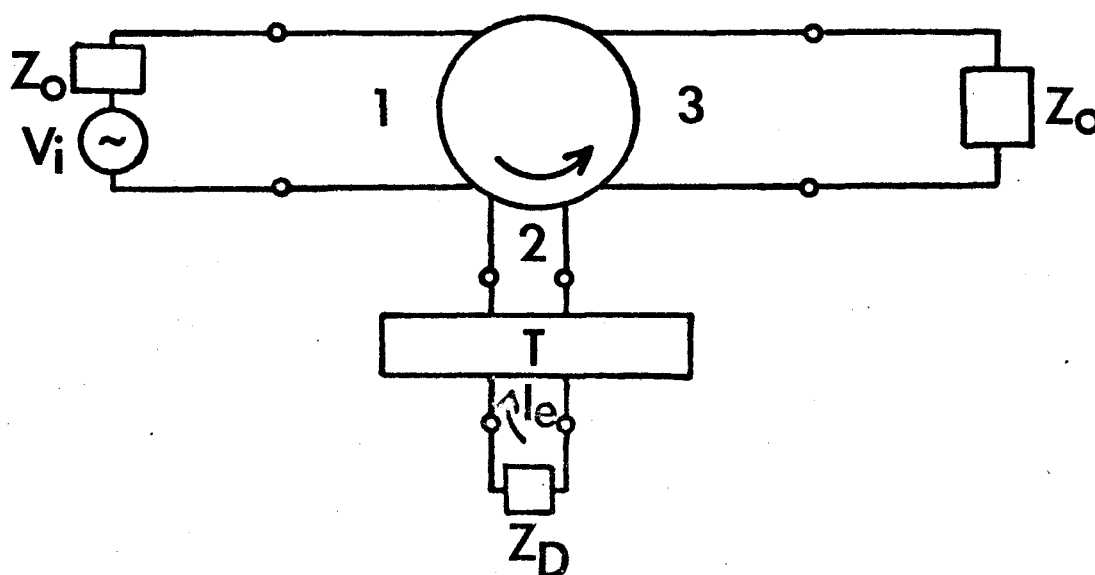


FIGURE 9 : Schéma descriptif de l'amplificateur ou de l'oscillateur synchronisé.

La source d'entrée (V_i, Z_o) attaque le bras 1 du circulateur. Le composant (Z_D) est placé dans le bras 2 après le circuit de transformation T et le signal réfléchi est recueilli dans la charge Z_o placée dans le bras 3. La charge Z_L et la source de tension V_e (Fig. 8) dépendent donc des

caractéristiques du circuit de transformation T. Afin de ne pas devoir définir une matrice de transformation tenant compte du circuit T, on peut opérer de la manière suivante :

L'impédance de charge associée au composant est écrite d'une manière générale : $Z_L(\omega) = R_L + j L \omega$

L'impédance de charge est selfique puisque l'impédance présentée par la diode est capacitive : $L\omega_0 = |X_D(\omega_0)|$

Pour un oscillateur synchronisé ou un amplificateur stable, on admettra en première approximation que les réactances doivent se compenser pour obtenir le gain maximum. Le gain de puissance à la fréquence centrale sera obtenu alors à l'aide de la relation :

$$(53) \quad G_0 = G(\omega_0) = \left(\frac{|R_D| + R_L}{R_L - |R_D|} \right)^2$$

et la puissance incidente P_i sera reliée à la puissance de sortie P_o dans le fonctionnement envisagé, par la relation $P_i = P_o/G_0$ soit dans le cas d'un amplificateur stable une puissance ajoutée $P_a = P_i(G_0 - 1)$

En résumé et pour les trois modes de fonctionnement, l'impédance prise par le circuit de charge hyperfréquence, traversé par les composantes $i_e(\omega_0 + \Omega)$ et $i_e(-\omega_0 + \Omega)$ sera supposée égale à :

$$(54) \quad \begin{aligned} Z_L(\omega_0 + \Omega) &= R_L + jL\omega_0(1+x) \\ Z_L(-\omega_0 + \Omega) &= R_L - jL\omega_0(1-x) \end{aligned} \quad x = \frac{\Omega}{\omega_0} = \frac{f_m}{f_0}$$

où la résistance R_L est prise indépendante de la fréquence. Cependant, dans la relation (54), le coefficient de qualité $(= L\omega_0/R_L)$ présente une valeur minimale. En réalité, l'énergie emmagasinée dans la cavité associée à un oscillateur est beaucoup plus élevée. Pour tenir compte de cet effet, on doit augmenter la partie réactive de la charge tout en conservant l'égalité $X_L(\omega_0) + X_D(\omega_0) = 0$. Le schéma équivalent série de la charge peut alors se représenter de la manière suivante (fig. 10) :

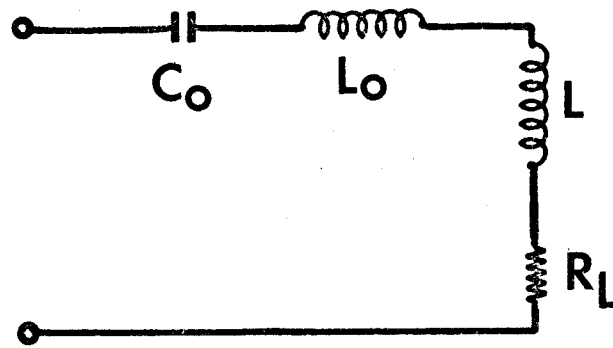


FIGURE 10 : Schéma équivalent de la charge Z_L .

avec: $L_O C_O \omega_o^2 = 1$
 $L\omega_o + X_D(\omega_o) = 0$

$$(55) \quad X_L = (L+L_O)\omega - \frac{1}{C_O\omega}, \quad Q_L = \frac{\omega}{R_L} \frac{\partial X_L}{\partial \omega}$$

où Q_L est le coefficient de qualité de la charge.

Le circuit série L_O, C_O résonne à la fréquence ω_o et ne change rien à l'égalité

$$X_L(\omega_o) + X_D(\omega_o) = 0.$$

Le coefficient de qualité de la charge est alors plus élevé et l'on peut ainsi rendre compte des ordres de grandeurs pratiques.

L'impédance du circuit de charge aux fréquences $\omega_o + \Omega$ et $\omega_o - \Omega$ s'écrit alors :

$$(56) \quad \begin{aligned} Z_L(\omega_o + \Omega) &= R_L + j \left[(L+L_O)\omega_o(1+x) - \frac{1}{C_O\omega_o(1+x)} \right] \\ Z_L(-\omega_o + \Omega) &= R_L - j \left[(L+L_O)\omega_o(1-x) - \frac{1}{C_O\omega_o(1-x)} \right] \end{aligned}$$

Le circuit hyperfréquence étant défini, il nous reste à préciser l'impédance de charge en basse fréquence. Le circuit le plus simple peut s'écrire :

$$(57) \quad Z_L(\Omega) = R_{L_O} + \frac{R_{th}}{1 + j\Omega R_{th} C_{th}}$$

où R_{L_O} est la résistance placée dans le circuit d'alimentation et R_{th} et C_{th} la résistance et la capacité thermiques de la diode (le second terme de

la relation (57) représente l'impédance B.F. présentée par la diode avalanche due aux effets thermiques)

L'interaction circuit-composant sera donc caractérisée par l'équation matricielle suivante :

$$(58) \quad [Z_D] [i_e] - [Z_N][i_n] = - [Z_L][i_e]$$

La matrice Z_L étant une matrice diagonale dont les coefficients sont donnés par les éq. 54 ou 55 et 56. L'équation 58 donne alors le courant de bruit extérieur aux fréquences $-\omega_0 + \Omega$, et $\omega_0 + \Omega$ soit :

$$(59) \quad [i_e] = \{ [Z_D] + [Z_L] \}^{-1} [Z_N][i_n]$$

REMARQUE : La dimension des matrices intervenant dans (59) est 3x3. Il n'y a pas lieu de tenir compte des harmoniques si on considère un oscillateur accordé sur la seule fréquence de fonctionnement [26,71]

6.2. Grandeurs mesurables : bruit de modulation d'amplitude et de fréquence, bruit basse fréquence.

Nous devons nous intéresser à présent aux bruits de modulation d'amplitude et de fréquence et basse fréquence.

Les courants de bruit aux fréquences

contribuent aux bruits AM et FM de la manière suivante :

- pour le bruit AM, les composantes de bruit sont en phase avec la porteuse $I_e(t)$. On a donc :

$$(59) \quad |i_{AM}| = \vec{i} \cdot (\vec{i}_e(\omega_0 + \Omega) + \vec{i}_e(\omega_0 - \Omega))$$

- pour le bruit FM, les composantes de bruit sont en quadrature avec la porteuse $I_e(t)$. On a donc :

$$(60) \quad |i_{FM}| = \vec{j} \cdot (\vec{i}_e(\omega_0 + \Omega) + \vec{i}_e(\omega_0 - \Omega))$$

où $\vec{i}$ et $\vec{j}$ sont les vecteurs unitaires, respectivement dans la direction de la porteuse et en quadrature.

A l'aide de (59) et (60), on peut définir une matrice de transformation qui permet de calculer les composantes AM et FM à partir des composantes aux fréquences $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$ [37]

$$(61) \quad \begin{pmatrix} i_{AM} \\ i_{FM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ j & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_e(\omega_0 - \Omega) \\ i_e(\omega_0 + \Omega) \end{pmatrix}$$

Nous devons rappeler que le calcul des composantes $i_e(\omega_0 - \Omega)$ et $i_e(\omega_0 + \Omega)$ a été effectué à partir d'une référence de phase bien définie, c'est à dire celle du champ électrique existant dans la zone d'avalanche $E(t)$. La relation (61) s'applique par rapport à la référence de phase du courant extérieur I_e . I_e et E étant déphasés de l'angle ψ , il y a lieu de faire une rotation de phase de $e^{-j\psi}$. En remarquant que $i_e(\omega_0 - \Omega) = i_e^*(-\omega_0 + \Omega)$ on aboutit alors pour les indices de modulation d'amplitude et de phase à la relation [36] :

$$(62) \quad \begin{pmatrix} a(\Omega) \\ \phi(\Omega) \end{pmatrix} = \frac{1}{|I_e|} \begin{pmatrix} e^{j\psi} & e^{-j\psi} \\ -je^{j\psi} & je^{-j\psi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_e(-\omega_0 + \Omega) \\ i_e(\omega_0 + \Omega) \end{pmatrix}$$

et en introduisant la composante du bruit BF

$$(63) \quad \begin{pmatrix} a(\Omega) \\ i_e(\Omega) \\ \phi(\Omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/I_e^* & 0 & 1/I_e \\ 0 & 1 & 0 \\ -j/I_e^* & 0 & j/I_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_e(-\omega_0 + \Omega) \\ i_e(\Omega) \\ i_e(\omega_0 + \Omega) \end{pmatrix}$$

où I_e est alors l'amplitude complexe du courant extérieur grand signal $I_e = |I_e| e^{j\psi}$. Cette dernière équation peut être écrite alors $[q] = [T] [i_e]$. Les composantes quadratiques du vecteur q peuvent alors être calculées à partir de l'équation :

$$(64) \quad [q] [q]^{\dagger} = [T] [i_e] [i_e]^{\dagger} [T]^{\dagger}$$

où le signe "daguer" signifie matrice transposée.

Les termes diagonaux de la matrice $qq^{\dagger}$ donnent alors le bruit de modulation d'amplitude, le bruit basse fréquence et le bruit de phase, les autres coefficients donnant les corrélations AM-BF, FM-BF et AM-FM. L'expression (64) permet donc de calculer en particulier les rapports des puissances de bruit AM et puissances de bruit FM par rapport à la porteuse ($P_{AM(2BL)}/P_o$, $P_{FM(2BL)}/P_o$) dans deux bandes latérales écartées d'une distance f_m de la porteuse f_o . A partir de ces deux grandeurs, nous pourrions caractériser le bruit pour les trois modes de fonctionnement possibles. Une discussion sera ouverte dans le chapitre suivant, lors de la description de nos résultats théoriques.

7. RAFFINEMENTS DE LA THEORIE : LES AUTRES SOURCES DE BRUIT POSSIBLES.

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent au calcul des fluctuations associées au processus d'avalanche. Etant donné le caractère cumulatif du phénomène d'avalanche, cette source de bruit doit être le plus souvent prépondérante. L'étude extensive de ses implications est donc entièrement justifiée. Cependant, il est utile de situer les autres sources de bruit possibles qui dans d'autres dispositifs constituent les sources principales. Nous pourrions ainsi étudier leur contribution et donner ainsi une explication suffisamment complète aux résultats expérimentaux.

Les autres sources de bruit à considérer sont les suivantes :

- bruit thermique associé à la résistance série du substrat
- bruit de diffusion dans la zone de transit
- bruit associé aux fluctuations des porteurs injectés
- bruit de génération recombinaison lié aux pièges pouvant exister

dans la structure.

Les deux premiers types de bruit sont presque toujours négligeables pour un dispositif ATT. En effet, le bruit thermique est représenté par un générateur de tension e tel que $\langle e^2 \rangle = 4 k T_S R_S B$ en série avec la résistance R_S . Par exemple, la mesure de bruit linéaire doit s'écrire [15] :

$$(65) \quad M_o = \frac{\langle u^2 \rangle + \langle e^2 \rangle}{4kT_o B |Re(Z)|} = \frac{\langle u^2 \rangle}{4kT_o |R_S - R_D|} + \frac{T_S}{T_o} \frac{R_S}{|R_S - R_D|}$$

$\langle u^2 \rangle$ est alors le générateur de bruit associé au phénomène d'avalanche et R_D la résistance équivalente à la diode ATT. Le premier terme de l'équation 65 étant toujours largement supérieur au second (30 dB $\sim$ qq.dB), il y a lieu de négliger la source de bruit thermique. Par contre, il est nécessaire de tenir compte de la résistance série R_S quand celle-ci approche la valeur R_D .

Pour le bruit de diffusion, Goedbloed [30] a calculé son ordre de grandeur pour la zone de transit, en utilisant la méthode du "champ d'impédance" [72] et a montré qu'il est justifié de le négliger par rapport au bruit d'avalanche tout au moins dans la gamme de fréquences de fonctionnement d'une diode ATT.

Nous avons tenu compte implicitement du bruit associé aux fluctuations des porteurs injectés (courant de saturation) dans la manière d'écrire la source de bruit $i_g(t)$ (Eq. 10) et nous avons supposé que c'était un bruit de grenaille.

Le bruit de génération-recombinaison doit être souvent considéré dans des dispositifs semiconducteurs. Cette source de bruit dépend de la

pureté du matériau et de sa perfection cristalline. Il est lié principalement aux fluctuations statistiques associées à la génération recombinaison des porteurs libres (bruit G.R.) : On peut lui affecter différentes origines suivant la localisation des pièges : bruit de volume dans la zone désertée de la diode ATT, bruit de surface (interface semiconducteur) ou bruit d'interface dans le cas d'emploi d'une barrière. Nous devons faire remarquer que le bruit G.R. est un bruit intrinsèquement basse fréquence, le processus de piègeage-dépiégeage se produisant avec des constantes de temps supérieures ou égales à 10^{-7} s. Cependant en régime grand signal, il peut contribuer au bruit hyperfréquence par modulation du courant continu d'alimentation ou par un processus direct et interne de conversion que nous allons expliciter. La présence de pièges localisés implique des fluctuations locales de la densité de porteurs en chaque point du semiconducteur. En régime dynamique, les grandeurs courant et champ électrique hyperfréquences se trouvent donc localement modulées par la source de bruit G.R. et varient lentement autour de leurs valeurs moyennes. Les variables externes macroscopiques qui caractérisent le dispositif étudié (puissance et fréquence pour un oscillateur) en seront directement affectées. Ce point de vue a été proposé par Mircea [73] et développé [74, 75] pour des dispositifs à effet Gunn. Les fluctuations externes des grandeurs d'intérêt sont reliées aux fluctuations locales par l'intermédiaire de coefficients de sensibilité à la modulation de fréquence ou d'amplitude. Cette étude originale, réalisée sur ordinateur, a permis de montrer que le bruit résultant dépendait de la localisation des pièges et du régime d'oscillation.

Cette méthode peut être appliquée à un oscillateur ATT. Nous nous proposons, pour notre part, de calculer un ordre de grandeur descriptif du phénomène de génération recombinaison pour un oscillateur IMPATT.

Pour ce faire, nous supposons que sous l'effet d'un phénomène de génération recombinaison apparaisse une fluctuation de la concentration de charges fixes entre x et $x + dx$; il en résultera une variation des différentes grandeurs

externes du système étudié et en particulier de la tension hyperfréquence V_{HF} et de la tension continue V_o . Nous définissons alors les sensibilités de conversion hyperfréquence et continue $6_1(x)$ et $6_o(x)$ à l'aide des expressions suivantes :

$$(66) \quad \begin{aligned} 6_1(x) &= \frac{N_D(x) A W}{\Delta N(x)} \frac{\Delta v_1(x)}{\Delta V_{HF}} \\ 6_o(x) &= \frac{N_D(x) A W}{\Delta N(x)} \frac{\Delta v_o(x)}{V_{HF}} \end{aligned}$$

où A est la surface de l'échantillon, W sa longueur, $N_D(x)$ la concentration moyenne de charges fixes dans le volume élémentaire $A \Delta x$, $\Delta N(x)$ la fluctuation du nombre de charges fixes dans ce même volume élémentaire, $\Delta v_1(x)$ la variation de la tension hyperfréquence V_{HF} , $\Delta v_o(x)$ la variation de la tension continue V_o , consécutives à la fluctuation $\Delta N(x)$ qui simule le processus G.R.

Le calcul sur ordinateur de 6_1 et 6_o est effectué à l'aide d'un programme numérique utilisé largement dans notre laboratoire et conçu par Mircea et Lefebvre [76]. Les données du problème sont d'une part le profil de concentration en impuretés $N_D(x)$, d'autre part la variation temporelle du courant total traversant le composant^x.

Dans un premier temps, on calcule la tension hyperfréquence V_{HF} et la tension continue V_o au repos c'est à dire pour des valeurs non perturbées de $N_D(x)$. La seconde phase du calcul consiste à calculer de nouvelles valeurs V'_{HF} et V'_o lorsqu'une perturbation $\Delta N_D(x)$ entre x et $x + dx$ s'ajoute à $N_D(x)$.^{xx-}

^x Nous nous limitons par là-même à l'existence de pièges dans la zone de transit. Le traitement de l'influence de pièges dans une zone d'avalanche est d'ailleurs plus complexe puisqu'il est nécessaire d'envisager deux types de porteurs et il pourrait se faire avec un programme général [62].

^{xx} Le calcul est effectué pour des perturbations positives et négatives égales afin de vérifier l'égalité des valeurs absolues des variations calculées.

On en déduit alors facilement les sensibilités $6_1(x)$ et $6_0(x)$. Nous devons faire remarquer que ce calcul est effectué pour des courants hyperfréquence et continu maintenus constants et que la phase du champ hyperfréquence d'avalanche est prise comme référence. Les fluctuations $\Delta v_1(x)$ et $\Delta v_0(x)$ sont donc calculées pour une situation de circuit ouvert et avec une référence de phase identique à celle de notre modèle théorique développé dans les paragraphes précédents. Nous utiliserons donc, pour exprimer $\Delta v_1(x)$ et V_{HF} la notation complexe.

La connaissance des sensibilités $6_1(x)$ et $6_0(x)$ va nous permettre de calculer les tensions de bruit hyperfréquence et continue en sortie de l'échantillon. A partir de 66 on obtient :

$$\Delta v_1(x) = \frac{\Delta N(x)}{N_D(x) A W} 6_1(x) V_{HF} = \frac{\Delta N(x)}{N_D(x) A W} \Gamma(x) \quad (67)$$

$$\Delta v_0(x) = \frac{\Delta N(x)}{N_D(x) A W} 6_0(x) V_0$$

La variation $\Delta v_1(x)$ ayant été définie comme une variation quasistatique autour de la fréquence porteuse f_0 , on peut alors calculer les différentes auto-intensités et interdensités spectrales pour une représentation aux fréquences $-f_0 + f_m$, f_m et $f_0 + f_m$. On obtient alors :

$$\begin{aligned} S_{\Delta v_+ \Delta v_+}^*(x) &= S_{\Delta v_- \Delta v_-}^*(x) = \frac{\Gamma_r^2(x) + \Gamma_i^2(x)}{N_D^2(x) A^2 W^2} S_{\Delta N}(x, f_m) \\ S_{\Delta v_0 \Delta v_0}^*(x) &= \frac{6_0^2(x) V_0^2}{N_D^2(x) A^2 W^2} S_{\Delta N}(x, f_m) \\ S_{\Delta v_- \Delta v_+}^*(x) &= \frac{\Gamma_r^2(x) - \Gamma_i^2(x) - 2j \Gamma_r(x) \Gamma_i(x)}{N_D^2(x) A^2 W^2} S_{\Delta N}(x, f_m) \\ S_{\Delta v_- \Delta v_0}^*(x) &= S_{\Delta v_0 \Delta v_+}^*(x) = \frac{\Gamma_r(x) - j \Gamma_i(x)}{N_D^2(x) A^2 W^2} 6_0(x) V_0 S_{\Delta N}(x, f_m) \end{aligned} \quad (68)$$

où les sigles +, - et 0 sont respectivement affectés à la bande latérale supérieure, inférieure et basse fréquence, où $\Gamma_r(x)$ et $\Gamma_i(x)$ sont respectivement

la partie réelle et la partie imaginaire de $\Gamma(x)$, $S_{\Delta N}(x, f_m)$ l'intensité spectrale du processus G.R. à l'abscisse x .

Si l'on suppose que les corrélations entre les différents volumes élémentaires situés dans une même section droite sont nulles [77], l'intensité spectrale $S_{\Delta N}(x, f_m)$ s'écrit :

$$(69) \quad S_{\Delta N}(x, f_m) = S_O(x, f_m) A \Delta x$$

$S_O(x, f_m)$ est alors l'intensité spectrale associée à un processus G.R. localisé dans le volume $A\Delta x$. Celle-ci a pour dimension $\text{cm}^{-3} - \text{Hz}^{-1}$ et par exemple dans le cas d'un processus à un niveau de pièges s'écrit [78] :

$$(70) \quad S_O(x, f_m) = 4 N_{\text{tef}}(x) \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

où N_{tef} est la valeur effective de la concentration de pièges dans le volume $A \Delta x$ et τ la constante de temps du processus G.R.

En intégrant alors 68 sur la longueur de l'échantillon, on obtient par exemple :

$$(71) \quad S_{V_+ V_+^*} = \frac{1}{V} \frac{1}{W} \int_0^W (\Gamma_r^2(x) + \Gamma_i^2(x)) \frac{S_O(x, f_m)}{N_D^2(x)} dx$$

Si la densité de pièges dans le volume est uniforme et si le dopage moyen est constant, on a alors :

$$(72) \quad S_{V_+ V_+^*} = \frac{1}{V} \frac{S_O(f_m)}{N_D^2} \langle \Gamma_r^2(x) + \Gamma_i^2(x) \rangle$$

$$\text{avec :} \quad \langle \Gamma_r^2(x) + \Gamma_i^2(x) \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W (\Gamma_r^2(x) + \Gamma_i^2(x)) dx$$

Un calcul analogue donne $S_{V_O V_O^*}$, $S_{V-V_O^*}$, $S_{V-V_O^*}$...

A présent, la représentation du bruit G.R. peut donc s'effectuer à l'aide d'une matrice, source de tension de bruit en circuit ouvert, analogue à celle que l'on peut déterminer pour le bruit d'avalanche.

En effet, si pour le bruit d'avalanche on observe une situation de circuit ouvert, on a $[i_e] = 0$. On obtient alors à partir de l'équation 51 :

$$[u_{co}]_a = - [Z_N][i_n]$$

Soit en intensité spectrale :

$$(73) \quad [u_{co}]_a [u_{co}]_a^+ = [Z_N][i_n][i_n]^+ [Z_N]^+$$

Si on veut tenir compte du bruit G.R., il y a lieu de prendre en compte un générateur de tension de bruit en circuit ouvert qui s'écrit :

$$[u_{co}][u_{co}]^+ = [u_{co}]_a [u_{co}]_a^+ + [u_{co}]_{gr} [u_{co}]_{gr}^+$$

Le calcul des bruits basse fréquence, de modulation d'amplitude et de fréquence se fera alors globalement à l'aide des équations (59) et (61).

CHAPITRE II

RESULTATS THEORIQUES

1. INTRODUCTION

Dans ce second chapitre, nous nous proposons de présenter les résultats numériques obtenus à partir du développement théorique décrit dans le chapitre précédent.

Dans une première partie, nous étudions tout d'abord les propriétés (impédance et bruit) de la diode avalanche telle qu'elle est étudiée habituellement, c'est à dire en l'absence d'un courant de saturation important.

Nous nous intéressons en premier lieu aux caractéristiques intrinsèques du composant en l'absence de circuit de charge. Les propriétés du composant sont alors représentées par les générateurs de bruit basse fréquence et hyperfréquence en circuit ouvert, les impédances internes et la mesure de bruit. Nous pouvons ainsi mettre clairement en évidence l'influence, sur ces différentes caractéristiques, des effets liés à l'augmentation de la tension hyperfréquence (ou plus exactement du coefficient de non linéarité) ou du courant de polarisation.

Nous étudions ensuite les propriétés du composant placé dans un circuit de charge. Nous définissons et comparons en premier lieu, les différents modes de fonctionnement possibles et nous rappelons les théories générales de type quasi-statique qui permettent la description du bruit AM et FM présenté par un oscillateur (libre ou synchronisé) et un amplificateur.

A la lumière de ces théories, nous commentons les résultats obtenus à partir de notre modèle et montrons que les variations du bruit AM et FM en fonction de la fréquence de modulation peuvent être décrites à partir du modèle d'Edson sous certaines conditions qui seront explicitées et commentées. Il nous est ainsi

possible de caractériser complètement un fonctionnement non linéaire à partir de deux grandeurs : la mesure de bruit AM et la mesure de bruit FM. Ces deux grandeurs ne dépendent pas du mode de fonctionnement utilisé et nous pourrions donc présenter une étude commune valable aussi bien en oscillateur qu'en amplificateur.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous étudions les propriétés d'une diode avalanche caractérisée par un courant de saturation de valeur élevée et présentons de façon analogue au cas de la diode classique, les nouveaux résultats obtenus. Les différences de comportement sont alors interprétées et expliquées.

Finalement, dans une dernière partie, nous poursuivons l'exploitation de notre modèle théorique en estimant le bruit supplémentaire lié au phénomène de génération-recombinaison pouvant apparaître dans une diode ATT et nous utilisons pour ce faire la procédure définie dans le paragraphe 7 du premier chapitre.

2. RESULTATS THEORIQUES DANS LE CAS D'UN COURANT DE SATURATION FAIBLE

2.1. Etude des caractéristiques intrinsèques du composant.

L'équation matricielle, représentative du bruit du composant et indépendamment du circuit de charge s'écrit (Eq. 51 chap. I § 5)

$$(51) \quad [u] = [Z_D][i_e] - [Z_N][i_n]$$

A partir de cette équation, il est alors possible, afin d'illustrer la théorie, de donner une représentation du bruit pour le composant dans une situation de circuit ouvert en annulant le vecteur (i_e) dans l'équation précédente. Ceci nous permet d'accéder directement au générateur de tension de bruit en circuit ouvert u_{co} qui s'écrit :

$$[u_{co}] = - [Z_N][i_n]$$

soit en densité spectrale :

$$(73) \quad [u_{c_0}][u_{c_0}]^+ = [Z_N][i_n][i_n]^+ [Z_N]^+$$

A partir de ces équations, on peut alors donner pour chaque fréquence d'intérêt $(-f_o + f_m, f_m, f_o + f_m)$ un schéma équivalent de la forme suivante (fig. 11) :

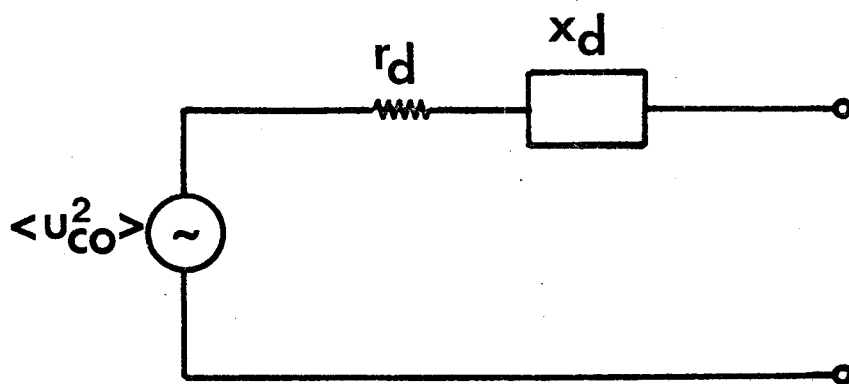


Figure 11 : Schéma équivalent représentatif pour
le bruit dans une situation de circuit ouvert.

où u_{c_0} est le générateur de bruit en circuit ouvert à la fréquence considérée et où $z_d = r_d + jx_d$ est l'impédance paramétrique à cette même fréquence soit le terme diagonal adéquat de la matrice Z_D . C'est donc ces deux paramètres qui vont nous permettre de caractériser le composant sous une forme intrinsèque c'est à dire indépendamment du circuit de charge. De plus, nous serons à même de définir dans ce cas et par analogie au régime linéaire, une "mesure de bruit" intrinsèque [79, 80] à l'aide du générateur de bruit en circuit ouvert et de la résistance paramétrique r_d . Soit :

$$(75) \quad M_I = \frac{\langle u_{c_0}^2 \rangle}{4kT_o B |r_d|}$$

Ces différentes grandeurs seront données sous forme normalisée. La normalisation adoptée consiste à calculer chaque grandeur par rapport à sa valeur linéaire. Ceci permet de présenter des courbes universelles qui dans le cas d'un courant de saturation faible sont indépendantes de l'angle de transit. L'étude est effectuée en fonction du niveau de non linéarité D_1 avec $B_0 = f_{ao}^2 / f_o^2$ en paramètre. f_{ao} est la fréquence d'avalanche linéaire c'est-à-dire la fréquence de résonance du circuit bouchon équivalent à la zone d'avalanche en régime linéaire. Rappelons que D_1 est lié directement à la tension hyperfréquence apparaissant aux bornes de la diode et que f_{ao}^2 est proportionnel au courant de polarisation.

Le générateur de bruit basse fréquence, représenté figure 2, est une fonction rapidement croissante de D_1 et indépendante de B_0 . Un examen plus précis montre que cette évolution est exactement caractérisée par la fonction analytique $I_o^2(D_1)$

Le générateur de bruit hyperfréquence^{*}, représenté figure 13 décroît tout d'abord légèrement avec D_1 , particulièrement lorsque B_0 approche l'unité. Cet effet peut s'expliquer facilement de la manière suivante. En régime linéaire, la "mesure de bruit" et plus précisément le générateur de tension de bruit présentent un pôle à la fréquence d'avalanche c'est à dire pour $B_0 \neq 1$. En régime grand signal, la fréquence d'avalanche diminue par rapport à sa valeur linéaire. En conséquence, le pôle est obtenu pour un B_0 linéaire plus élevé et on observe une diminution du bruit.

Le générateur de bruit hyperfréquence devient ensuite une fonction croissante pour des valeurs de D_1 élevées. On peut observer que l'accroissement relatif est alors indépendant de B_0 et qu'il se détermine très approximativement à partir d'une loi en $I_o(D_1)^{3/2}$.

* Si la fréquence f_m est très petite devant f_o , le bruit de la bande latérale inférieure est égal au bruit de la bande latérale supérieure.

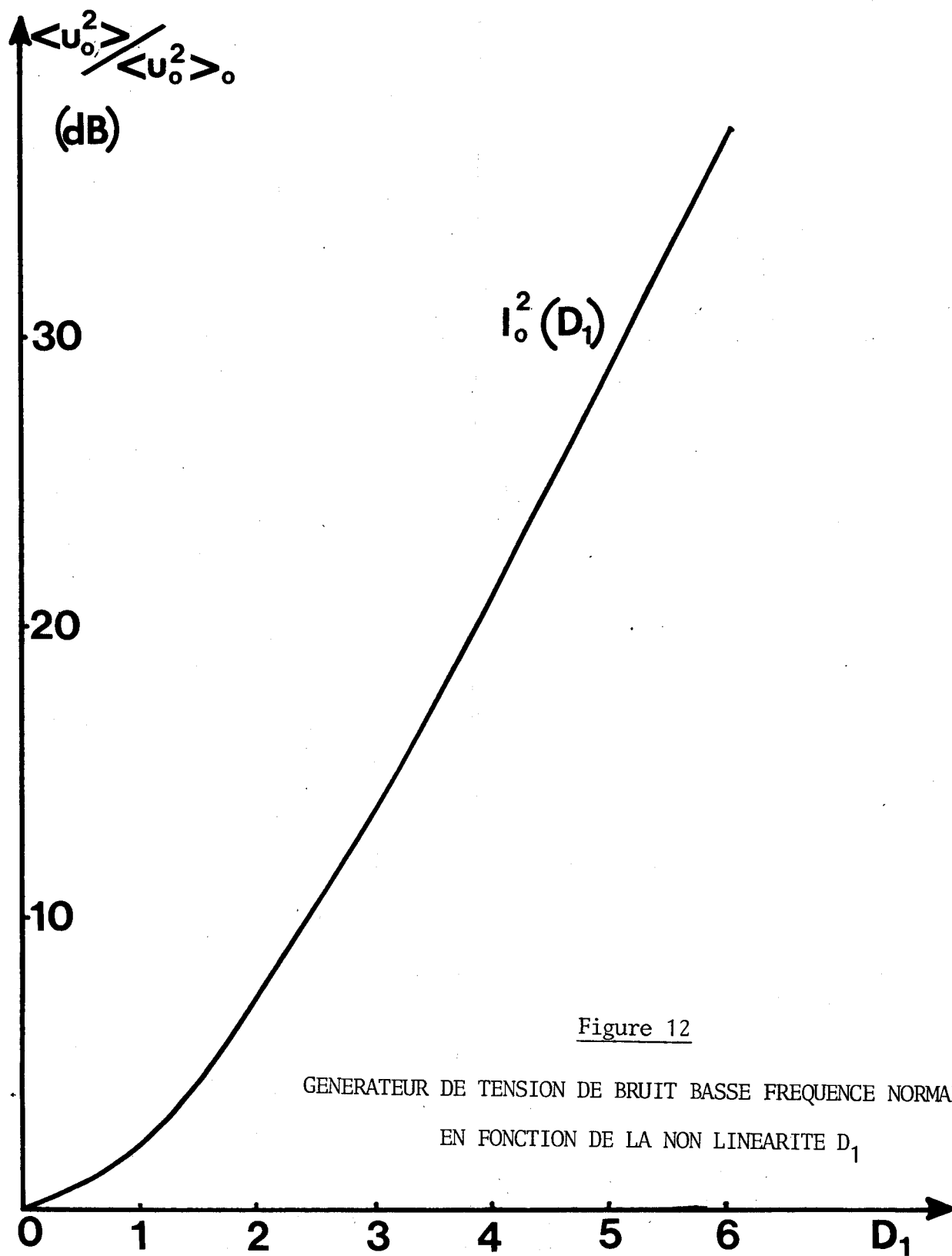


Figure 12

GENERATEUR DE TENSION DE BRUIT BASSE FREQUENCE NORMALISE,
EN FONCTION DE LA NON LINEARITE D_1

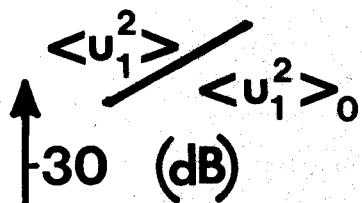
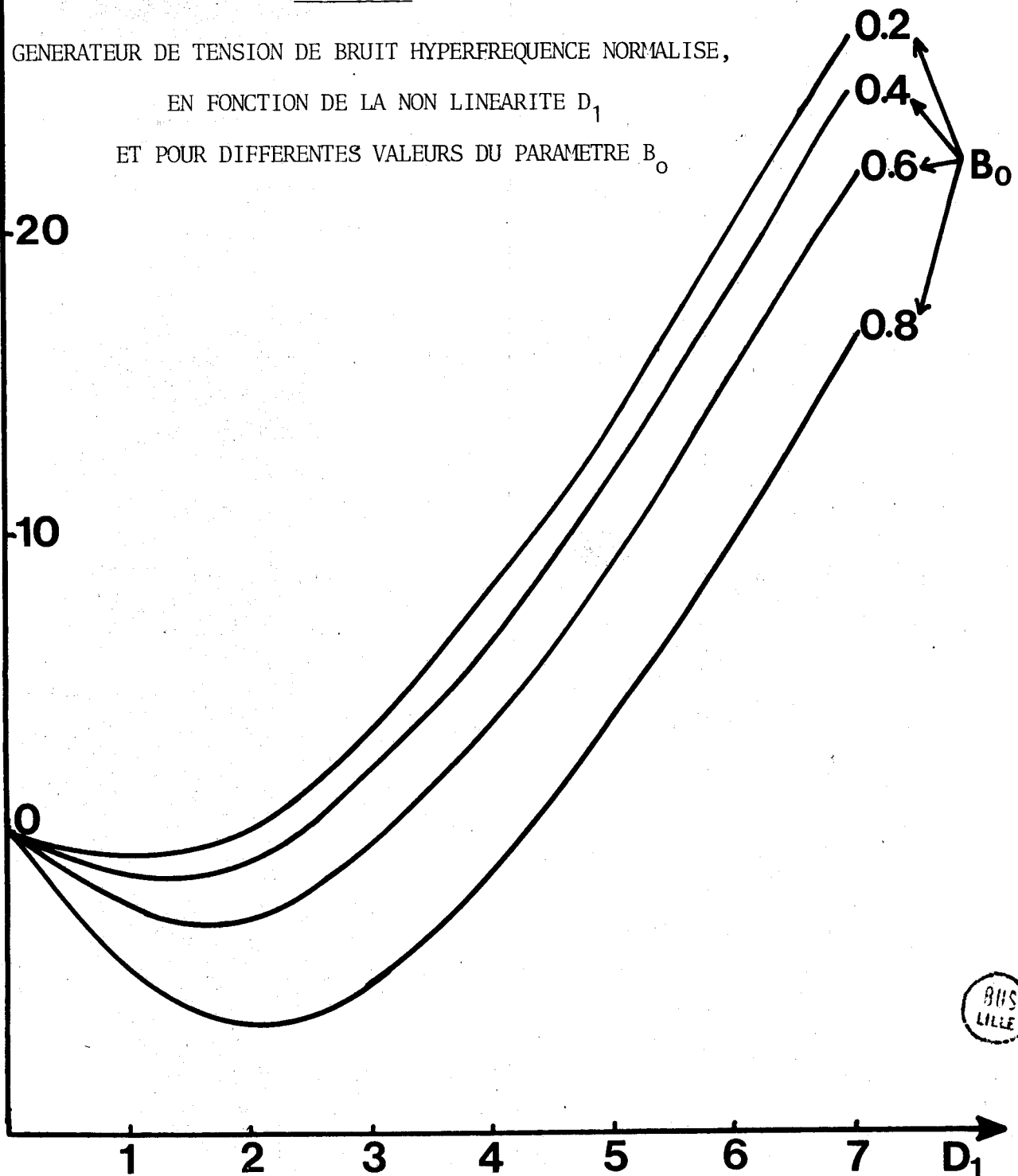


FIGURE 13

GENERATEUR DE TENSION DE BRUIT HYPERFREQUENCE NORMALISE,

EN FONCTION DE LA NON LINEARITE D_1

ET POUR DIFFERENTES VALEURS DU PARAMETRE B_0



BHS
LILLE

L'impédance paramétrique ou différentielle hyperfréquence est représentée fig. 14. la résistance est normalisée par rapport à sa valeur en régime linéaire R_{D_0} , la réactance par l'amplitude de la variation $|x_d| - |X_{AV}|$ par rapport à l'amplitude de la variation linéaire $|X_{D0}| - |X_{AV}|$ où $|X_{AV}|$ est la réactance de la diode à l'avalanche ($X_{AV} = 1/C_{\omega_0}$). Présentées de cette manière, les variations observées par la résistance et la réactance sont identiques. On observe une décroissance monotone quand D_1 croît, d'autant plus rapide que B_0 est élevé*.

Il est intéressant de comparer l'impédance paramétrique hyperfréquence normalisée à l'impédance hyperfréquence grand signal normalisée de manière identique. Cette dernière, représentée fig. 15 peut s'écrire (Eq. 49), [65]

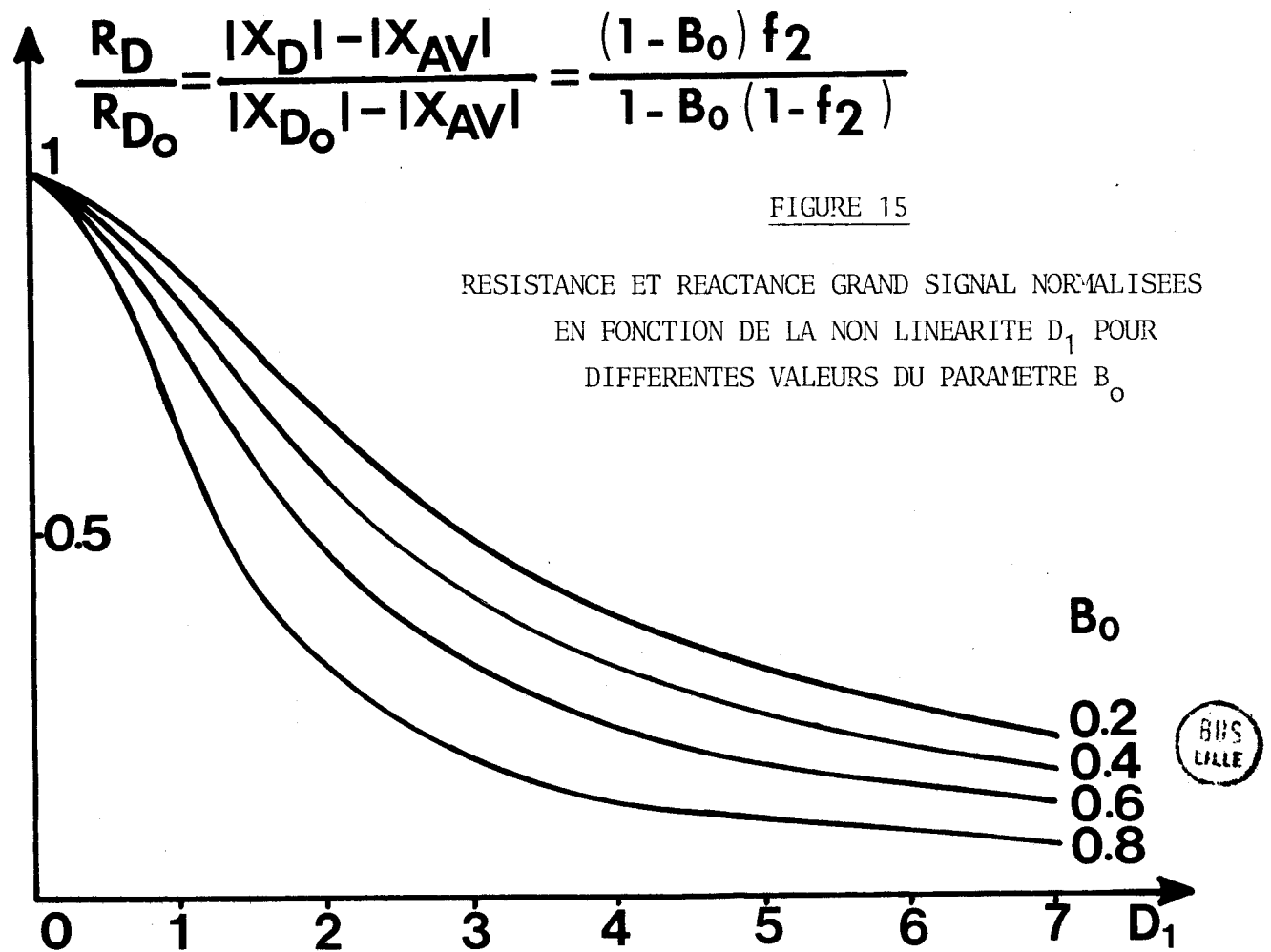
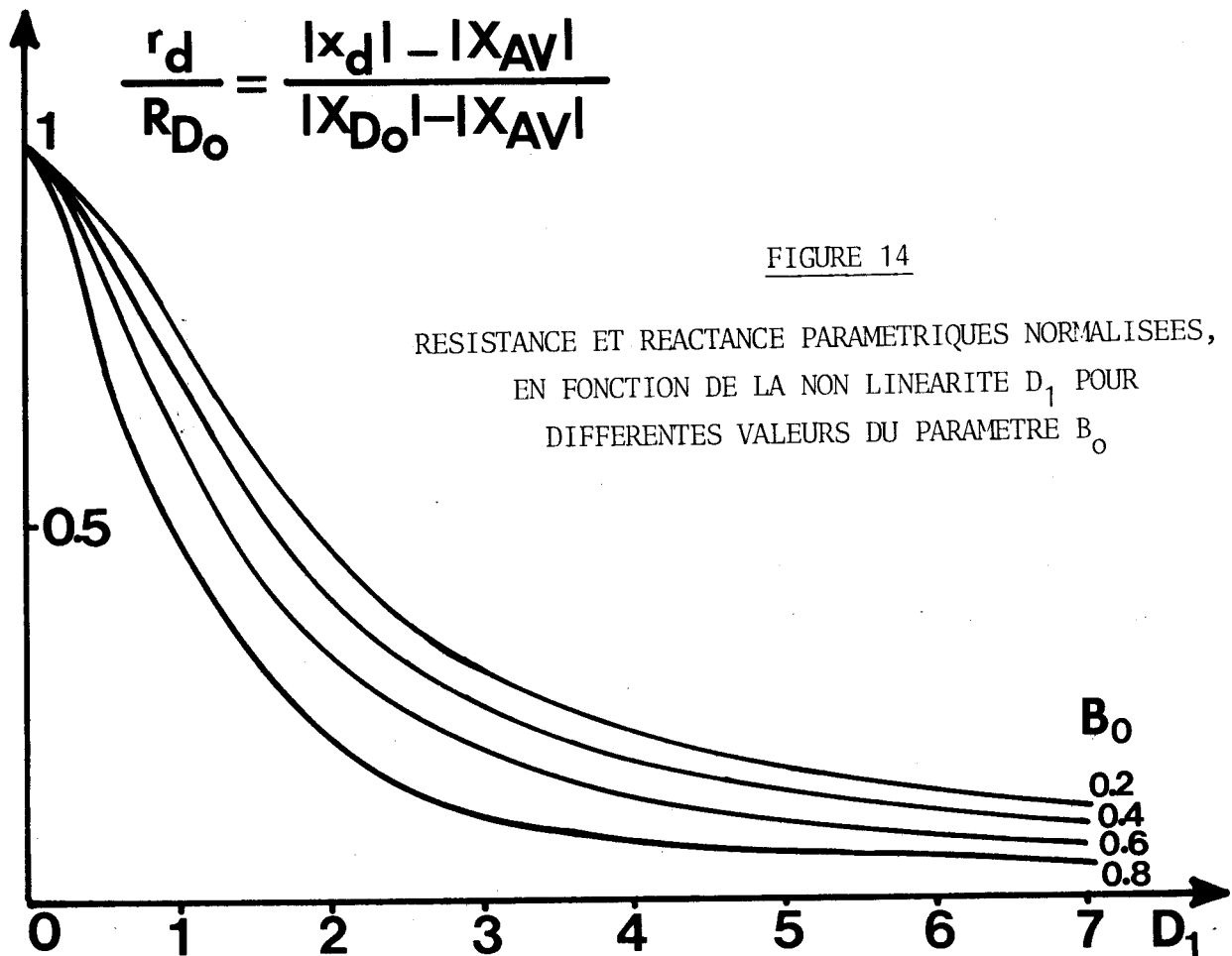
$$(76) \quad \frac{R_D}{R_{D0}} = \frac{|X_D| - |X_{AV}|}{|X_{D0}| - |X_{AV}|} = \frac{(1 - B_0)(1 - f_2)}{1 - B_0(1 - f_2)}$$

Nous devons remarquer que la résistance et la réactance grand signal présentent la même allure que leurs homologues paramétriques et que pour toute valeur de D_1 , elles leurs sont supérieures. Cette remarque est fort importante puisqu'elle nous permet de définir un gain pour le bruit, G_n qui pour un oscillateur libre gardera une valeur finie même lorsqu'on se trouve très près de la porteuse. En effet, pour un mode de fonctionnement quelconque, on a :

$$(77) \quad |r_d| < |R_D| \leq R_L$$

$$|x_d| < |X_D| \neq X_L$$

* L'explication donnée pour le générateur de tension de bruit peut être reconduite car l'impédance hyperfréquence devient également très grande au voisinage de la fréquence d'avalanche.



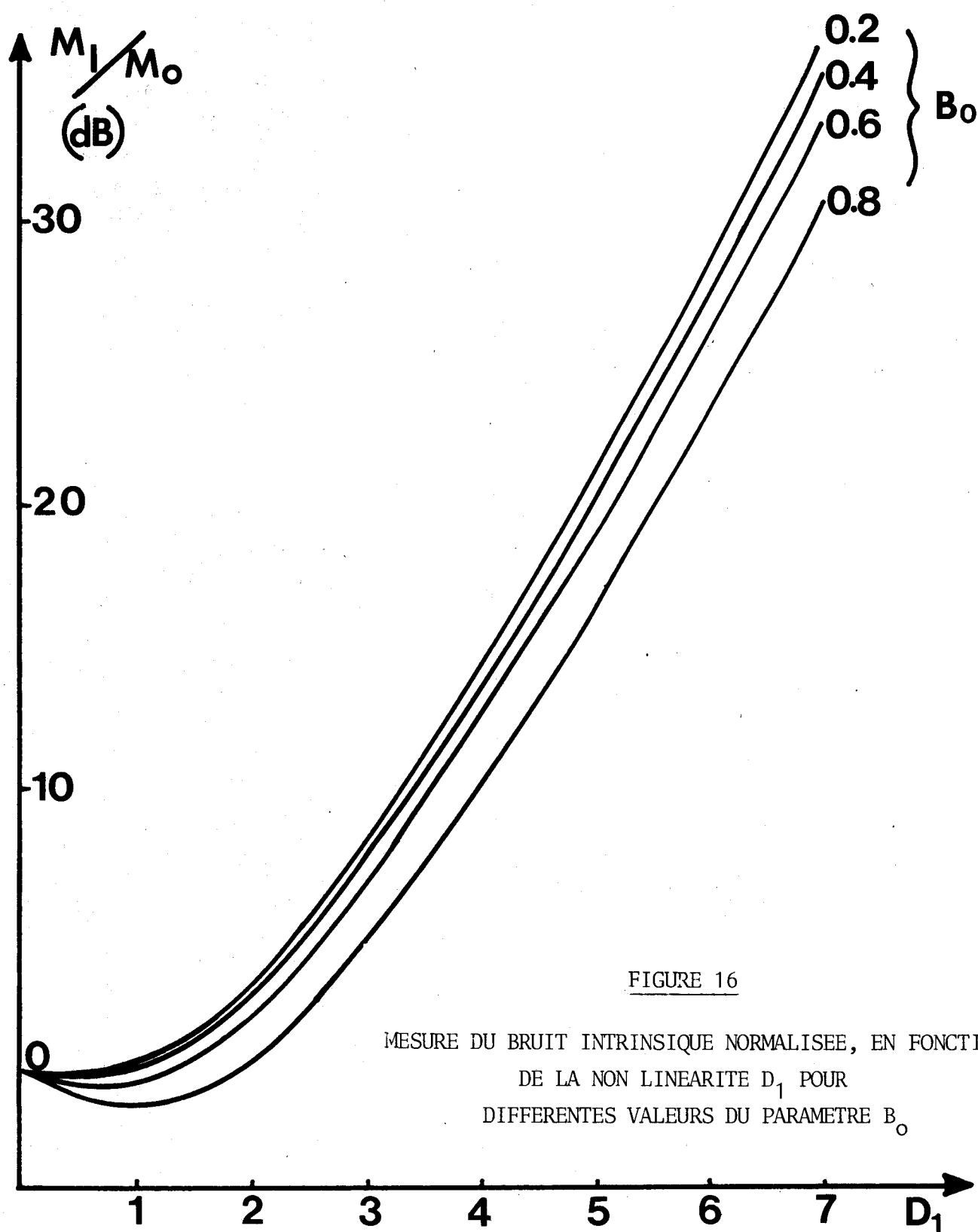


FIGURE 16

MESURE DU BRUIT INTRINSIQUE NORMALISEE, EN FONCTION
DE LA NON LINEARITE D_1 POUR
DIFFERENTES VALEURS DU PARAMETRE B_0

En conséquence, la somme des impédances vues pour le bruit reste positive.

G_n pourra alors s'exprimer d'une manière générale par :

$$(78) \quad G_n = \frac{(r_d - R_L)^2 + (x_d + X_L)^2}{(r_d + R_L)^2 + (x_d + X_L)^2}$$

Nous utiliserons ce résultat et en discuterons sa signification physique dans le § 2.2 2

La mesure de bruit intrinsèque M_I (fig. 16) présente en fonction de D_1 , une évolution assez analogue à celle du générateur de tension du bruit. La décroissance observée pour de faibles valeurs de D_1 est moins prononcée puisque rd/R_{D_0} diminue plus rapidement pour des valeurs de B_0 élevées.

2.2. Comparaison des modes de fonctionnement oscillateur libre, oscillateur synchronisé, amplificateur.

2.2.1. Théories existantes

Avant de présenter les résultats obtenus à partir de notre modèle théorique, il nous paraît nécessaire de rappeler les différents travaux théoriques se rapportant au bruit associé à un dispositif à résistance négative.

Les premières théories qui ont donné une description claire des spectres de bruit de modulation d'amplitude et de fréquence pour un oscillateur libre sont dues à Edson [24, 1960] et Mullen [81, 1960]. Kurokawa [26, 1968] a étendu ces résultats au cas de l'oscillateur synchronisé.

Dans les modèles utilisés, une conductance (ou une résistance) non linéaire est généralement associée à un circuit résonant. La source de bruit est supposée d'origine thermique et indépendante du niveau hyperfréquence. La puissance de bruit AM et FM dans deux bandes latérales de largeur B , à la distance f_m de la fréquence porteuse f_0 s'exprime alors pour un oscillateur libre par les relations (79, 80) [24, 26]

$$(79) \quad P_{AM \ 2BL} (f_m) = \frac{k T_{AM} B}{(s/2)^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2}{s} Q_e \frac{f_m}{f_o}\right)^2}$$

$$(80) \quad P_{FM \ 2BL} (f_m) = \frac{8P_o^2 Q_e^2}{2 k T_{FM} B} \left(\frac{B}{f_o}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(4Q_e^2 \frac{f_m}{f_o} \frac{P_o}{2 k T_{FM} B} \frac{B}{f_o}\right)^2}$$

La température de bruit T , utilisée dans les expressions données par Edson [24] a été remplacée respectivement dans les équations précédentes par T_{AM} et T_{FM} afin de tenir compte d'une non égalité éventuelle des températures de bruit AM et FM dans un fonctionnement grand signal, (ce sera le cas pour un dispositif à diode ATT [9]). Les autres quantités intervenant dans les précédentes équations sont alors : s , le facteur de saturation d'Edson, qui illustre la variation normalisée de la conductance non linéaire résultant d'une perturbation hyperfréquence extérieure d'amplitude faible, Q_e le coefficient de qualité extérieur et P_o la puissance de sortie de l'oscillateur considéré.

A partir des précédentes relations (79-80), on peut représenter (fig. 17) l'évolution théorique des puissances de bruit AM et FM en fonction de l'écart à la porteuse, f_m . La puissance de bruit AM présente pour des faibles valeurs de f_m , un palier de valeur $kT_{AM} B/(s/2)^2$ et au delà de la fréquence de coupure $f_{CAM} = sf_o/2Q_e$ varie proportionnellement à $1/f_m^2$. L'évolution de la puissance de bruit FM est assez analogue : la courbe est caractérisée tout d'abord par un palier de valeur $8P_o^2 Q_e^2 B^2/2k T_{FM} f_o^2$ et au-delà de la fréquence de coupure $f_{CFM} = 2 k T_{FM} B f_o^2/4 Q_e^2 P_o B$, une décroissance en $1/f_m^2$. Naturellement, la fréquence de coupure du bruit FM, f_{CFM} est beaucoup plus faible que celle du bruit AM, puisque le facteur $1/f_{CFM}$ représente physiquement le temps de cohérence de l'oscillateur [24]. La différence de comportement entre les puissances de bruit AM et FM dans la gamme de mesure habituellement utilisée ($f_{CFM} < f_m < f_{CAM}$)

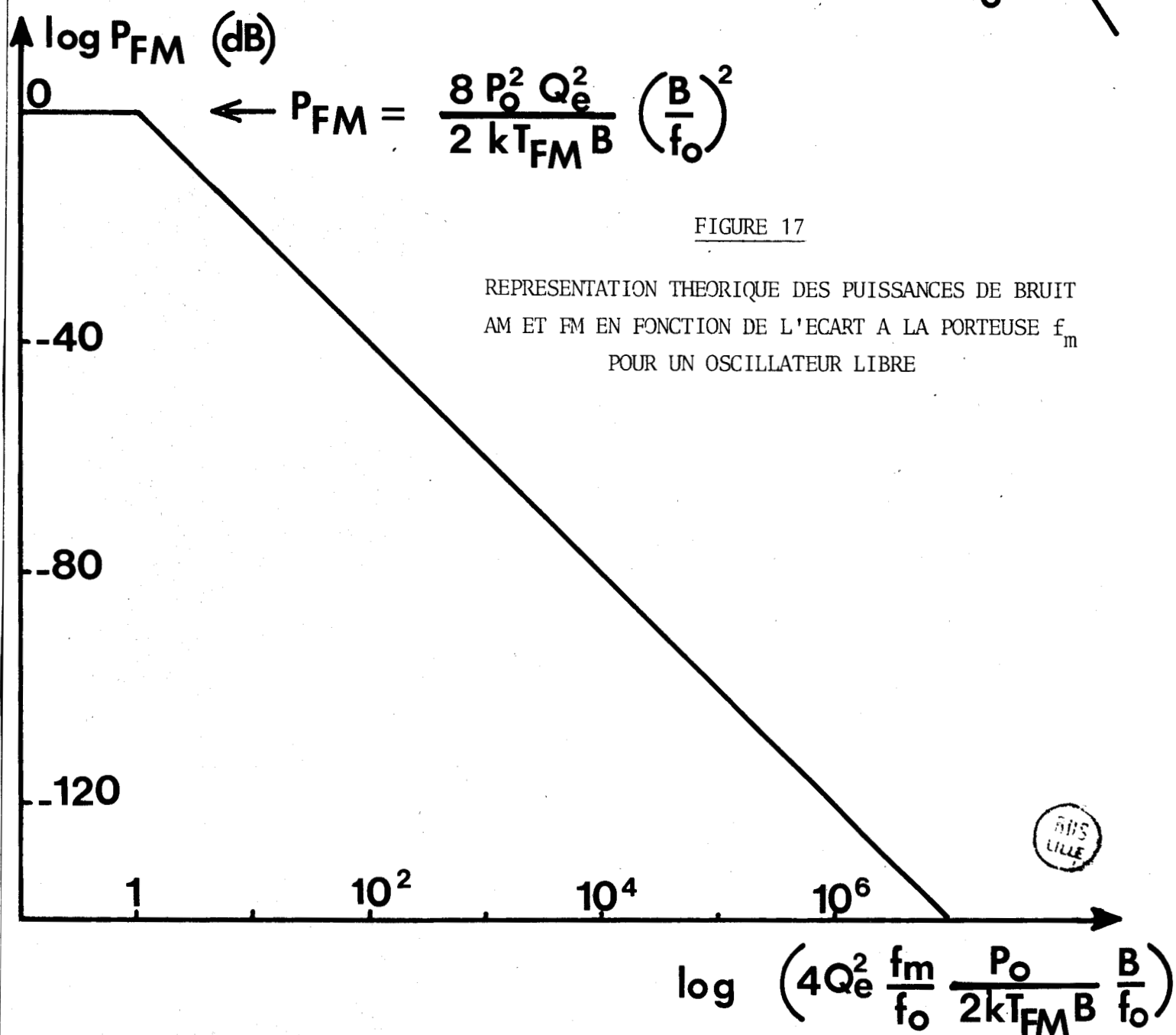
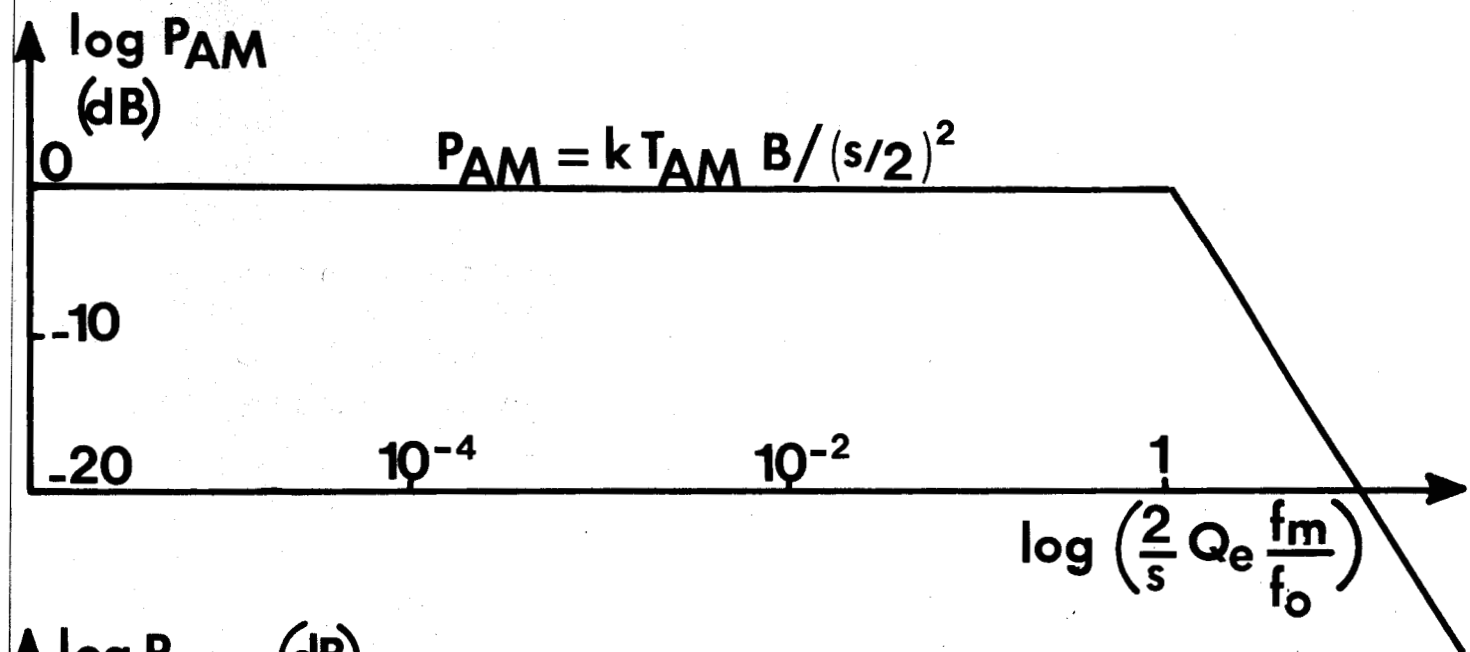


FIGURE 17

REPRESENTATION THEORIQUE DES PUISSANCES DE BRUIT
AM ET FM EN FONCTION DE L'ECART A LA PORTEUSE f_m
POUR UN OSCILLATEUR LIBRE



s'explique très facilement en remarquant que pour un oscillateur libre, il n'existe pas de force de rappel pour la phase.

Au vu de ces résultats, les grandeurs usuelles c'est à dire le rapport puissance de bruit AM sur puissance de la porteuse et la déviation de fréquence rms dans deux bandes latérales de largeur B, qui permettent de caractériser le bruit d'un oscillateur libre, s'introduisent aisément. Pour une source de bruit blanc (c'est à dire en l'absence de bruit de scintillation) et pour $f_{cFM} < f_m < f_{cAM}$ la puissance de bruit AM est indépendante de f_m et la puissance de bruit FM suit une loi en $1/f_m^2$, les grandeurs $P_{AM\ 2BL}/P_o$ et Δf_{rms} sont alors indépendantes de la fréquence de mesure f_m et sont données par les relations :

$$(81) \quad P_{AM\ 2BL}/P_o = \frac{k T_{AM} B}{P_o} \frac{1}{(s/2)^2}$$

$$(82) \quad \Delta f_{rms} = f_m \left(\frac{P_{FM\ 2BL}}{P_o} \right)^{1/2} \frac{f_o}{Q_e} \left(\frac{k T_{FM} B}{P_o} \right)^{1/2}$$

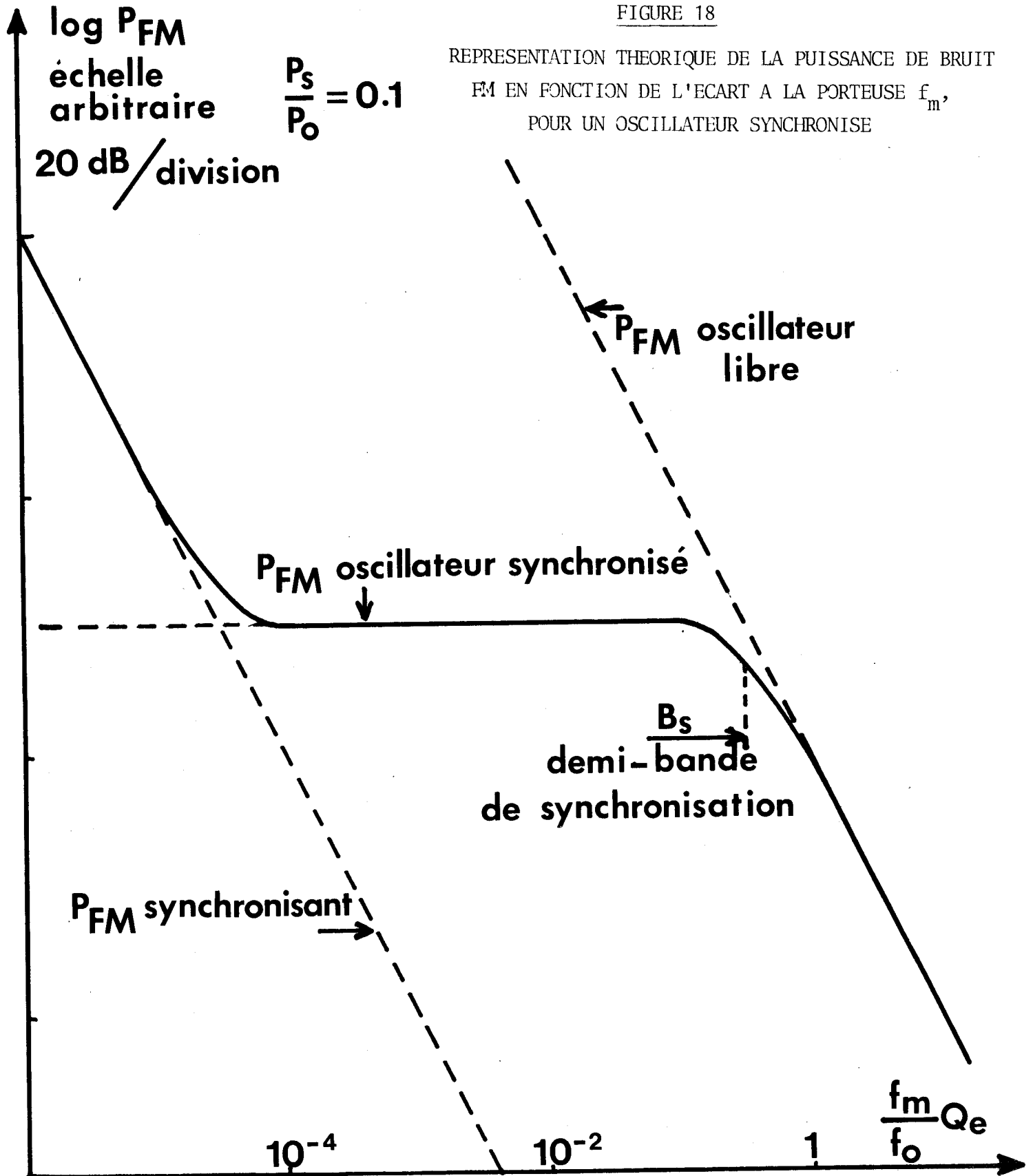
Pour un oscillateur synchronisé, les expressions des puissances de bruit AM et FM s'obtiennent à partir de la théorie de Kurokawa 26 . La puissance de bruit AM résultante est sensiblement identique à celle obtenue dans le cas de l'oscillateur libre. Par ailleurs, la puissance de bruit FM, résultante s'écrit sous une forme explicite [55]

$$(83) \quad P_{FM}(f_m) = P_{FMS}(f_m) S_1(f_m) + P_{FMO}(f_m) S_2(f_m)$$

où P_{FMO} et P_{FMS} sont respectivement les puissances de bruit FM de l'oscillateur libre et de l'oscillateur synchronisant. Les facteurs S_1 et S_2 ont été définis par Hines, Collinet et Ondria [45] dans le cas de l'égalité des fréquences, oscillateur libre, oscillateur synchronisant ($f_o = f_s$) et s'écrivent :

FIGURE 18

REPRESENTATION THEORIQUE DE LA PUISSANCE DE BRUIT
FM EN FONCTION DE L'ECART A LA PORTEUSE f_m ,
POUR UN OSCILLATEUR SYNCHRONISE



$$S_1(f_m) = 1/[1 + (\frac{f_m}{f_o} Q_e)^2 \frac{P_o}{P_s}]$$

(84)

$$S_2(f_m) = 1/[1 + (\frac{f_o}{f_m} \frac{1}{Q_e})^2 \frac{P_s}{P_o}]$$

où P_o et P_s sont respectivement les puissances délivrées par l'oscillateur libre et l'oscillateur synchronisant.

L'évolution de la puissance de bruit FM en fonction de la fréquence f_m est représentée figure 18. On peut remarquer que pour des fréquences f_m supérieures à la demi bande de synchronisation B_s^* , la puissance de bruit FM de l'oscillateur synchronisé et de l'oscillateur libre sont identiques. Pour des fréquences f_m inférieures, on observe d'abord une région où P_{FM} est constant, puis une région où P_{FM} est identique à celle du synchronisant. Ces résultats s'expliquent très facilement en remarquant que l'oscillateur synchronisant fournit une référence de phase à l'oscillateur libre améliorant ainsi la stabilité de sa phase dans la bande de synchronisation.

Le bruit d'un oscillateur synchronisé sera alors caractérisé par les rapports $P_{AM_{2BL}}/P_o$ et $P_{FM_{2BL}}/P_o$, la puissance de bruit FM étant naturellement mesurée dans la région où celle-ci est indépendante de f_m .

Dans ce contexte, un amplificateur peut être considéré comme un oscillateur synchronisé et en conséquence un amplificateur sera caractérisé de la même façon. Cependant, dans ce cas on recherche généralement un coefficient de qualité Q_e très faible, afin d'élargir la bande passante de l'amplificateur et il en résulte un élargissement de la gamme des fréquences où l'on observe une puissance de bruit FM indépendante de f_m .

* La fréquence d'un oscillateur libre peut être déplacée dans une bande B_s autour de sa fréquence libre f_o en variant la fréquence du signal synchronisant f_s dans ces mêmes limites [82]. On a : $B_s = \frac{f_o}{Q_e} (\frac{P_s}{P_o})^{1/2}$

2.2.2. Résultats numériques. Etude en fonction de l'écart à la porteuse f_m .

- Résultats en oscillateur libre. Introduction du facteur de saturation pour un oscillateur à diode ATT.

Les puissances de bruit AM et FM relatives à un oscillateur libre à diode ATT, obtenues à l'aide de notre modèle théorique, sont représentées figures 19 et 20 en fonction de l'écart à la fréquence porteuse, pour deux niveaux de non linéarité ($D_1 = 3$ et 5) correspondant à des puissances de 280 et 570 mW et pour deux valeurs du coefficient de qualité*. La charge basse fréquence utilisée pour ces calculs est constituée d'une résistance de 1 k Ω .

On constate que la puissance de bruit AM présente une allure tout à fait identique à celle prévue par la théorie d'Edson. Il en est de même pour la puissance de bruit FM lorsque l'écart à la porteuse f_m est suffisamment élevé. En particulier, les lois en $1/f_m^2$ et $1/Q_e^2$ sont vérifiées. Par contre, le palier prévu par la théorie d'Edson pour le bruit FM est difficile à trouver à l'aide de notre modèle théorique car pour des fréquences f_m inférieures à une trentaine de Hz, les problèmes suivants doivent être considérés :

Notre théorie est descriptive du régime permanent et on a fixé une référence de phase pour le champ d'avalanche hyperfréquence sans avoir tenu compte du régime transitoire. Par ailleurs, pour ces fréquences f_m , le bruit ne reste pas négligeable vis à vis des grandeurs grand signal, puisque pour un oscillateur libre aucune force de rappel ne limite la phase. En conséquence la linéarisation effectuée dans notre modèle n'est pas justifiée près de la porteuse. On peut d'ailleurs remarquer à ce propos que, dans toute théorie où on effectue une telle linéarisation, on obtient un pôle pour le bruit FM au voisinage de la porteuse (Lax [25], Kurokawa [26, 71] et Kuvas [83]).

* Les paramètres nécessaires au calcul théorique (I_a , W , τ_i , ...) sont rassemblés pour cette diode en annexe : Structure n° 1.

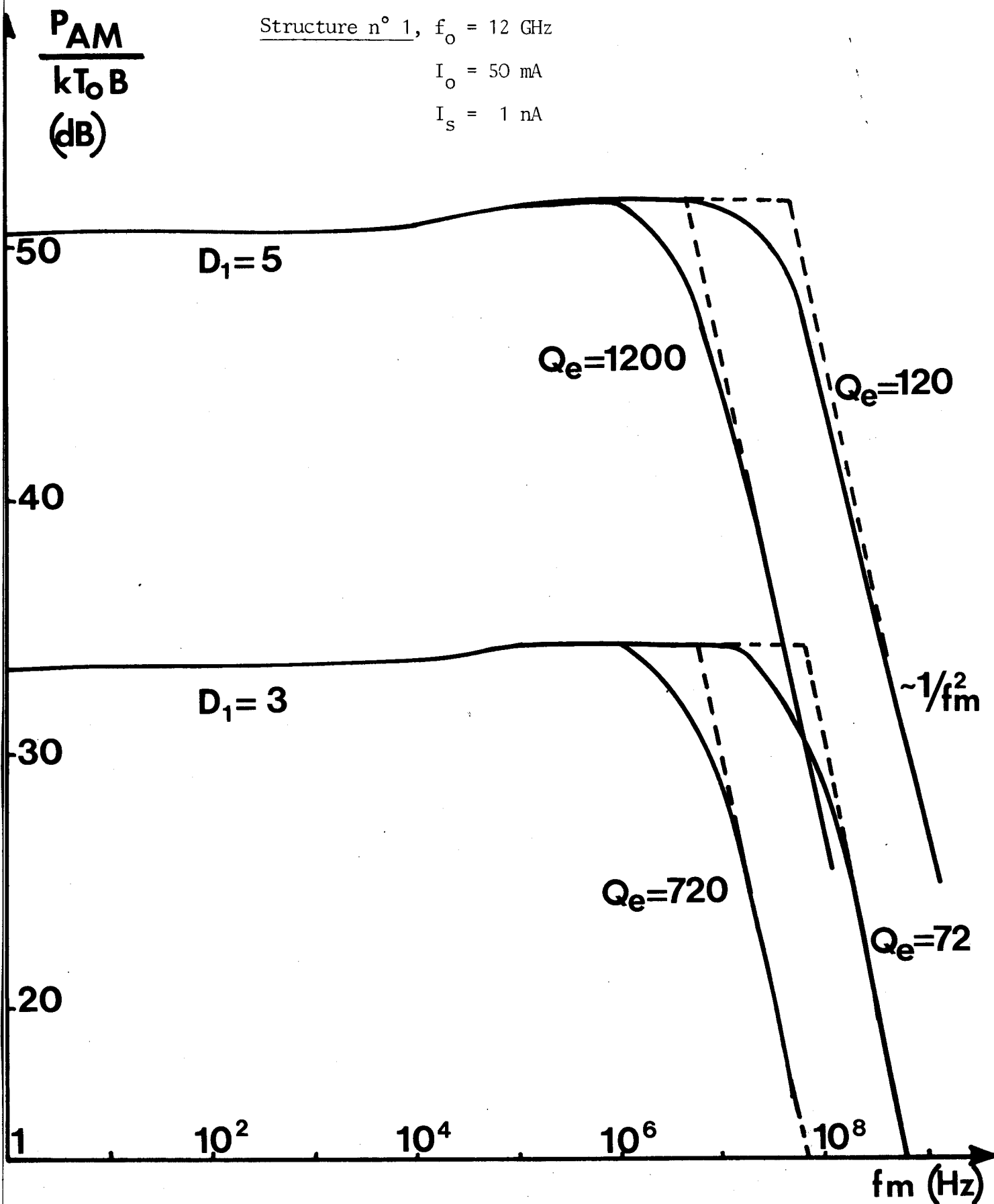
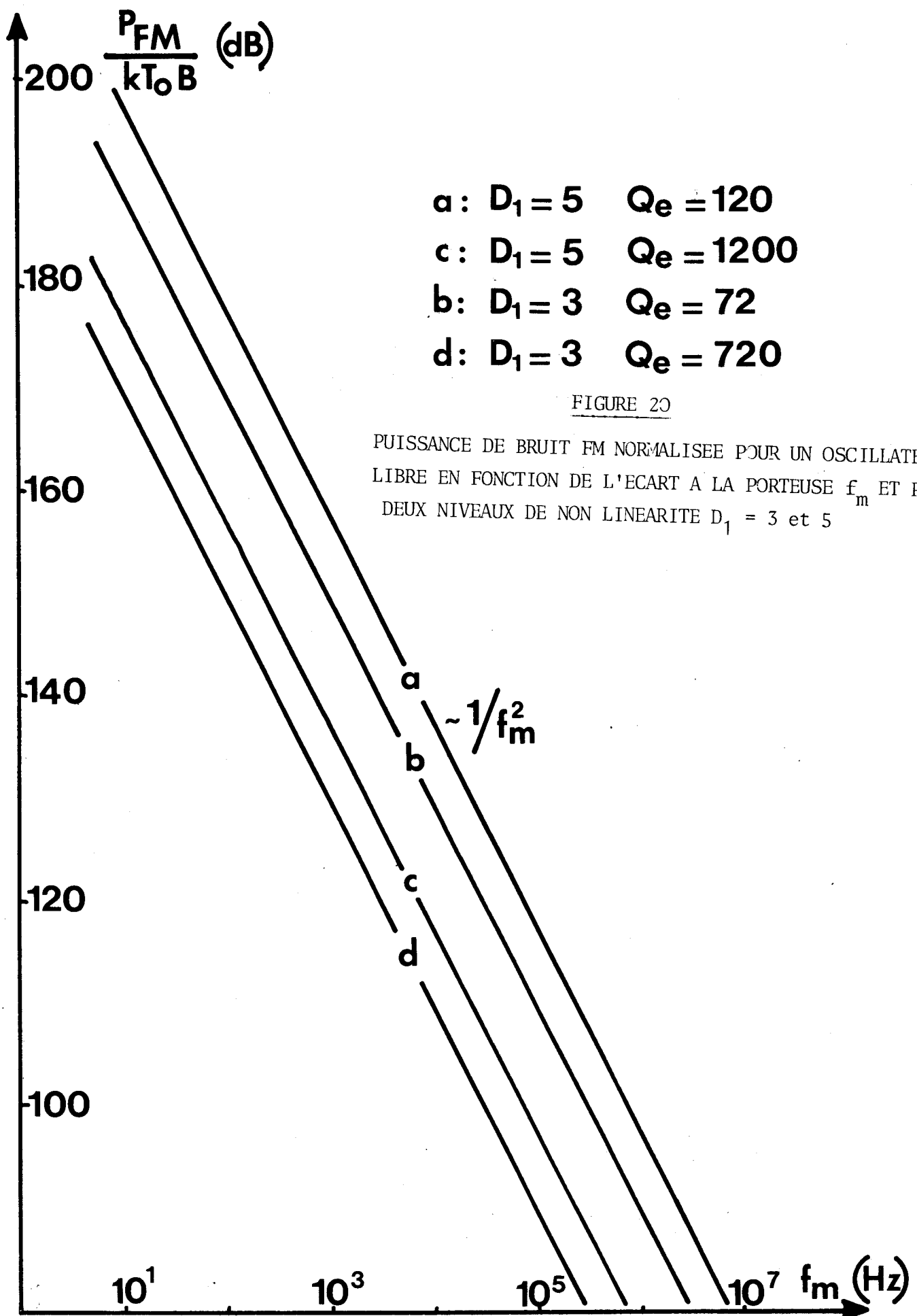


FIGURE 19

PUISSANCE DE BRUIT AM NORMALISEE POUR UN OSCILLATEUR
 LIBRE EN FONCTION DE L'ECART A LA PORTEUSE f_m ET POUR
 DEUX NIVEAUX DE NON LINEARITE





Structure N° 1, $f_0 = 12$ GHz, $I_0 = 50$ mA, $I_s = 1$ nA



Ce problème mis à part, donc pour des fréquences f_m suffisamment élevées, il apparaît que les équations 79 et 80 de la théorie d'Edson permettent de décrire les bruits AM et FM d'un oscillateur à diode ATT à condition d'utiliser des températures de bruit AM et FM qui dépendent, d'une manière différente, du niveau de non linéarité. On peut donc déterminer à partir des résultats de notre modèle théorique, le facteur de saturation s ainsi que les températures équivalentes de bruit T_{AM} et T_{FM} . En pratique, on utilise les relations suivantes :

$$(85) \quad f_m \gg f_{CAM} = \frac{s}{2} \frac{f_o}{Q_e} \quad T_{AM} = \frac{P_{AM}}{k T_o B} Q_e^2 \left(\frac{f_m}{f_o}\right)^2$$

$$(86) \quad f_m \ll f_{CAM} \quad \left(\frac{s}{2}\right)^2 = \frac{T_{AM}/T_o}{P_{AM}/k T_o B}$$

$$(87) \quad \frac{T_{FM}}{T_o} = \frac{P_{FM}}{k T_o B} Q_e^2 \left(\frac{f_m}{f_o}\right)^2$$

Ces différents paramètres sont rassemblés dans le tableau II pour différentes valeurs de D_1 .

D'autre part, il nous paraît intéressant de comparer le facteur s obtenu précédemment aux facteurs de saturation s et r définis postérieurement par Kurokawa [71] pour une formulation du problème en impédance^{*}. s et r sont alors définis :

$$(88) \quad s = \frac{I_{e1}}{R_D} \frac{\partial R_D}{\partial I_{e1}}$$

$$(89) \quad r = \frac{I_{e1}}{X_D} \frac{\partial X_D}{\partial I_{e1}}$$

* Dans la formulation d'Edson, s a été défini pour un schéma parallèle et donc pour une conductance, la variation de la susceptance étant supposée nulle.

D_1	T_{AM}/T_o Eq 85 dB	T_{FM}/T_o Eq 87 dB	S Eq 86	S Eq 90
0.001	35.9	35.9	$3.8 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
0.1	35.9	36.1	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
0.5	35	36.3	$8.5 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$
1	32.7	36.5	0.26	0.28
2	28.5	40.2	0.60	0.60
3	26.7	44.9	0.83	0.77
5	45	57	0.93	0.89

TABLEAU II

DETERMINATION DU FACTEUR DE SATURATION D'EDSON
ET DES TEMPERATURES DE BRUIT EQUIVALENTES
 T_{AM} et T_{FM} A PARTIR DE NOTRE MODELE (Eq. 85 - 87)



où R_D et jX_D est l'impédance grand signal équivalente au composant et I_{e1} le courant hyperfréquence extérieur circulant dans la maille.

Connaissant les expressions de R_D et I_{e1} (Eq. 46 et 44) il est possible d'écrire s sous forme analytique dans le cas d'un courant de saturation faible [51]

$$(90) \quad s = \frac{2(f_1^2 - f_2)}{(1-f_2)[1 - B_0(1+f_2-2f_1^2)]}, \quad f_1 = \frac{I_1(D_1)}{I_0(D_1)}, \quad f_2 = \frac{I_2(D_1)}{I_0(D_1)}$$

Le facteur de saturation s est représenté fig. 21 en fonction de non linéarité D_1 , B_0 étant utilisé comme paramètre.

On peut donc déterminer le facteur de saturation s d'une part à partir de notre modèle (Eq. 86) d'autre part à partir de l'Eq. 90. Les valeurs ainsi obtenues sont reportées et confrontées tableau II ($B_0 = 0.377$). On peut constater un accord assez satisfaisant en comparant les résultats obtenus par les deux méthodes. On peut donc en déduire d'une part que pour une diode ATT on peut négliger le facteur de saturation r lié à la variation de la réactance et que d'autre part la méthode employée par Kuvás[51, (1976)] dans son article récent et la nôtre sont équivalentes.

Remarquons qu'il est facile de retrouver ce facteur de saturation dans notre théorie d'une manière plus directe. Puisque s représente physiquement le changement de résistance autour d'un point de fonctionnement donné, ce concept doit être lié à la résistance dynamique dans notre théorie. En effet, on peut montrer que le facteur s donné par l'éq. 90 dépend directement de r_d et s'exprime par la relation :

$$(91) \quad \frac{s}{2} = 1 - \frac{r_d}{R_D} = \frac{R_D - r_d}{R_D}$$

où r_d est la résistance dynamique et R_D la résistance grand signal. D'autre part, puisque les réactances normalisées $(|x_d| - |x_{AV}|) / (|x_{D0}| - |x_{AV}|)$ et $(|x_D| - |x_{AV}|) / (|x_{D0}| - |x_{AV}|)$ suivent les mêmes lois que les résistances normalisées, nous pouvons écrire

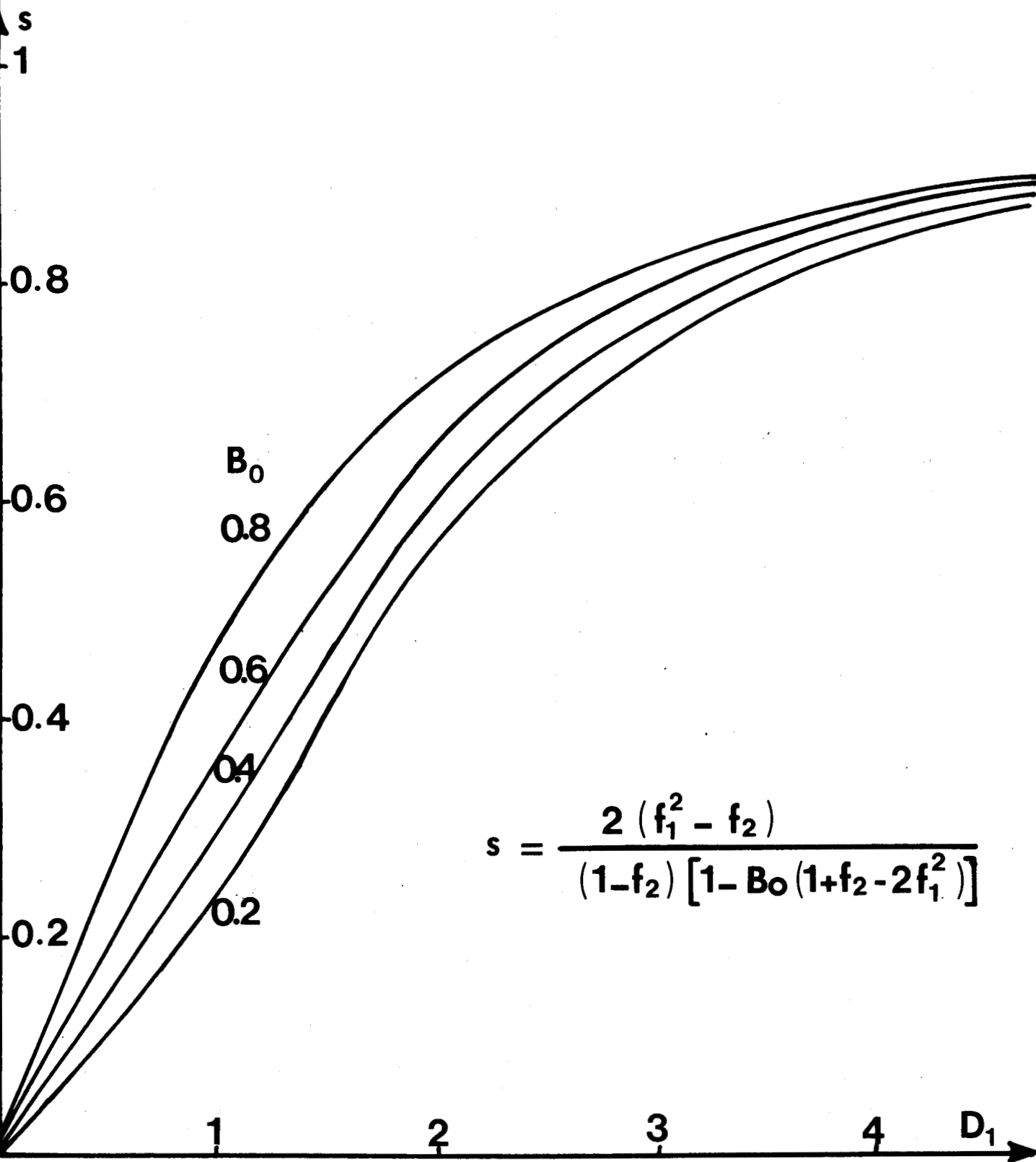


FIGURE 21

REPRESENTATION DU FACTEUR DE SATURATION s

$$s = \frac{I_{e1}}{R_D} \frac{\partial R_D}{\partial I_{e1}}$$

EN FONCTION DU NIVEAU DE NON LINEARITE D_1 AVEC B_0 EN
PARAMETRE



également :

$$(92) \quad \frac{s}{2} = \frac{|x_D| - |x_d|}{|x_D| - |x_{AV}|}$$

et en analysant les Eq. 88, 89, 91 et 92, le facteur de saturation devrait s'écrire dans notre théorie :

$$(93) \quad \frac{r}{2} = \frac{s}{2} \frac{|x_D| - |x_{AV}|}{|x_D|}$$

le facteur $(|x_D| - |x_{AV}|) / |x_D|$ étant toujours bien inférieur à un, on justifie par là-même le fait de négliger r devant s .

- Comparaison des modes de fonctionnement : étude en fonction de l'impédance de charge.

Un point de fonctionnement ayant été choisi, (courant de polarisation, non linéarité, puissance hyperfréquence délivrée par la diode) nous savons qu'il est possible d'obtenir les trois modes de fonctionnement (oscillateur libre, synchronisé et amplificateur) en variant la résistance de charge hyperfréquence R_L (Chap. I §6.1).

A titre d'exemple, nous représentons, en fonction de l'écart à la porteuse f_m , l'évolution de la déviation de fréquence efficace Δf_{rms} (Fig. 22) et du rapport $P_{AM} (2BL) / P_o$ (fig. 23) dans les différents cas illustrés tableau III*

* Les calculs ont été effectués en supposant un signal incident parfaitement sinusoïdal non bruyant.

Oscillateur libre			
$R_L + R_D = 0$	$X_L + X_D = 0$	$R_L \# 7.9 \Omega$	$Q_e \# 52$
Oscillateur synchronisé			
$ R_{D0} > R_L > R_D $	$\left\{ \begin{array}{l} R_L \# 8.1 \Omega \\ R_L \# 8.4 \Omega \end{array} \right.$	$G_o = 40 \text{ dB}$	
$X_L + X_D = 0$		$G_o = 30 \text{ dB}$	
Amplificateur stable			
$R_L > R_{D0} $	$\left\{ \begin{array}{l} R_L \# 15.2 \Omega \\ R_L \# 46.1 \Omega \end{array} \right.$	$G_o = 10 \text{ dB}$	
$X_L + X_D = 0$		$G_o = 3 \text{ dB}$	

Tableau III : résistance de charge pour les trois modes de fonctionnement où $G_o = P_i/P_o$ est le gain de l'oscillateur synchronisé ou de l'amplificateur, P_o étant la puissance de sortie.

Les résultats obtenus fig. 22 permettent d'effectuer les remarques suivantes :

- 1) Lorsque le dispositif fonctionne en oscillateur libre la déviation de fréquence rms est indépendante de f_m .
- 2) Lorsqu'il fonctionne en oscillateur synchronisé, la déviation de fréquence rms est d'abord proportionnelle à f_m puis indépendante de f_m tout comme dans le cas de l'oscillateur libre. La fréquence f_m qui délimite ces deux régions, doit être égale à la demi-bande de synchronisation B_s et l'on remarque que les valeurs calculées à partir des résultats représentés fig. 22 sont en bon accord avec les valeurs calculées à l'aide de la formule d'Adler [82] (voir tableau IV).

$$(94) \quad B_s = \frac{f_o}{Q_e} \left(\frac{P_i}{P_o} \right)^{1/2}$$

G_o dB	P_{in} mW	B_s MHz (notre modèle)	B_s MHz Eq 94
40	0.015	2.1	2.3
30	0.15	7.2	7.3

TABLEAU IV

BANDE DE SYNCHRONISATION

VALEURS OBTENUES A L'AIDE DE NOTRE MODELE THEORIQUE ET
A L'AIDE DE L'EQUATION D'ADLER (Eq. 94)



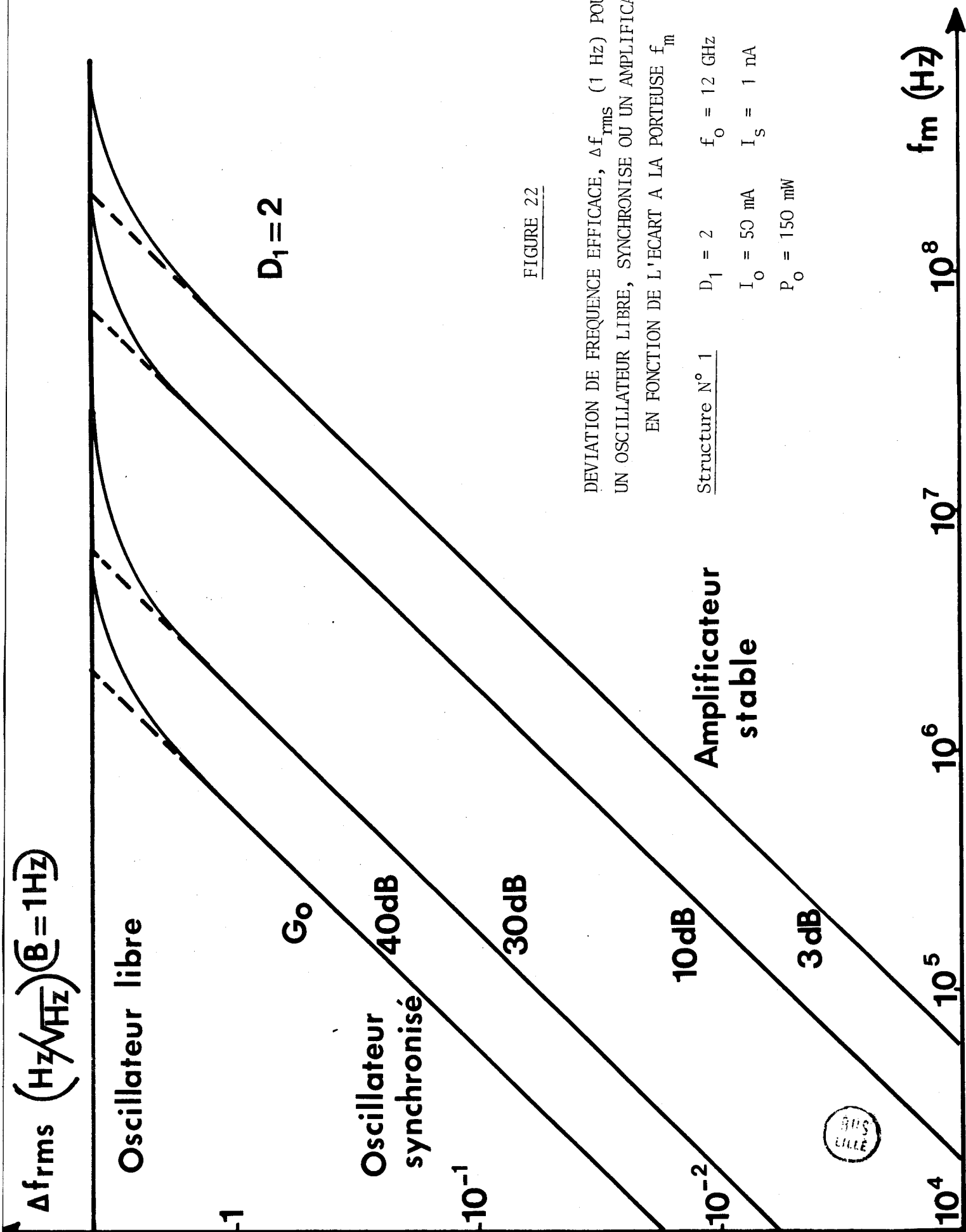


FIGURE 22

DEVIATION DE FREQUENCE EFFICACE, Δf_{rms} (1 Hz) POUR
UN OSCILLATEUR LIBRE, SYNCHRONISE OU UN AMPLIFICATEUR
EN FONCTION DE L'ECART A LA PORTEUSE f_m

Structure N° 1	$D_1 = 2$	$f_o = 12 \text{ GHz}$
	$I_o = 50 \text{ mA}$	$I_s = 1 \text{ nA}$
	$P_o = 150 \text{ mW}$	

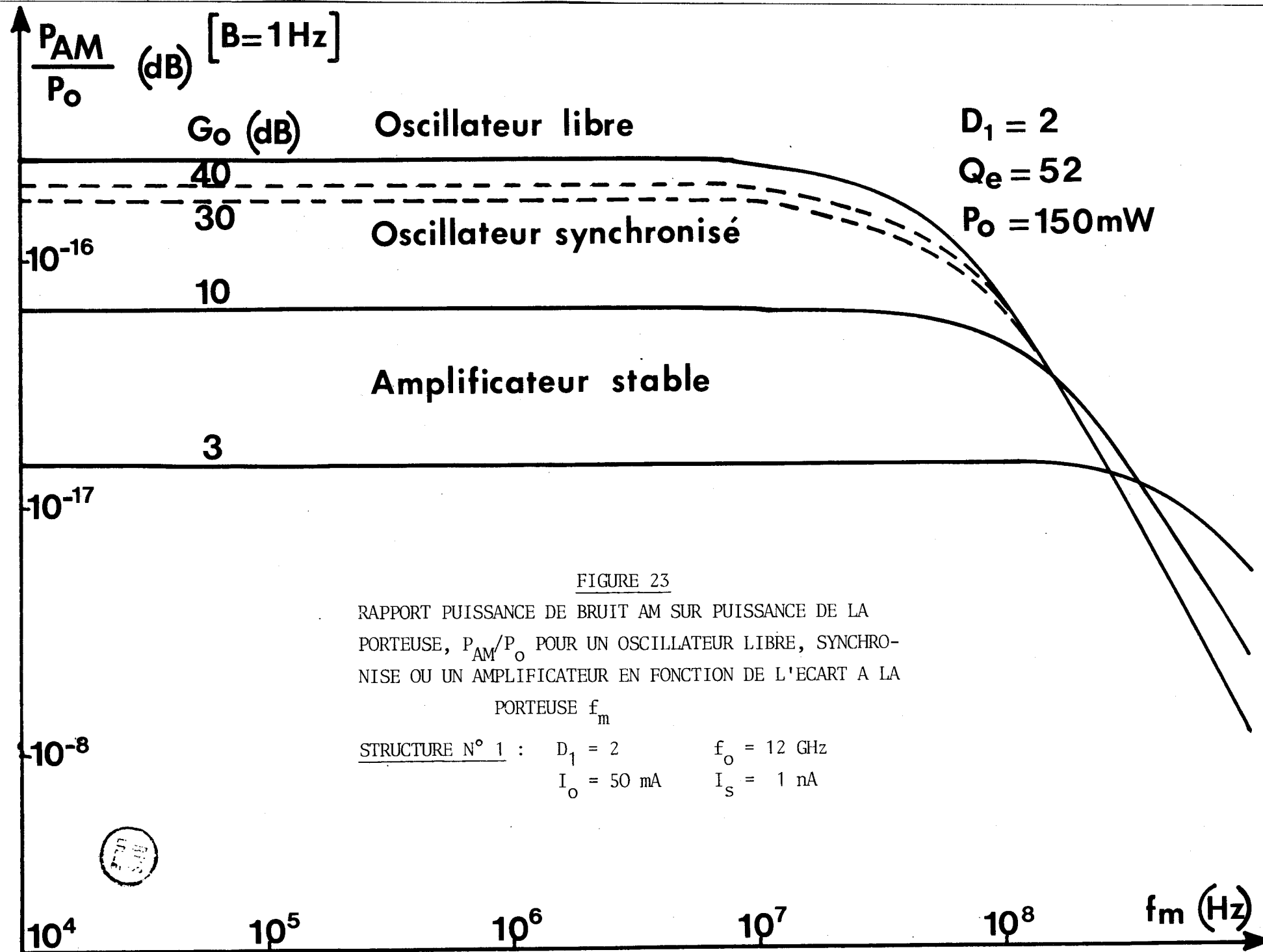


FIGURE 23

RAPPORT PUISSANCE DE BRUIT AM SUR PUISSANCE DE LA
PORTEUSE, P_{AM}/P_O POUR UN OSCILLATEUR LIBRE, SYNCHRO-
NISE OU UN AMPLIFICATEUR EN FONCTION DE L'ECART A LA
PORTEUSE f_m

STRUCTURE N° 1 : $D_1 = 2$ $f_O = 12 \text{ GHz}$
 $I_O = 50 \text{ mA}$ $I_S = 1 \text{ nA}$

On peut remarquer par ailleurs que le bruit AM de l'oscillateur synchronisé est peu différent de celui de l'oscillateur libre, comme le prévoit la théorie de Kurokawa [26] (fig. 23).

3) Lorsque le dispositif fonctionne en amplificateur la déviation de fréquence efficace est proportionnelle à f_m . Dans notre étude Δf_{rms} redevient identique à la valeur correspondant à celle de l'oscillateur libre pour des fréquences f_m de l'ordre de 100 MHz car on a conservé un coefficient de qualité élevé équivalent à celui de l'oscillateur libre^{*}.

En résumé, les résultats descriptifs du bruit d'un dispositif ATT, obtenus à l'aide de notre modèle théorique sont en excellent accord pour les trois modes de fonctionnement considérés, avec les résultats théoriques généraux développés dans le paragraphe précédent.

* Dans un cas réel, le coefficient de qualité associé à un amplificateur est beaucoup plus faible car la bande passante doit généralement être importante. On observe que le rapport $P_{FM_{2BL}}/P_o$ est indépendant de f_m dans la gamme correspondant à la bande de l'amplificateur. Le rapport $P_{AM(2BL)}/P_o$, dans la bande passante du bruit AM décroît au fur et à mesure que le gain G_o diminue (fig. 23). En effet, l'augmentation de la résistance R_L et l'injection d'une puissance extérieure, stabilise le bruit AM. La bande passante du bruit est élargie quelque peu lorsque G_o diminue, cet effet étant dû à la diminution du coefficient de qualité soit donc à l'augmentation de R_L .

- Introduction des mesures de bruit AM et FM pour une diode A.T.T.

Pour caractériser le bruit d'un amplificateur, Haus et Adler [6] ont introduit la mesure de bruit définie à partir du facteur de bruit classique par la relation

$$(95) \quad M = \frac{F-1}{1 - 1/G}$$

M est un paramètre généralement plus significatif que le facteur de bruit et son introduction devient particulièrement intéressante lorsque F ou le gain G tend vers 1. Dans ces cas limites, l'amplificateur le moins bruyant est caractérisé quelque soit son gain par la plus petite valeur de M.

Par ailleurs, ce concept peut être rapproché de la mesure de bruit optimum introduite par De Loach [80]. Il s'agit alors de la plus petite mesure de bruit qu'il est possible d'obtenir pour un composant donné et qui peut être déterminée à partir du générateur de tension de bruit du circuit ouvert et de la résistance du composant utilisé :

$$(96) \quad M_0 = \frac{\langle u^2 \rangle}{4k T_0 B | \operatorname{Re}(Z_D) |}$$

M_0 constitue un paramètre intrinsèque du composant que nous avons d'ailleurs utilisé précédemment en étendant sa définition au cas non linéaire. Cependant, lorsqu'un composant tel que la diode ATT est utilisé pour réaliser un dispositif oscillateur ou amplificateur, il n'est plus possible d'appliquer cette définition "en circuit ouvert", puisque le générateur de bruit induit alors des composantes en phase et en quadrature inégales avec le signal hyperfréquence. Par conséquent, il y a lieu d'introduire deux mesures de bruit c'est à dire une mesure de bruit AM et FM.

En utilisant la formule de Haus et Adler (Eq. 95) pour un amplificateur on obtient pour la mesure de bruit FM :

$$F_{FM} = 1 + \frac{P_{FM}}{k T_O B} \frac{1}{G_O}$$

(97)

$$M_{FM} = \frac{P_{FM}}{k T_O B} \frac{1}{G_O - 1}$$

où P_{FM} est la puissance de bruit contenue à la sortie de l'amplificateur dans deux bandes latérales de largeur B à une distance f_m de la porteuse et $G_O = P_O/P_i$ le gain de l'amplificateur. Pour le bruit AM, on doit considérer que le gain associé à une modulation d'amplitude est inférieur au gain de la porteuse G_O pour un amplificateur non linéaire*. Ce gain G_n a d'ailleurs été défini précédemment (Eq. 78) en remarquant que la somme des impédances de la maille équivalente vues par le bruit était différente de zéro. On obtient alors pour la mesure de bruit AM :

$$(98) \quad M_{AM} = \frac{P_{AM}}{k T_O B} \frac{1}{G_n - 1}$$

Cette définition de la mesure de bruit AM, obtenue pour un amplificateur peut être aisément étendue au cas de l'oscillateur synchronisé et de l'oscillateur libre puisqu'il est toujours possible, dans ces deux cas, de définir un gain G_n . Il en est de même de la mesure de bruit FM dans le cas d'un oscillateur synchronisé, puisque dans la bande passante du dispositif, les puissances de bruit AM et FM sont indépendantes de l'écart à la porteuse f_m .

Pour un oscillateur libre, nous avons montré par ailleurs que la puissance de bruit FM suivait une loi en $1/f_m^2$ et en $1/Q_e^2$. Afin d'obtenir un résultat indépendant de f_m et de Q_e , nous devons donc définir la mesure de bruit FM pour un oscillateur libre de la manière suivante [84] :

$$(99) \quad M_{FM} = \frac{P_{FM}}{k T_O B} Q_e^2 \left(\frac{f_m}{f_o} \right)^2 = \frac{P_O}{k T_O B} Q_e^2 \frac{\Delta f_{rms}^2}{f_m^2}$$

* Pour une modulation de fréquence le gain utile est bien celui de la porteuse puisque l'amplitude de l'onde incidente est constante.

	$G_o = G_{FM}$ dB	$G_n = G_{AM}$ dB	M_{AM} Eq 98 dB	M_{FM} Eq 97. 99 dB
Oscillateur libre		14.9	24.2	40.2
Oscillateur synchronisé	40	14.5	24.4	40.3
	30	13.6	24.9	40.3
Amplificateur stable	10	6.6	28.1	40.2
	3	2.1	29.5	40.3

TABLEAU V

MESURE DE BRUIT AM ET FM

GAINS AM ET FM A NIVEAU D_1 CONSTANT POUR
LES TROIS MODES DE FONCTIONNEMENT



On obtient alors dans tous les cas une mesure de bruit représentée par un seul chiffre, caractéristique non plus du dispositif étudié dans son circuit, mais du composant.

Pour illustrer ces considérations, nous avons utilisé les Eq. 97-98-99 afin de calculer, pour un facteur de non linéarité D_1 et un courant de polarisation donnés, les mesures de bruit AM et FM caractéristiques du composant pour les trois modes de fonctionnement possibles. Les résultats sont rassemblés dans le tableau V. On observe effectivement que la mesure de bruit FM obtenue est indépendante du mode de fonctionnement et donc indépendante du circuit hyperfréquence associé. Elle constitue donc un paramètre intrinsèque au composant^x. D'autre part, la mesure de bruit AM varie peu quand on passe de l'oscillateur libre à l'oscillateur synchronisé et augmente légèrement dans le fonctionnement en amplificateur lorsque le gain diminue.

Au vu des conclusions, nous pourrions donc nous contenter d'étudier un seul mode de fonctionnement (oscillateur libre) lors de l'exposé de nos résultats numériques. En effet, cette étude sera suffisante puisque la mesure de bruit FM est indépendante du mode de fonctionnement envisagé et que, d'autre part, on pourra considérer la mesure de bruit AM obtenue pour un oscillateur libre comme la limite inférieure à la mesure de bruit AM associée aux deux autres modes de fonctionnement.

3. ETUDE COMMUNE A TOUS LES MODES DE FONCTIONNEMENT

3.1. Etude en fonction du niveau de non linéarité.

- Grandeurs caractéristiques ; P_{AM}/P_O et Δf_{rms} ; M_{FM} et M_{AM}

x La résistance série R_s a été négligée. Lorsque la résistance grand signal R_D est du même ordre de grandeur que R_s , il en résulte une augmentation de la mesure de bruit.

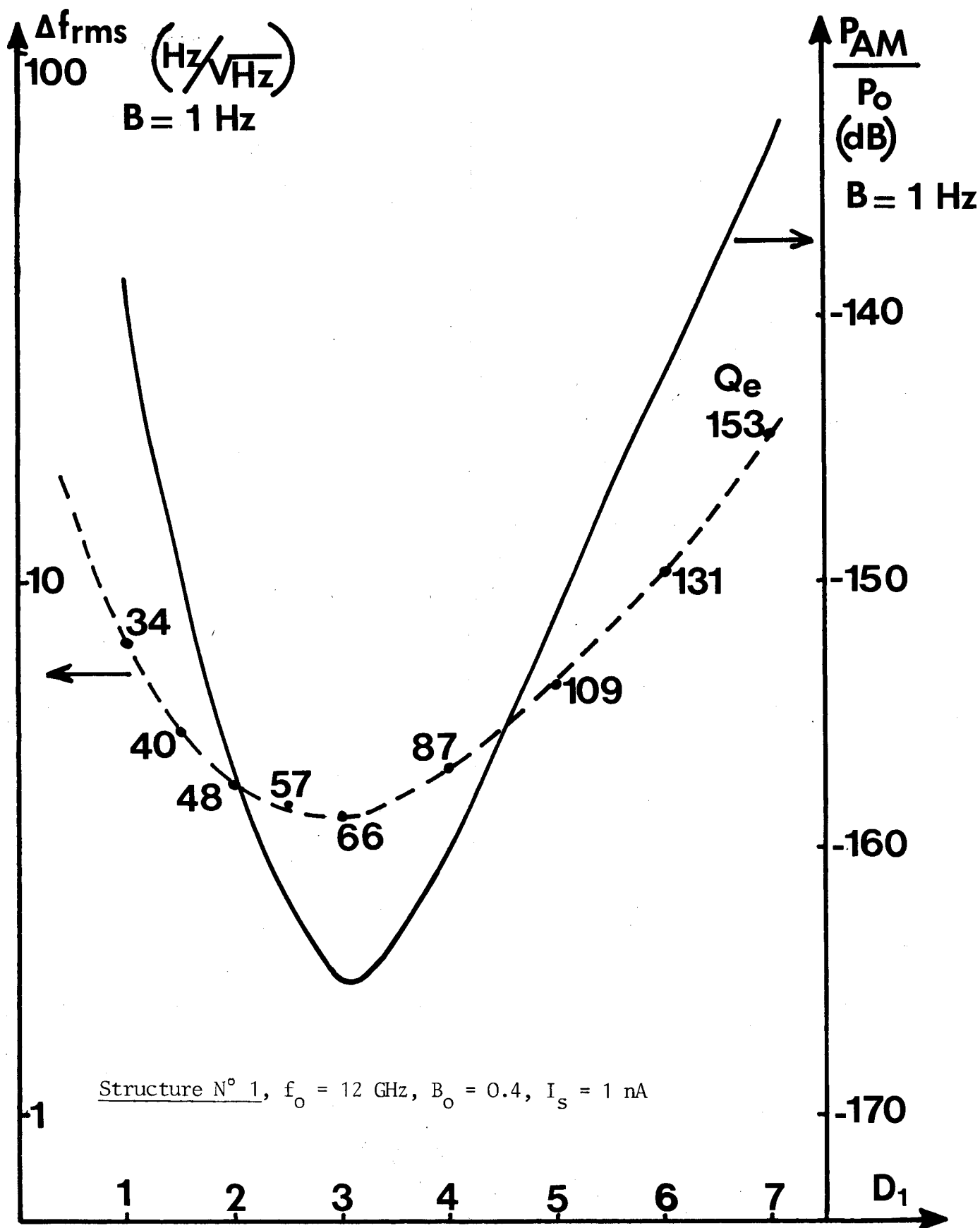
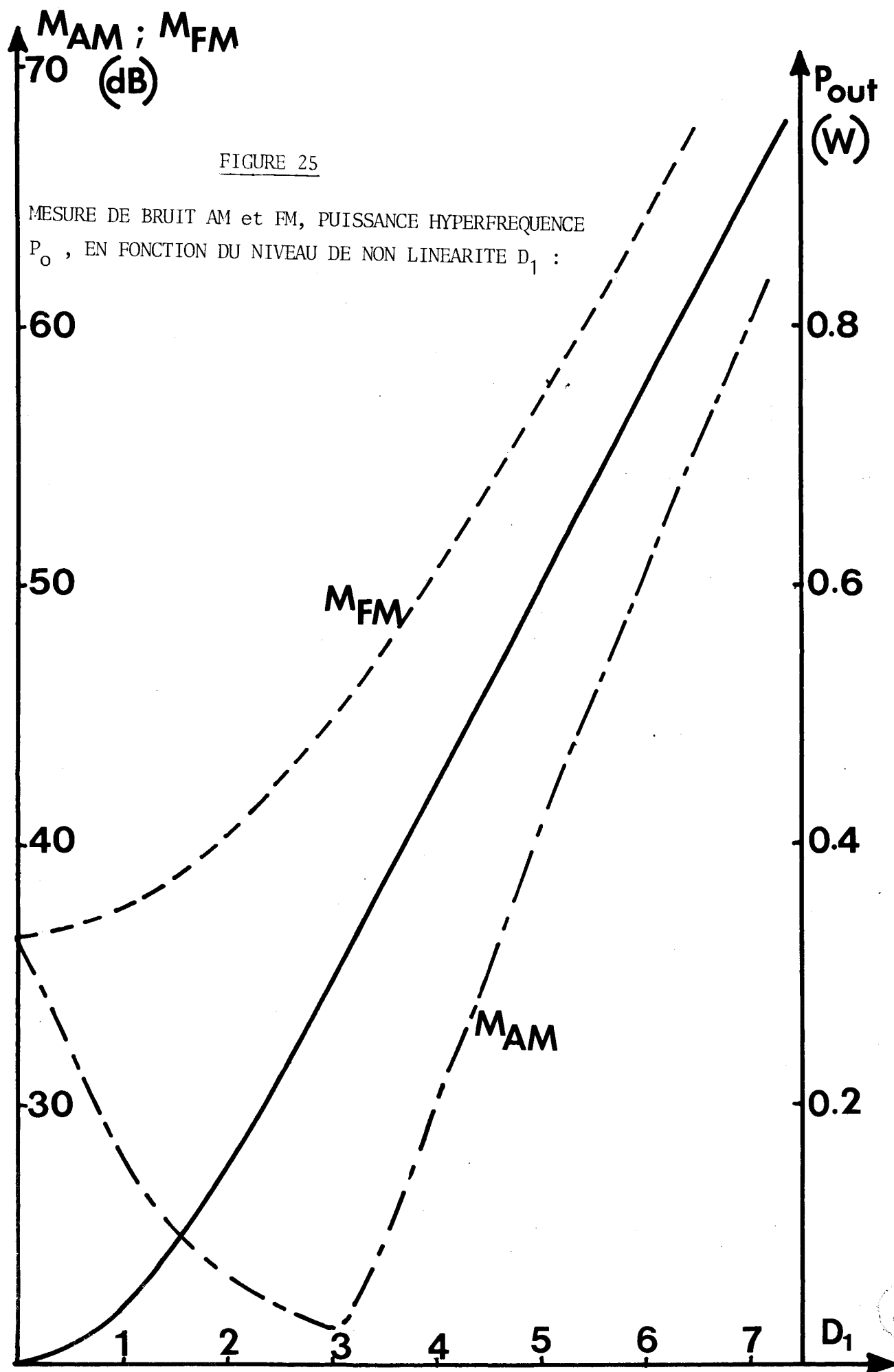


FIGURE 24

PUISSANCE DE BRUIT AM SUR PUISSANCE DE LA PORTEUSE
 $\frac{P_{AM}}{P_o}$ ET DEVIATION DE FREQUENCE EFFICACE Δf_{rms}
 EN FONCTION DU NIVEAU DE NON LINEARITE D_1





Structure N° 1, $f_o = 12$ GHz, $B_o = 0.4$, $I_s = 1$ nA

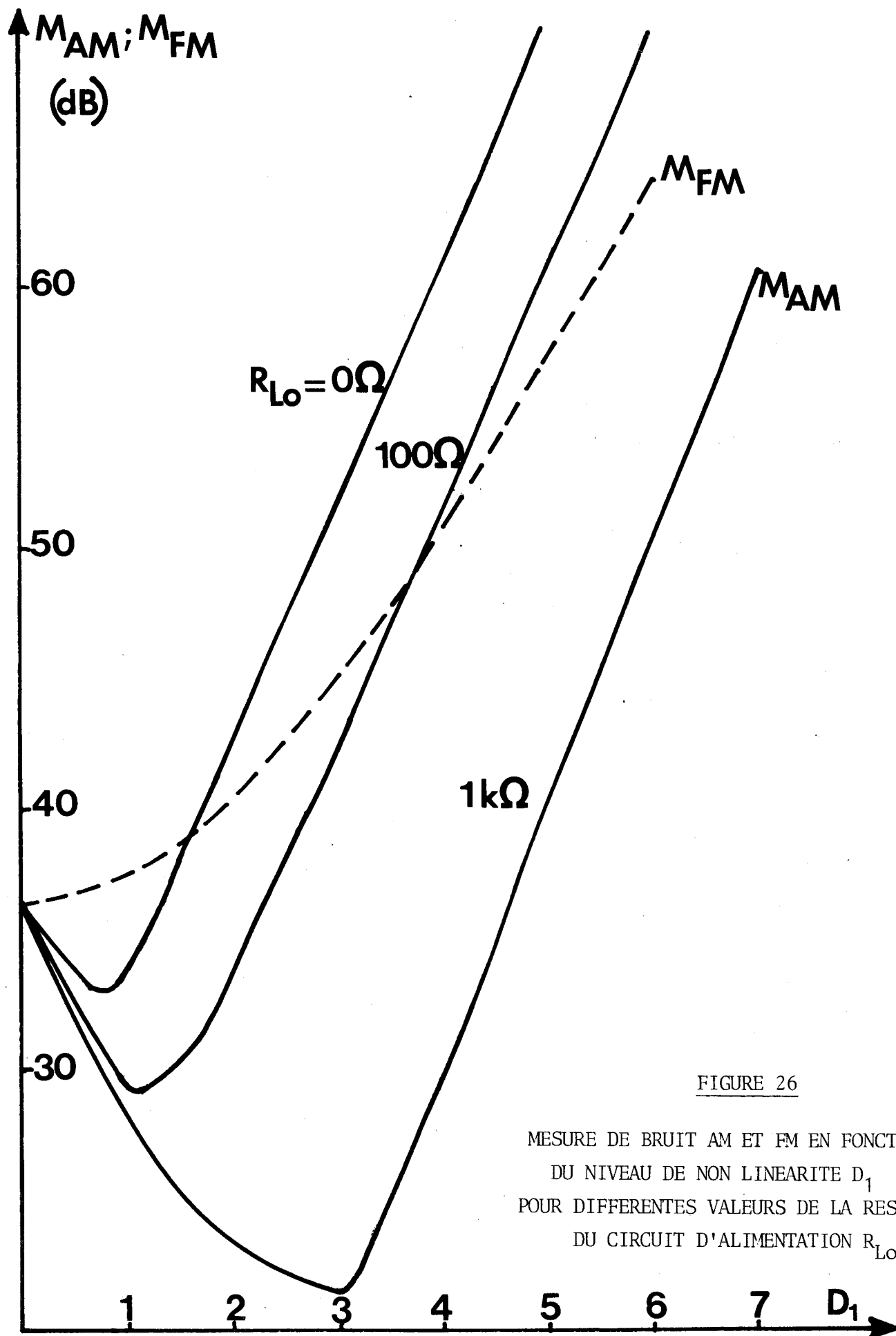


FIGURE 26

MESURE DE BRUIT AM ET FM EN FONCTION
DU NIVEAU DE NON LINEARITE D_1
POUR DIFFERENTES VALEURS DE LA RESISTANCE
DU CIRCUIT D'ALIMENTATION R_{Lo}

Structure N° 1, $f_o = 12$ GHz, $B_o = 0.4$, $I_s = 1$ nA



Avant de donner les résultats obtenus pour les mesures de bruit AM et FM, nous présentons fig. 24 en fonction du niveau de non linéarité D_1 un exemple d'évolution du rapport puissance de bruit AM sur puissance de la porteuse et de la déviation efficace de fréquence^{*}.

On observe que les évolutions obtenues pour Δf_{rms} et P_{AM}/P_O sont assez analogues. Lorsque D_1 croît, on remarque tout d'abord une diminution car la puissance hyperfréquence de la porteuse augmente plus vite que le bruit, puis les effets non linéaires deviennent prépondérants et le bruit augmente alors plus vite que la puissance de la porteuse et en conséquence Δf_{rms} et P_{AM}/P_O augmentent alors avec D_1 .

Remarquons cependant que le coefficient de qualité varie avec D_1 et que la mesure de la déviation efficace de fréquence n'a pas de signification si on ne précise pas la valeur du coefficient de qualité du circuit. En conséquence, il est plus commode de s'intéresser aux caractéristiques intrinsèques du composant représentées par les mesures de bruit AM et FM. L'évolution de M_{AM} , M_{FM} et de la puissance hyperfréquence P_O est donnée Fig. 25 en fonction de D_1 . On remarque que la mesure de bruit FM est alors une fonction monotone croissante de D_1 : la mesure de bruit AM présente par contre une allure similaire à celle observée pour P_{AM}/P_O . Pour un niveau de non linéarité nul, les mesures de bruit AM et FM sont égales. La décroissance de la mesure de bruit AM par rapport au bruit FM lorsque la non linéarité et la puissance hyperfréquence augmentent peut être attribuée à la limitation de l'amplitude instantanée dans un fonctionnement grand signal. Cette interprétation est confirmée par le fait que la résistance dynamique r_d diffère très vite de la résistance négative grand signal R_D (fig.14 et 15).

- Influence de la résistance de charge basse fréquence

* Ces deux grandeurs sont habituellement utilisées pour caractériser le bruit d'un oscillateur libre car elles sont directement accessibles à la mesure.

Le circuit d'alimentation est un paramètre important pour les oscillateurs. En effet, il peut exister une conversion directe du bruit basse fréquence présent dans le circuit d'alimentation en bruit AM et FM par modulation. Nous présentons donc figure 26, les mesures de bruit AM et FM pour un circuit de polarisation simple. En basse fréquence, l'impédance équivalente de la diode ATT est composée de la résistance de charge d'espace R_c et de l'impédance thermique représentée par un dipôle parallèle R_{th} , C_{th} ($R_{th} \sim 100 \Omega$, $C_{th} \sim 0.1 \mu F$). La charge basse fréquence la plus simple est une résistance R_{Lo} . Lorsque la résistance de charge varie de 0 à 1 k Ω , on observe une mesure de bruit AM d'autant plus grande que R_{Lo} est faible et une mesure de bruit FM indépendante de cette même résistance. Ce résultat est en accord avec le résultat théorique de Goedbloed [85] qui a montré que si l'on utilisait le modèle de Read, il ne pouvait avoir que conversion du bruit basse fréquence en bruit AM. C'est pourquoi dans la suite de l'exposé de nos résultats, nous limiterons le bruit de conversion en supposant une résistance basse fréquence suffisamment élevée* ($R_{Lo} = 1 \text{ k}\Omega$). On peut remarquer dans ce cas que le bruit FM est largement prépondérant devant le bruit AM.

- Influence du courant continu à fréquence fixe

Nous représentons figures 27 et 28 la "mesure de bruit" FM et AM en fonction de D_1 en prenant B_0 comme paramètre, et en opérant à fréquence fixe. Rappelons que B_0 est proportionnel au courant continu I_0 . On observe que la mesure de bruit FM est peu dépendante du paramètre B_0 pour des niveaux de non linéarité élevés. Pour D_1 faible, la mesure de bruit FM augmente légèrement lorsque B_0 approche la valeur 1 c'est à dire lorsque la fréquence d'oscillation f_0 approche la fréquence d'avalanche [11, 15]

* Les résultats précédents ont d'ailleurs été donnés pour $R_{Lo} = 1 \text{ k}\Omega$.

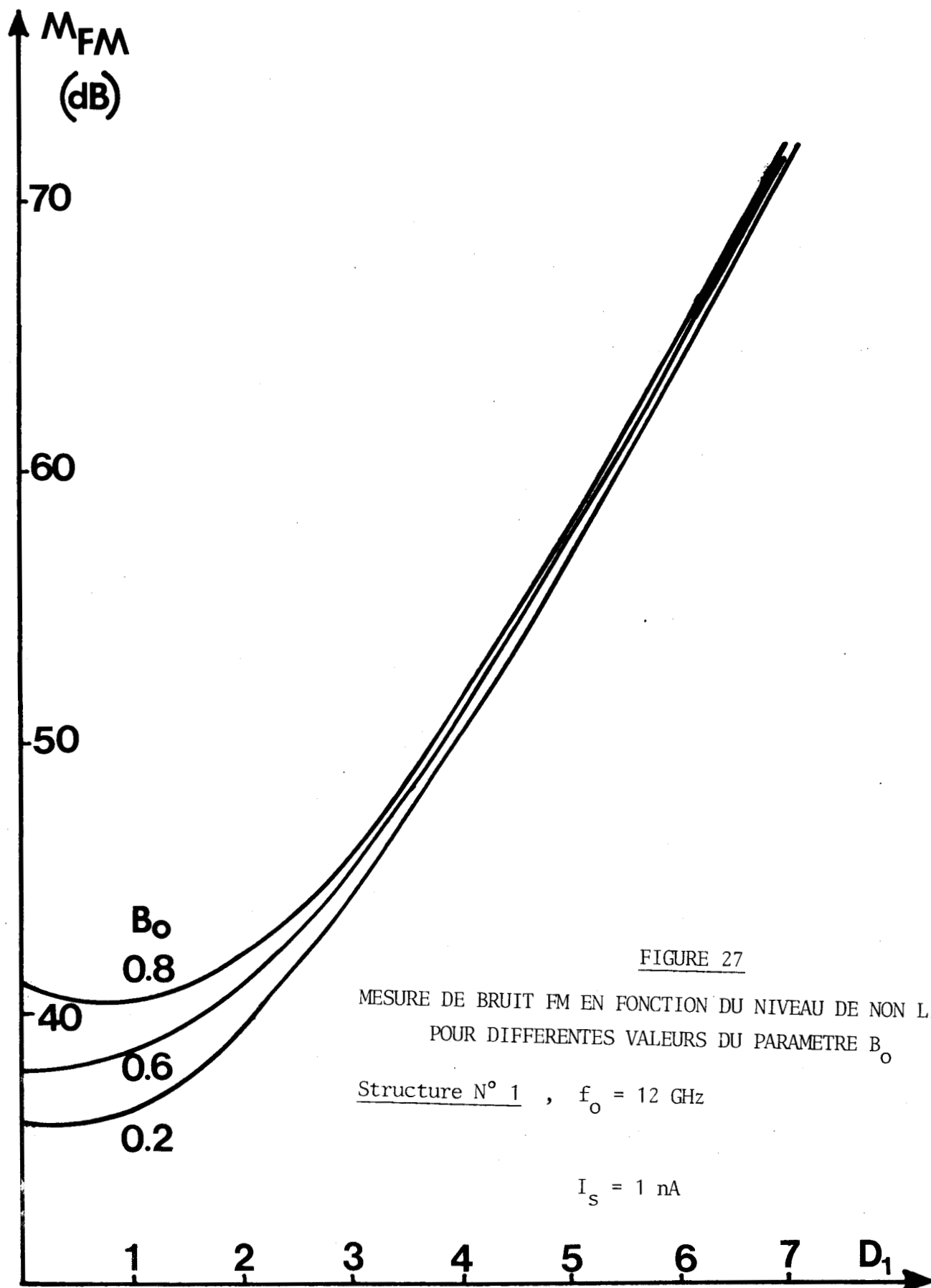


FIGURE 27

MESURE DE BRUIT FM EN FONCTION DU NIVEAU DE NON LINEARITE D_1
POUR DIFFERENTES VALEURS DU PARAMETRE B_0

Structure N° 1 , $f_o = 12$ GHz

$I_s = 1$ nA



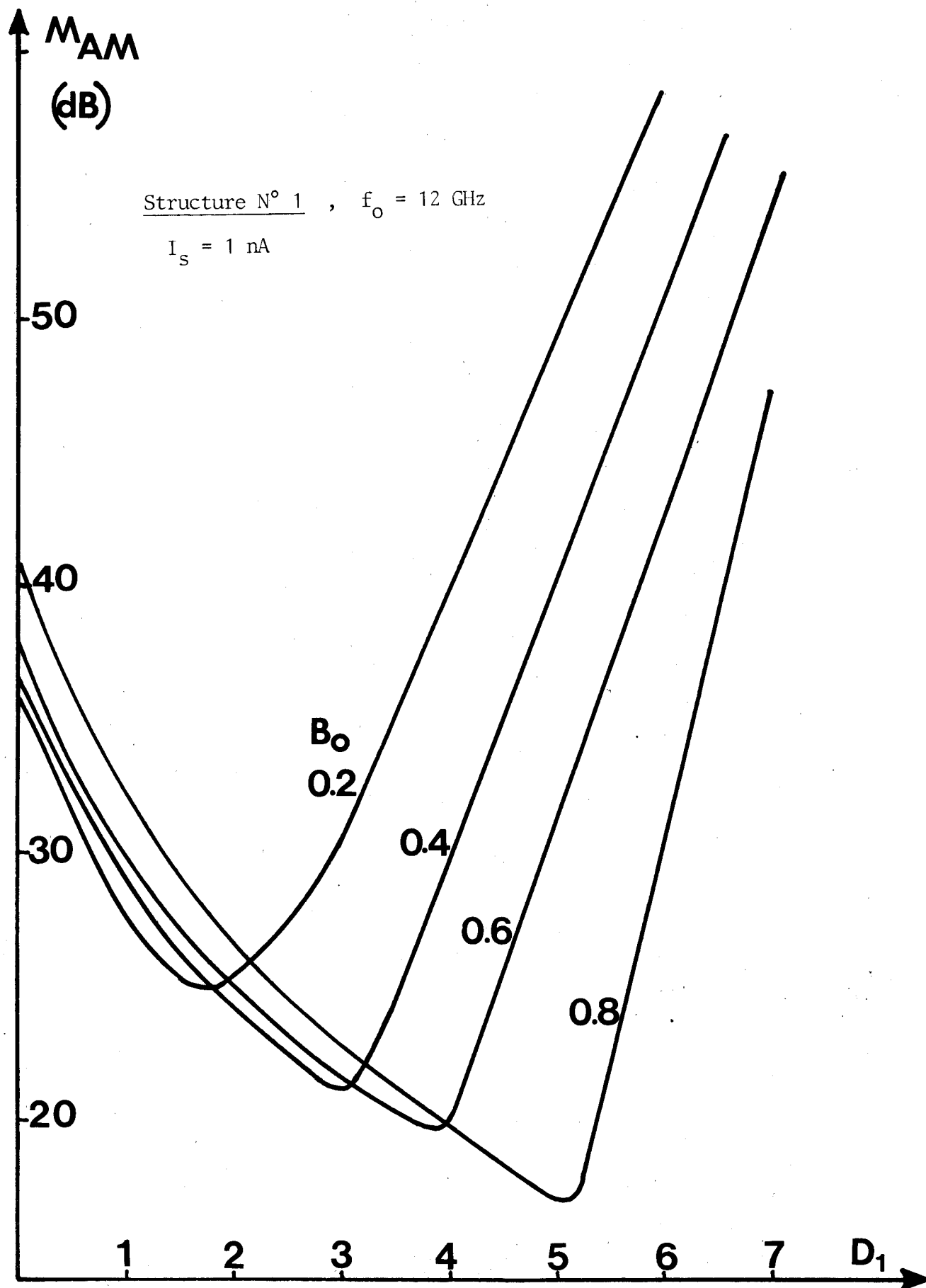


FIGURE 28

MESURE DE BRUIT AM EN FONCTION DU NIVEAU DE NON LINEARITE D_1
 POUR DIFFERENTES VALEURS DU PARAMETRE B_0

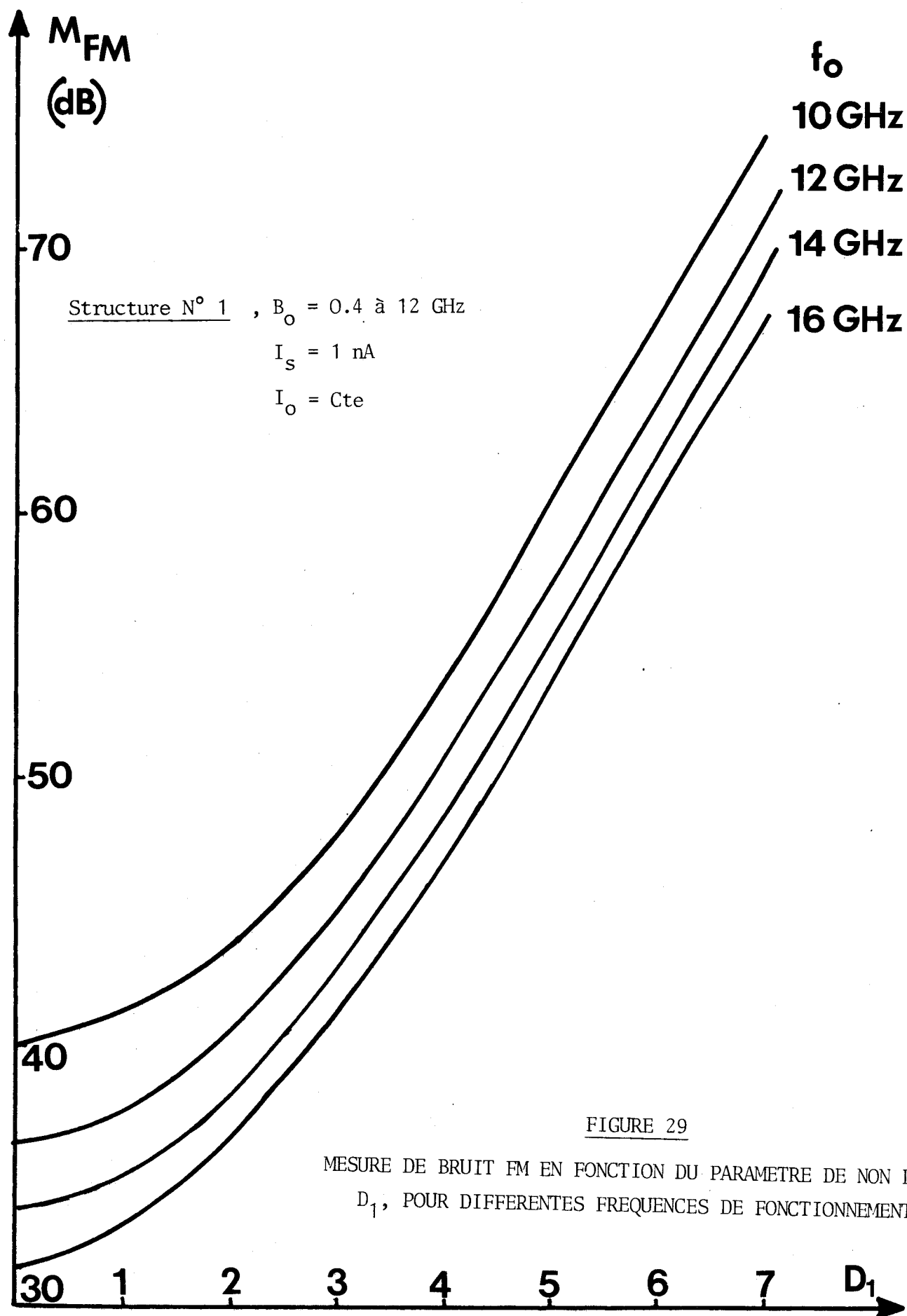
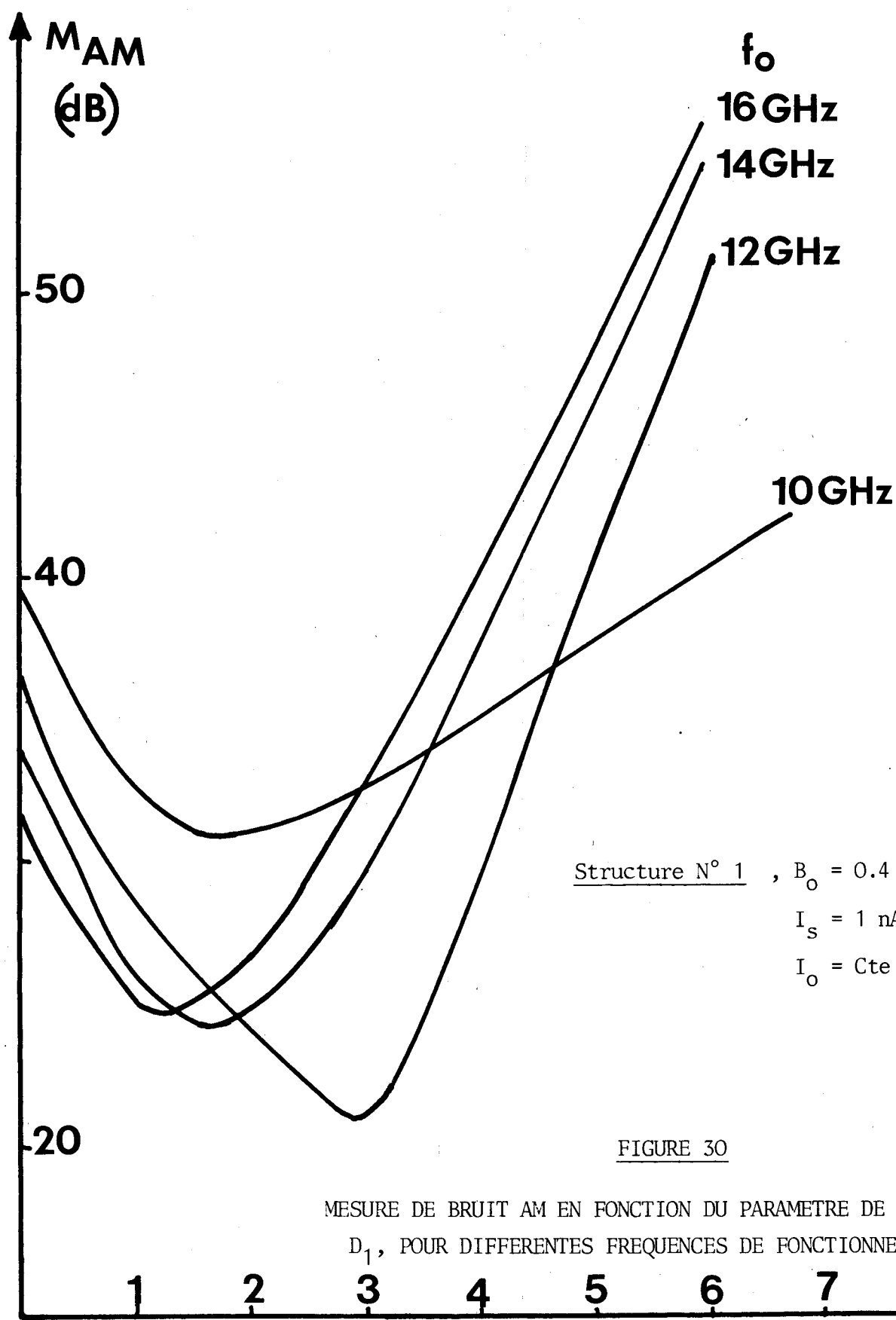


FIGURE 29

MESURE DE BRUIT FM EN FONCTION DU PARAMETRE DE NON LINEARITE D_1 , POUR DIFFERENTES FREQUENCES DE FONCTIONNEMENT f_0





Lorsque D_1 est faible, il en est de même pour la mesure de bruit AM. La zone où la mesure de bruit AM décroît est d'autant plus étendue que B_0 est élevé. Cette observation s'explique facilement en remarquant que plus B_0 est élevé, plus la résistance négative de la diode ATT est grande. Le gain G_{AM} conserve donc une valeur élevée jusqu'à des niveaux de non linéarité D_1 plus grands.

- Influence de la fréquence de fonctionnement à courant fixe

Nous présentons figures 29 et 30, la mesure de bruit AM et FM en fonction de D_1 avec f_0 comme paramètre. A niveau de linéarité constant, on observe qu'il est plus intéressant de travailler à fréquence élevée. La tendance est d'ailleurs inversée à fort D_1 pour la mesure de bruit AM. Ce résultat est en fait dû à la décroissance de la mesure de bruit linéaire lorsque la fréquence f_0 croît [65, 32].

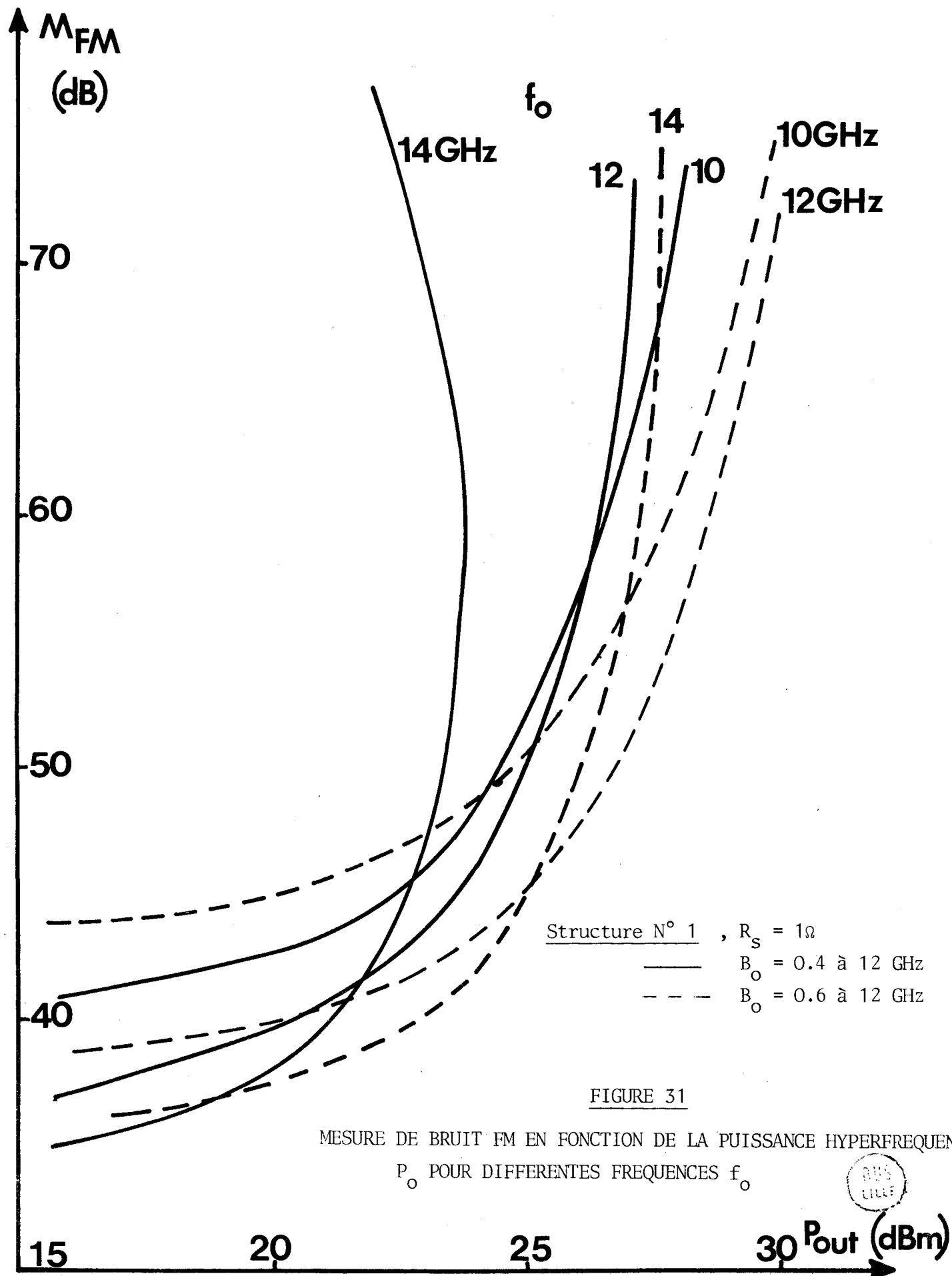
3.2. Etude réaliste. Bruit et puissance de la porteuse.

Influence de la résistance série.

L'étude précédente a été effectuée en fonction du paramètre de non linéarité D_1 difficilement accessible à la mesure. Pour l'utilisateur, il est plus intéressant de présenter les résultats précédents comparativement à la puissance hyperfréquence délivrée par la diode ATT.

Il est nécessaire par ailleurs de tenir compte de la résistance série de la diode car celle-ci limite la puissance hyperfréquence délivrée particulièrement lorsque la résistance négative est peu élevée, c'est à dire lorsque la non linéarité est importante et (ou) lorsque la fréquence de travail est élevée. Nous présentons fig. 31 l'évolution de la mesure de bruit FM qui dans un oscillateur ATT est prépondérante par rapport à la mesure de bruit AM en fonction de la puissance hyperfréquence délivrée, pour différents courants de polarisation ($B_0 = 0.4, 0.6$)^{*}

* On rappelle que B_0 est proportionnel au courant de polarisation et inversement proportionnel au carré de la fréquence.



et pour différentes fréquences de fonctionnement (10, 12 et 14 GHz). On constate que lorsqu'on travaille à forte puissance de sortie, il est préférable de choisir un courant continu suffisamment élevé ($B_0 = 0.6$ à 12 GHz) et une fréquence de 12 GHz qui correspond ici à un angle de transit voisin de π pour obtenir le meilleur compromis : puissance hyperfréquence et bruit FM.

4. RESULTATS THEORIQUES DANS LE CAS D'UN COURANT DE SATURATION ELEVE

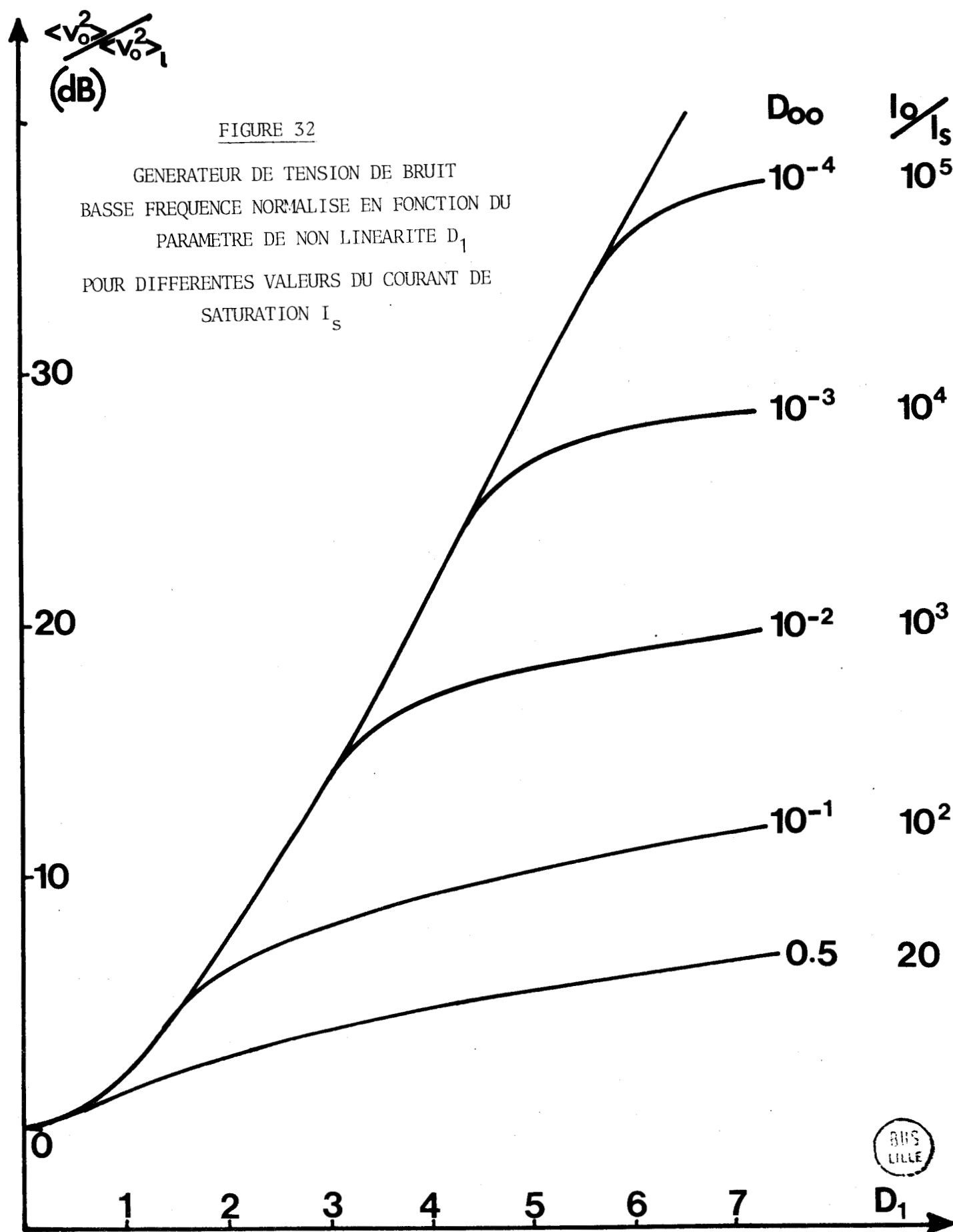
4.1. Modifications des caractéristiques intrinsèques du composant

Nous nous sommes intéressés jusqu'à maintenant à une diode à avalanche classique caractérisé par un courant de saturation très faible et négligeable. Nous nous proposons ici de montrer les modifications apportées aux performances de bruit lorsque l'on envisage un composant caractérisé par un courant de saturation important.

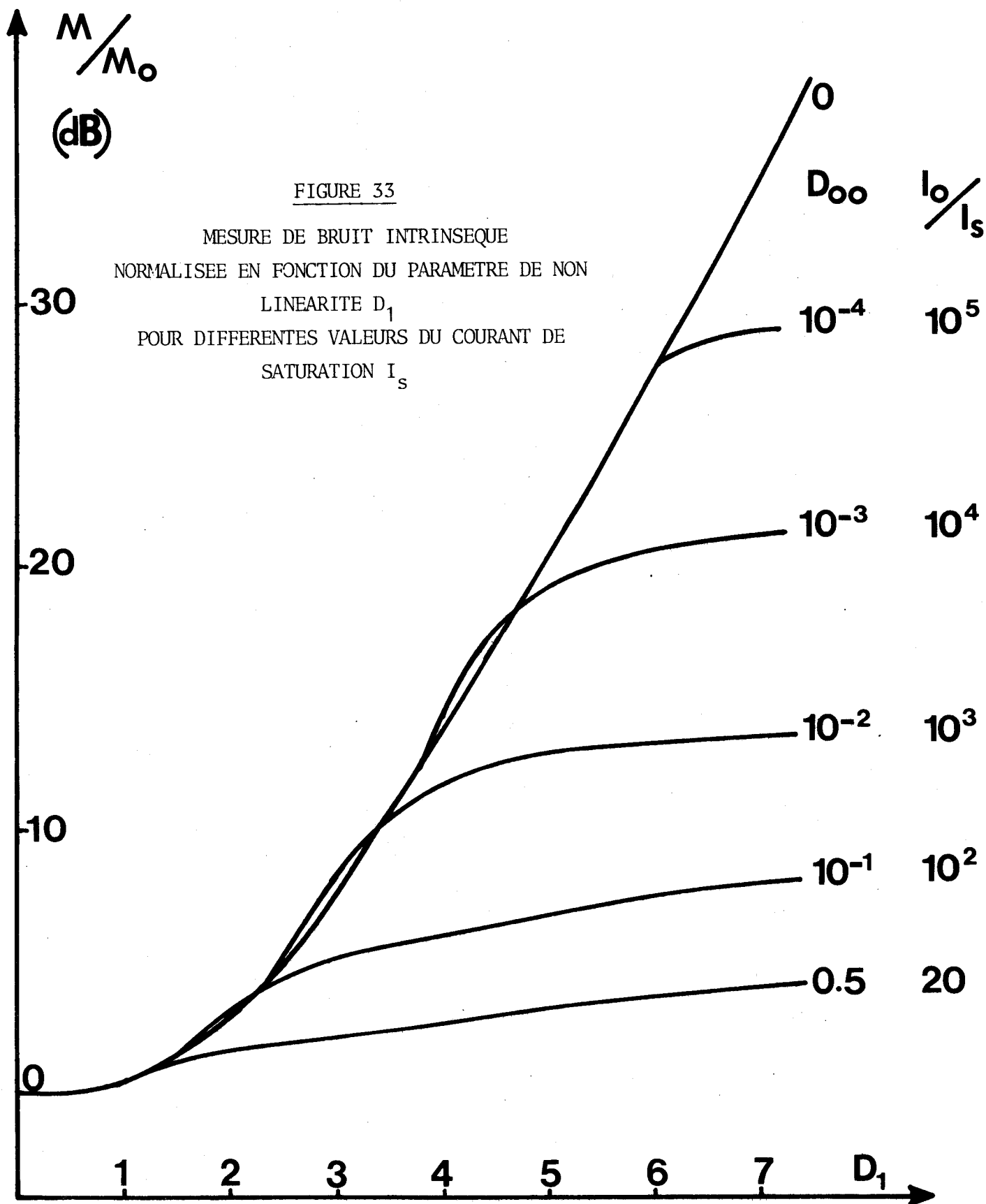
Pour abrégé quelque peu les développements, les caractéristiques intrinsèques du composant seront représentées uniquement à l'aide du générateur de tension de bruit basse fréquence et de la mesure de bruit intrinsèque. Ces deux grandeurs normalisées par rapport à leurs valeurs en régime linéaire sont représentées fig. 32 et 33 en fonction du paramètre de non linéarité D_1 pour différentes valeurs de I_0/I_s ou plus précisément du paramètre D_{00} (valeur de D_0 en régime linéaire) donné par la relation

$$(100) \quad D_{00} = \frac{I_s}{I_0} \frac{1}{\omega_0 \tau_i}$$

Un phénomène particulièrement intéressant apparaît sur les fig. 32 et 33. Lorsque le courant de saturation augmente, on observe une saturation du générateur de tension de bruit basse fréquence et de la "mesure de bruit" intrinsèque, pour des niveaux D_1 élevés. Cette saturation se produit pour des valeurs de D_1 d'autant plus faibles que le courant de saturation est élevé.



$$D_{oo} = I_s / (I_o \omega_o \tau_i), \text{ structure N}^\circ 1, f_o = 12 \text{ GHz}, B_o = 0.4$$



Structure N° 1 ; $f_0 = 12$ GHz

$B_0 = 0.4$



Il nous reste à démontrer que ce résultat important puisqu'il laisse espérer de bonnes performances de bruit à fort niveau est conservé pour les grandeurs caractéristiques du bruit dans un fonctionnement en oscillation ou en amplification.

4.2. Etude à charge hyperfréquence constante

Dans le cas d'un courant de saturation faible, nous avons montré que la mesure bruit FM était une fonction monotone croissante de la puissance hyperfréquence délivrée. Expérimentalement, ce phénomène peut être observé très facilement dans le cas d'un oscillateur libre, en variant le courant de polarisation pour un réglage de la charge hyperfréquence donné [48] . Ce mode de fonctionnement est dit à charge fixe. Il peut être illustré à partir de notre modèle théorique en opérant de la manière suivante. La valeur du courant de saturation étant fixée, nous calculons alors l'impédance grand signal et le bruit présentés en fonction du paramètre D_1 pour différents courants de polarisation I_0 . On peut ainsi tracer un réseau de courbes représentant la résistance grand signal en fonction de D_1 . Le calcul est ensuite répété pour plusieurs valeurs du courant de saturation. Il est possible alors de choisir un point de fonctionnement correspondant à une résistance de charge R_L constante quelque soit le courant I_0 , et de représenter pour différentes valeurs du courant de saturation en fonction du courant continu, les mesures de bruit FM et AM (figures 34, 35) et la puissance hyperfréquence délivrée (fig. 36), à charge constante.

On observe alors que pour des courants de saturation faibles (1nA), la mesure de bruit FM est une fonction croissante du courant de polarisation et par conséquent de la puissance de sortie. Par contre pour des courants de saturation plus élevés (100 pA), la mesure de bruit FM se sature d'autant plus rapidement que le courant de saturation est élevé. L'amélioration théorique ainsi obtenue peut atteindre une vingtaine de dB lorsque l'on considère des valeurs réalistes du courant de saturation. La variation de la mesure de bruit AM (fig. 35) est moins

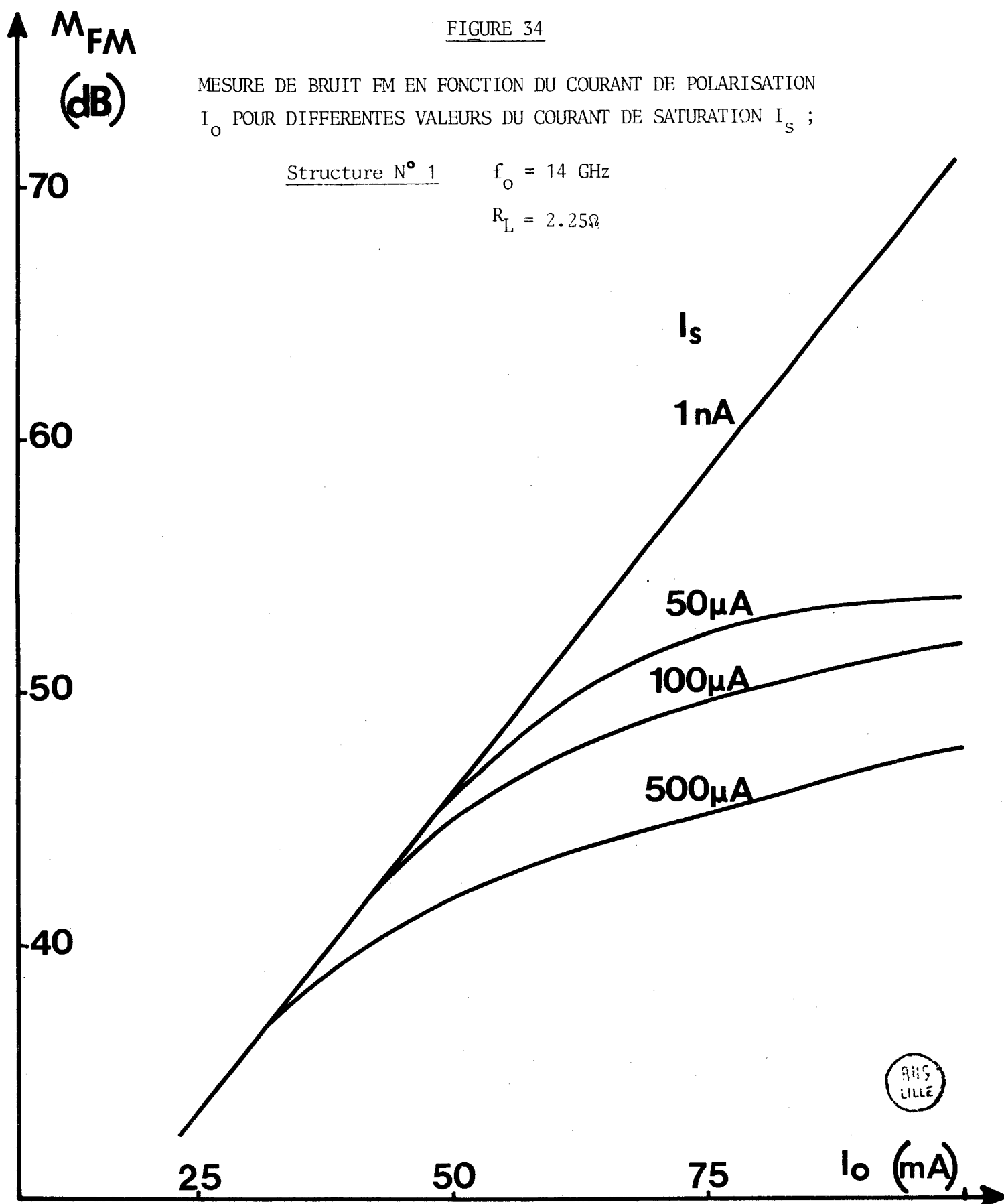
FIGURE 34

MESURE DE BRUIT FM EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION
 I_o POUR DIFFERENTES VALEURS DU COURANT DE SATURATION I_s ;

Structure N° 1

$f_o = 14 \text{ GHz}$

$R_L = 2.25 \Omega$



SHS
LILLE

FIGURE 35

MESURE DE BRUIT AM EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION
 I_o POUR DIFFERENTES VALEURS DU COURANT DE SATURATION I_s ;

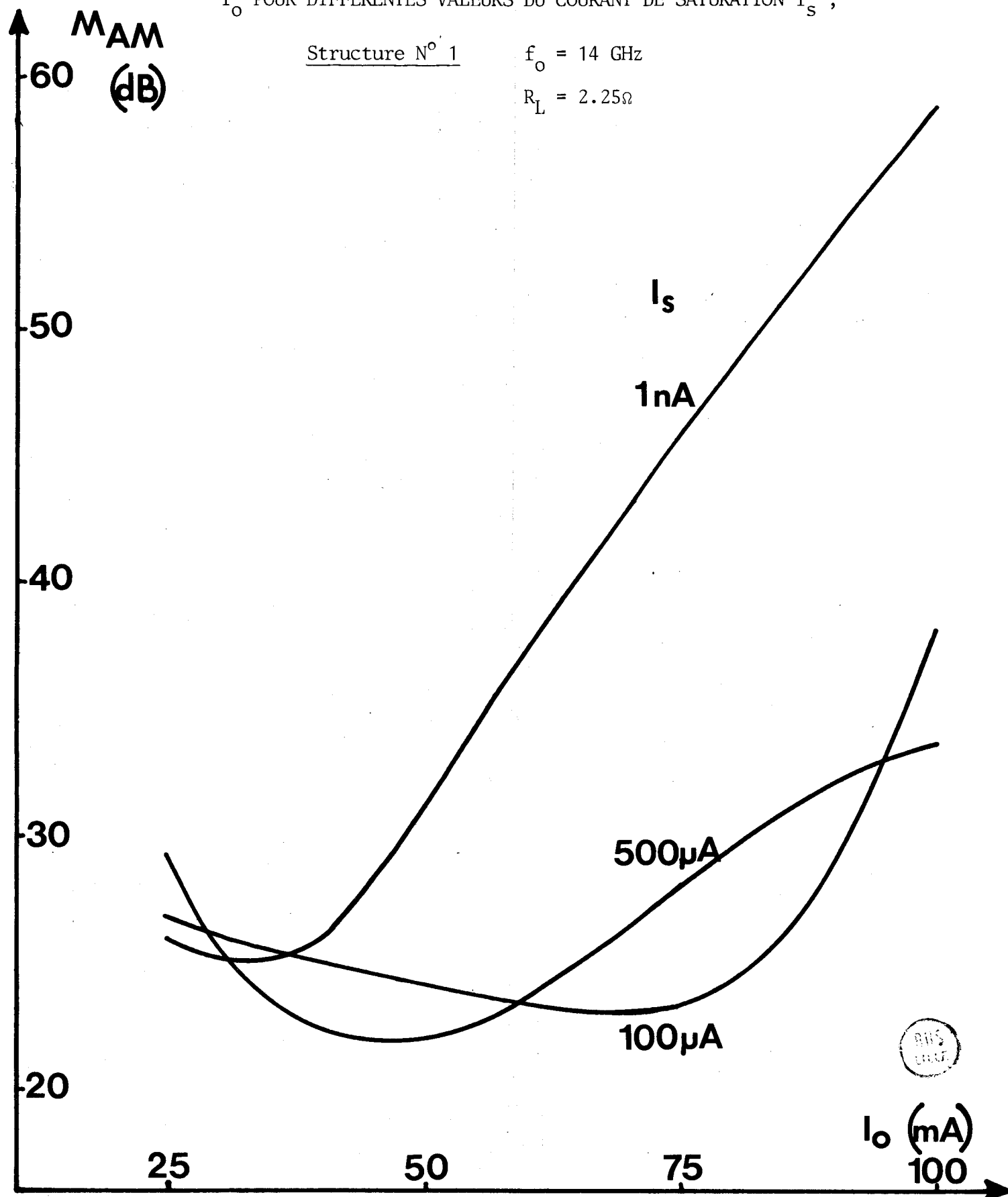


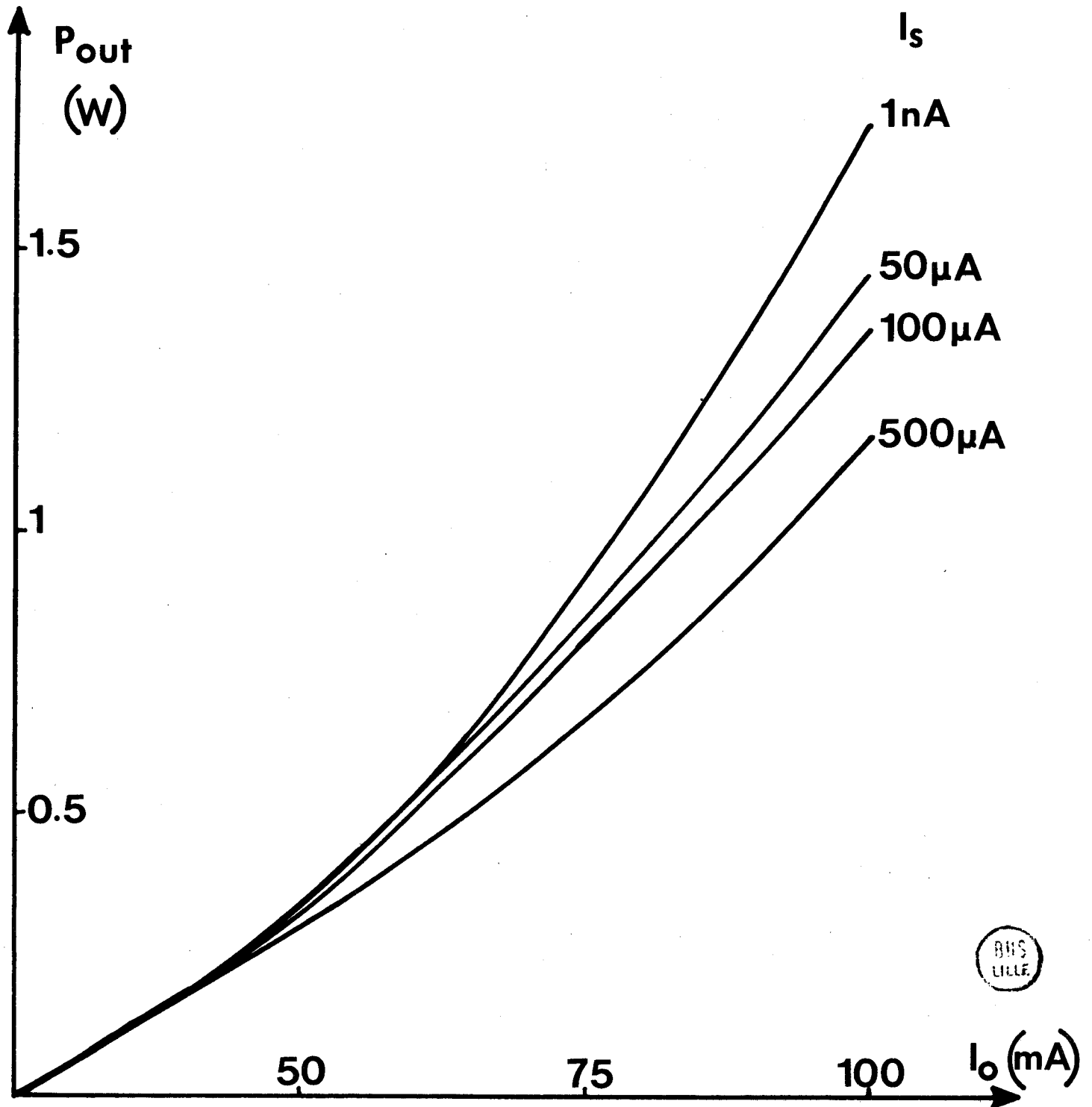
FIGURE 36

PUISSANCE HYPERFREQUENCE P_o EN FONCTION DU COURANT DE
POLARISATION I_o POUR DIFFERENTES VALEURS DU COURANT DE
SATURATION

Structure N° 1

$f_o = 14 \text{ GHz}$

$R_L = 2.25 \Omega$



significative. On observe cependant une amélioration du bruit AM pour des courants de saturation élevés, mais de toute façon la mesure de bruit AM est toujours très inférieure à la mesure de bruit FM dans le cas d'un circuit de polarisation haute impédance.

Il faut cependant remarquer que la puissance hyperfréquence délivrée diminue quand le courant de saturation croît (fig. 36). En effet, la phase associée au courant de conduction n'est plus optimale pour produire une résistance négative grand signal optimale. En pratique, l'amélioration des performances ne sera donc obtenue qu'au prix d'une diminution de la puissance hyperfréquence délivrée par la diode.

4.3. Etude à courant de polarisation fixe

Il paraît donc intéressant d'effectuer une étude comparative en fonction du courant de saturation, à puissance hyperfréquence constante. Dans ce but, il est préférable de travailler à courant de polarisation fixe et de comparer ainsi à même puissance de sortie deux diodes qui présentent des courants de saturation différents.

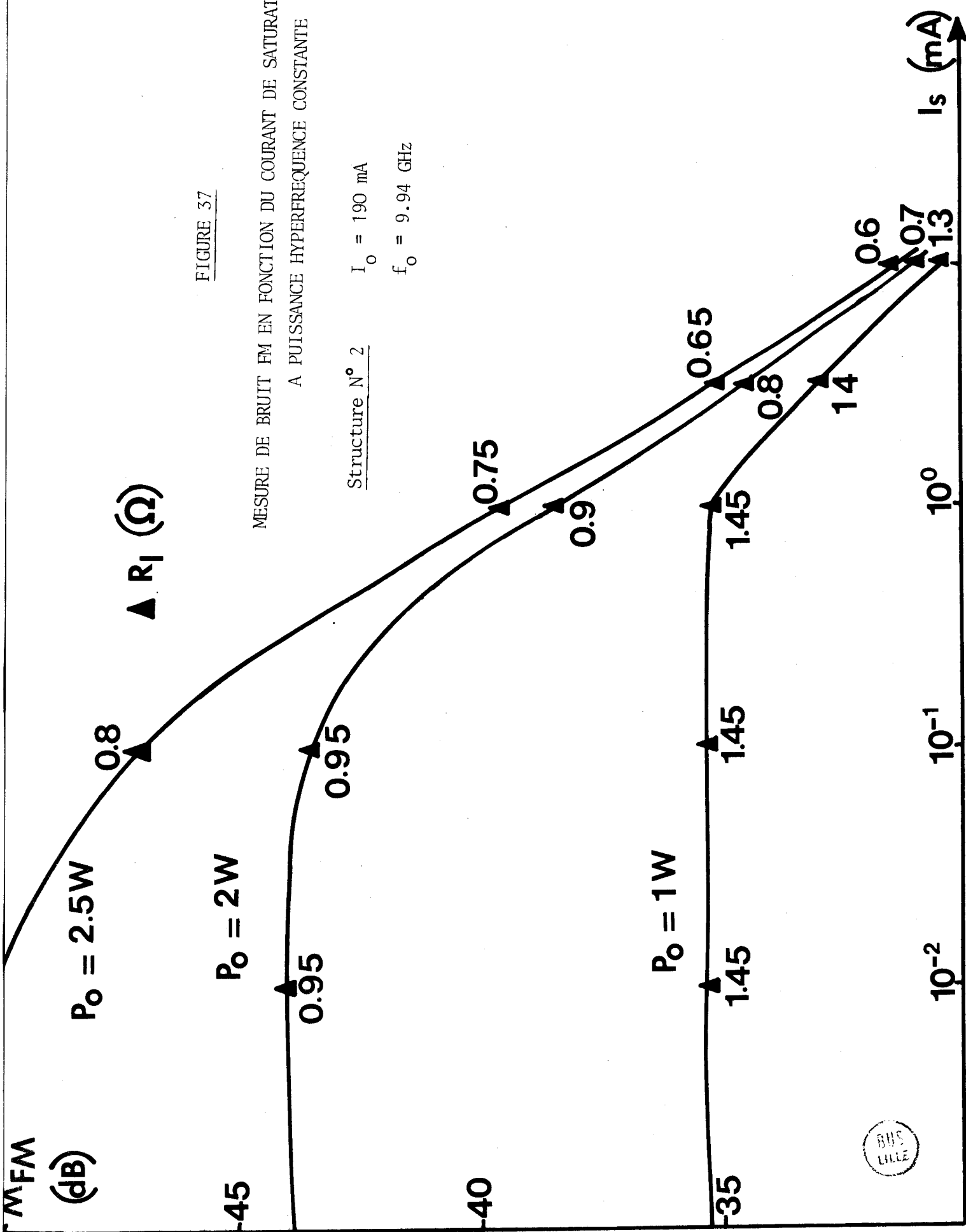
Nous présentons donc figure 37, l'évolution de la mesure de bruit FM en fonction du courant de saturation. On peut ainsi comparer facilement le comportement de deux diodes semblables qui ne diffèrent que par l'intermédiaire de leur courant de saturation^{*}. Une diode présentant un courant de saturation faible donne une mesure de bruit FM croissant rapidement avec la puissance hyperfréquence délivrée. Une diode présentant un courant de saturation élevé donne à puissance de sortie élevée une mesure de bruit essentiellement constante. Nous avons reporté sur cette figure les valeurs des résistances de charge théoriques R_L , afin de souligner que ce phénomène n'est observable que dans la mesure où la résistance présentée par la diode reste suffisamment grande vis à vis de la résistance série.

* Les calculs ont été effectués pour la structure n° 2. Les différents paramètres utilisés sont donnés en Annexe.

FIGURE 37

MESURE DE BRUIT FM EN FONCTION DU COURANT DE SATURATION I_s
A PUISSANCE HYPERFREQUENCE CONSTANTE

Structure N° 2

$$I_0 = 190 \text{ mA}$$
$$f_0 = 9.94 \text{ GHz}$$


4.4. Explication physique des effets obtenus

Nous venons de montrer d'une part que le bruit généré par une diode A.T.T. est une fonction rapidement croissante du niveau hyperfréquence lorsque le courant de saturation était suffisamment faible mais que d'autre part le bruit produit à fort niveau peut être réduit d'un ordre de grandeur si le courant de saturation est suffisamment élevé. Il paraît intéressant d'essayer d'interpréter qualitativement ce phénomène.

A fort niveau, le courant de conduction peut être considéré comme une suite périodique d'impulsions étroites d'amplitude élevée, séparées par les intervalles de temps pendant lesquels ce courant est très faible. A chaque période, l'impulsion de courant doit se reconstituer à partir de ce courant minimum. Du fait du caractère cumulatif du phénomène d'avalanche, le bruit généré pendant la partie du cycle où le courant de conduction est minimum sera largement amplifié. Plus le niveau hyperfréquence est élevé, plus faible est la valeur du courant minimum et par conséquent, plus le bruit généré est élevé.

Nous devons faire remarquer que le courant minimum possède une limite physique. Lorsque le niveau hyperfréquence est suffisamment élevé, le champ électrique instantané dans la zone d'avalanche est alors suffisamment faible pendant une partie du cycle pour qu'aucune ionisation ne puisse se produire. Le seul courant traversant la zone d'avalanche est alors constitué du courant injecté c'est à dire en première approximation du courant de saturation. Si pour une raison quelconque, ce courant de saturation est élevé, le courant minimum se trouve alors limité et par conséquent, on peut s'attendre à une amélioration des performances de bruit du dispositif.

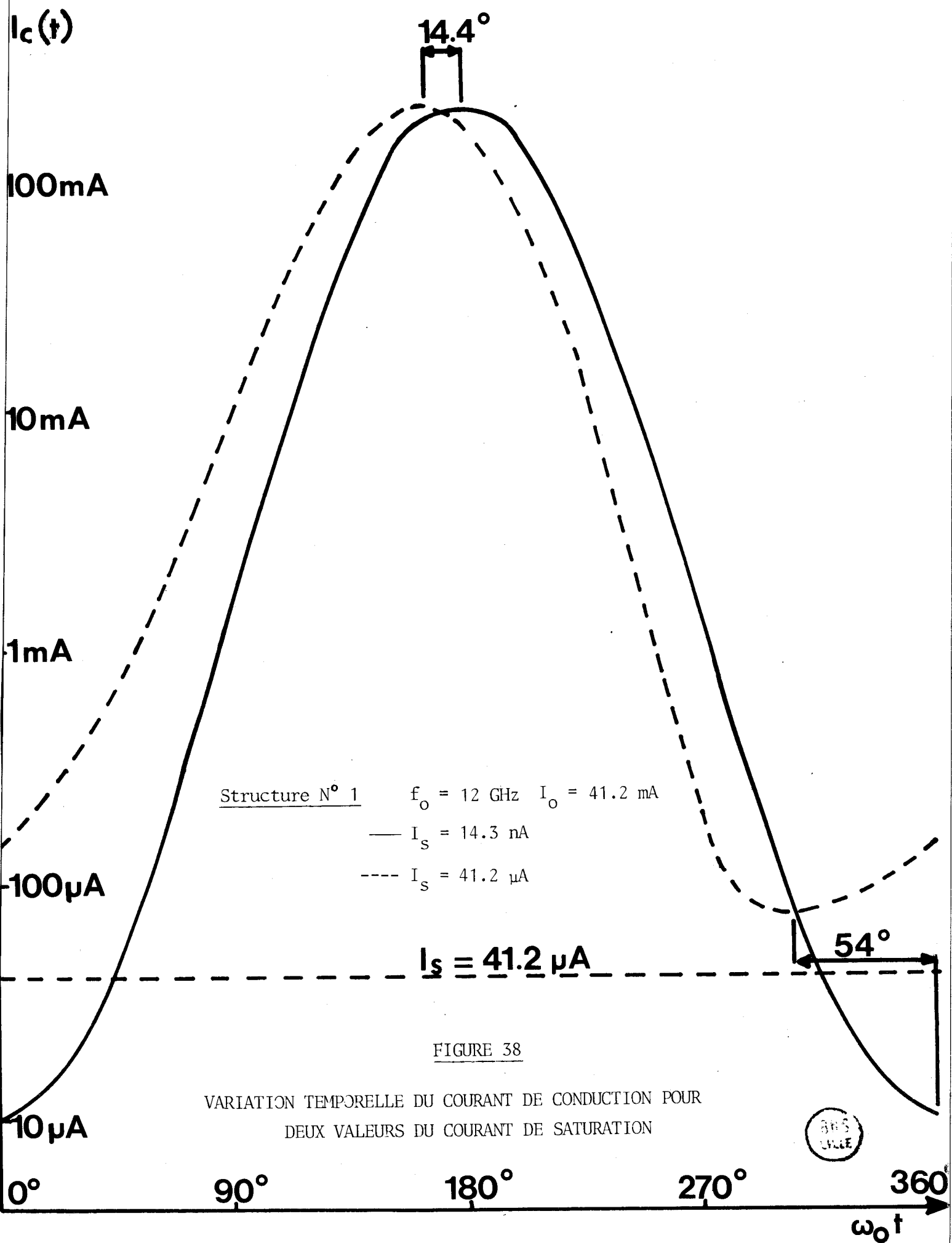
Pour illustrer ce raisonnement, nous présentons tout d'abord figure 38, la variation temporelle du courant de conduction $I_c(t)$, pour deux valeurs de courant de saturation ceci pour le même niveau hyperfréquence ($D_1 = 5$). Pour un courant de saturation faible ($I_s = 14.3 \text{ nA}$), le courant minimum ($I_{\min} = 10 \text{ }\mu\text{A}$) pour est atteint pour une phase de 0° , et le courant maximum ($I_{\max} = 220 \text{ mA}$) pour une

phase de 180° . C'est la situation habituelle c'est à dire que le courant de conduction possède une avance de phase de $\pi/2$ par rapport au champ électrique. Pour un courant de saturation élevé ($I_s = 41.2 \mu A$), le courant minimum et le courant maximum sont alors en avance par rapport à la situation normale. De plus, la valeur du courant minimum est limitée dans ce cas à $72 \mu A$.

La situation grand signal étant décrite, nous pouvons nous attacher à présent à la description du phénomène bruit. Pour ce faire, il est intéressant de revenir à l'expression de la réponse impulsionnelle du système donnée par l'équation 33, que nous rappelons ci-dessous :

$$(100) \quad i_n(t, t_g) = \frac{q}{\tau_i} I_o^2(D_1) \exp[D_o \omega_o t_g + D_1 \cos \omega_o t_g] \exp[-D_o \omega_o t - D_1 \cos \omega_o t]$$

Cette équation donne le courant de bruit primaire résultant d'un seul évènement produit au temps t_g . La forme de $i_n(t, t_g)$ permet de faire remarquer que tous les instants t_g n'ont pas le même poids. L'instant t_g qui contribue le plus à $i_n(t, t_g)$ est obtenu pour le maximum de la fonction $D_o \omega_o t_g + D_1 \cos \omega_o t_g$ c'est à dire lorsque la fonction $D_o - D_1 \sin \omega_o t_g$ passe par zéro par valeur décroissante. Cette dernière fonction est représentée figure 32 pour les deux valeurs du courant de saturation précédemment considérées. On peut alors remarquer que pour un courant de saturation faible, l'instant t_g primordial, $t_{g \max}$ est confondu avec l'instant où le courant de conduction est minimum. Pour un courant de saturation plus élevé, la situation est tout autre puisque le courant minimum a déjà été atteint précédemment ($\Delta\phi \neq 70^\circ$). D'autre part, le pic de courant de bruit $i_n(t, t_g)$ observable à l'instant t sera maximum, à l'instant $t_{\max}$, pour la valeur maximale de la fonction $(D_o \omega_o t + D_1 \cos \omega_o t)$ c'est à dire lorsque la fonction $D_o - D_1 \sin \omega_o t$ passe par zéro par valeur croissante. Les instants où le courant de conduction grand signal et le courant de bruit sont maximums, sont naturellement confondus, quelque soit la valeur du courant de saturation. Cependant, pour un courant de saturation élevé $t_{\max} - t_{g \max}$ est plus faible que pour



$\bar{\alpha}l_a$

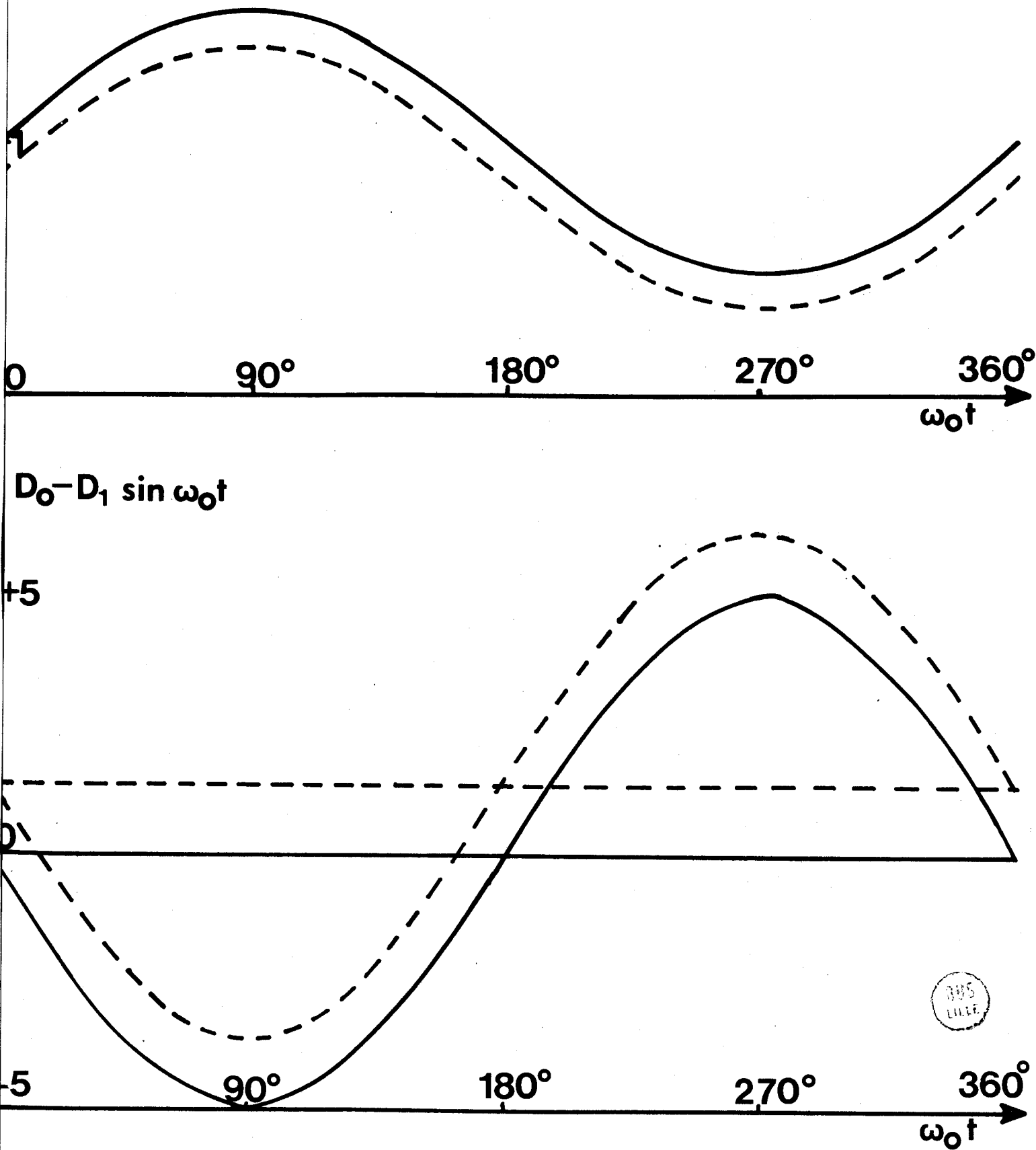
2

FIGURE 39

REPRESENTATION TEMPORELLE DES FONCTIONS

$\bar{\alpha}l_a$ et $D_0 - D_1 \sin \omega_0 t$

POUR LES DEUX PRECEDENTES VALEURS DU COURANT DE SATURATION



un courant de saturation faible. Cette décorrélation importante, observée pour un courant de saturation élevé est à l'origine de la limitation du bruit en fonction du niveau hyperfréquence dans un fonctionnement grand signal.

5. BRUIT EN EXCES (BRUIT G.R.). SIMULATION THEORIQUE

Les principes généraux qui vont nous permettre de calculer l'effet d'un bruit supplémentaire de type G.R. sur les performances bruit d'un oscillateur A.T.T. ont été développés précédemment (Chapitre I. §5). Dans un premier temps nous devons calculer sur ordinateur les différents coefficients de sensibilité $\delta_o(x)$, $\Gamma_r(x)$ et $\Gamma_i(x)$ définis à l'aide des Eq. 66-67, pour différentes localisations de la perturbation de dopage $\Delta N_D(x)$. Les valeurs efficaces et leurs corrélations sont alors calculées moyennées sur l'abscisse. Il est ensuite nécessaire d'estimer l'intensité spectrale associée au processus G.R. (Eq. 70) afin de définir les coefficients de la matrice bruit G.R. en circuit ouvert ($[u_{c_o}][u_{c_o}]^+$) pour calculer ensuite les bruits basse fréquence, de modulation d'amplitude et de fréquence à l'aide de notre modèle théorique. Des mesures de bruit faites par Mircea [38] sur des échantillons Gunn permettent d'en donner un ordre de grandeur. En effet, on peut raisonnablement supposer que des pièges identiques sont susceptibles de se retrouver dans des diodes A.T.T. à l'AsGa^{*}. Pour effectuer notre simulation on peut à titre d'exemple d'application identifier le spectre de bruit, normalisé et mesuré à bas champ $S_R(f)R_o^2$ à $S_o(f)N_D^2$. Nous prendrons en pratique les valeurs numériques suivantes

$$\frac{1}{V} \frac{S_o(f)}{N_D^2} = \frac{2 \cdot 10^{-16}}{1 + (f_m/f_c)^2} \quad \text{avec } f_c = 100 \text{ kHz par exemple}$$

* Les champs électriques présents dans des structures à avalanche sont beaucoup plus importants que dans des structures à effet Gunn et les statistiques de piègeage-dépiégeage doivent sans doute être modifiées. Pour une bonne discussion de cet effet on peut se reporter à la référence [75]

Après avoir défini les paramètres du modèle de Read^x représentatif de la structure étudiée sur ordinateur (structure n° 3), on utilise alors notre théorie matricielle (Eq. 59-61) pour accéder aux différentes grandeurs de bruit (B.F. - AM - FM) pour les trois cas suivants :

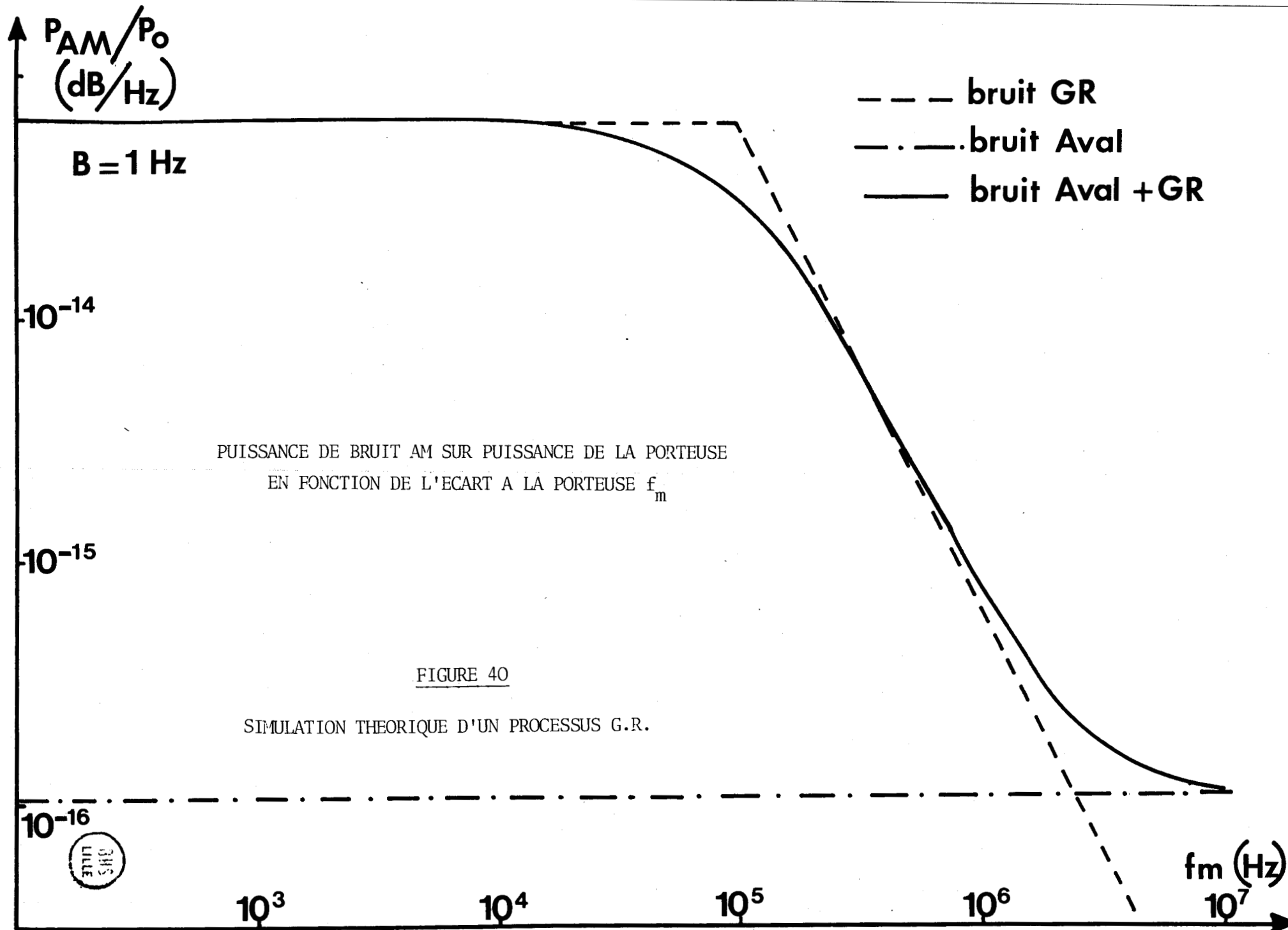
- bruit d'avalanche seul,
- bruit G.R. seul,
- bruit d'avalanche et bruit G.R.

Les résultats sont rassemblés Fig. 40, 41 et 42 où sont respectivement présentés le rapport puissance de bruit AM sur puissance de la porteuse (P_{AM}/P_O) la déviation de fréquence efficace (Δf_{rms}) et le courant de bruit basse fréquence ($\langle i_{e_o}^2 \rangle$). Pour le bruit AM et FM, on observe que l'influence du bruit G.R. est prépondérante pour f_m faible. Pour le bruit basse fréquence, le bruit associé au processus G.R. est du même ordre de grandeur que le bruit d'avalanche. Dans tous les cas, pour $f_m \gg f_c$ la contribution du bruit d'avalanche est naturellement prépondérante.

Nous devons remarquer que la contribution du bruit G.R. dépend du point de fonctionnement envisagé. En effet si la non linéarité était plus élevée (ici $D_1 = 3$) le bruit d'avalanche serait alors plus important. En conséquence la contribution du bruit G.R. au bruit total serait moindre si, par ailleurs les différentes sensibilités restaient du même ordre de grandeur.

Nous n'avons pas à ce jour poursuivi cette étude d'une manière systématique. Cependant, nous avons montré théoriquement que l'existence de pièges en volume dans l'AsGa pouvait influencer défavorablement les performances de bruit d'un oscillateur A.T.T.. Le calcul présenté ci-dessus ne constitue qu'une première approche mais permet cependant d'obtenir une première estimation du bruit de génération recombinaison que l'on peut rencontrer en pratique.

* Les paramètres associés à la structure n° 3 sont donnés en Annexe.



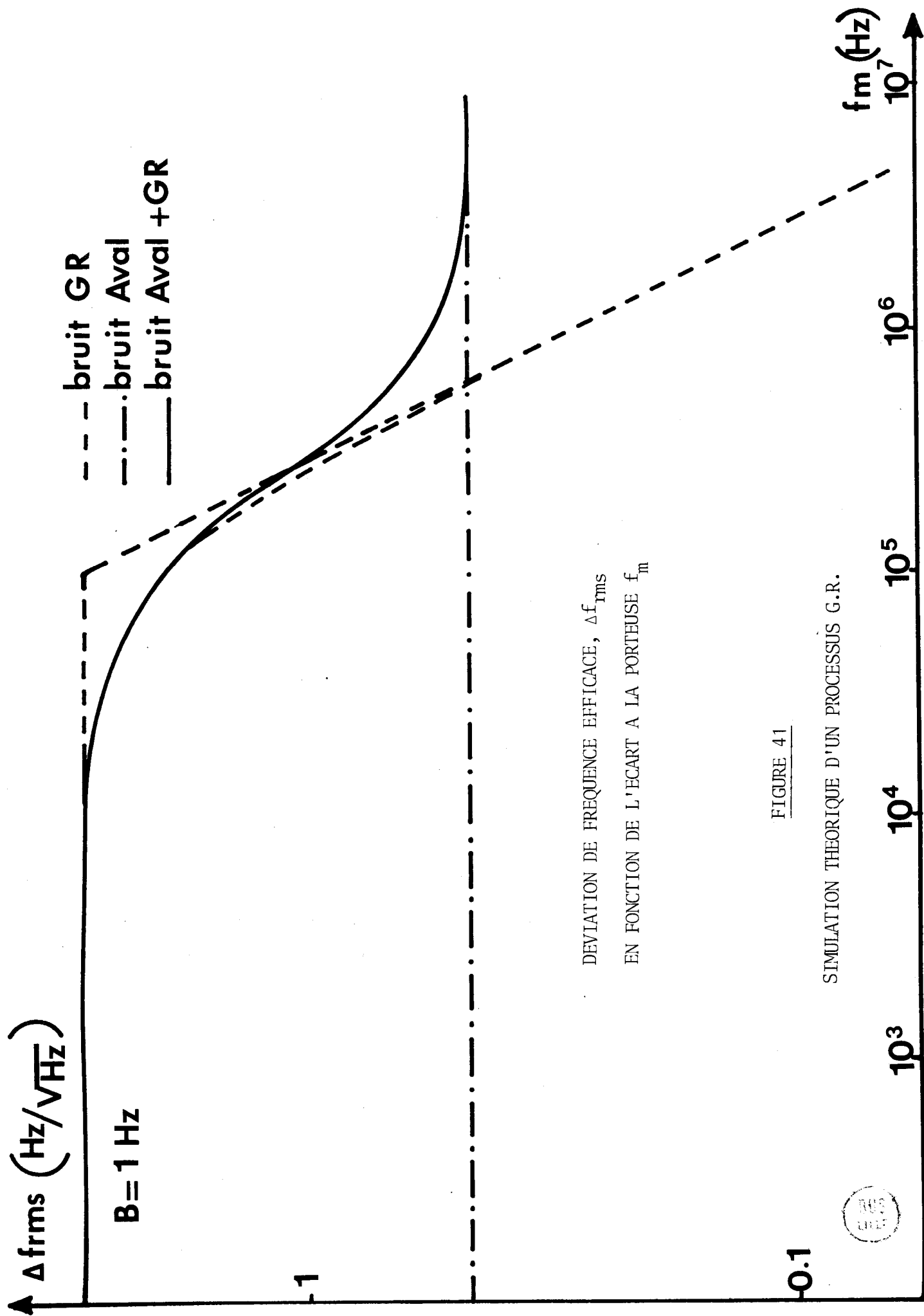


FIGURE 41

SIMULATION THEORIQUE D'UN PROCESSUS G.R.

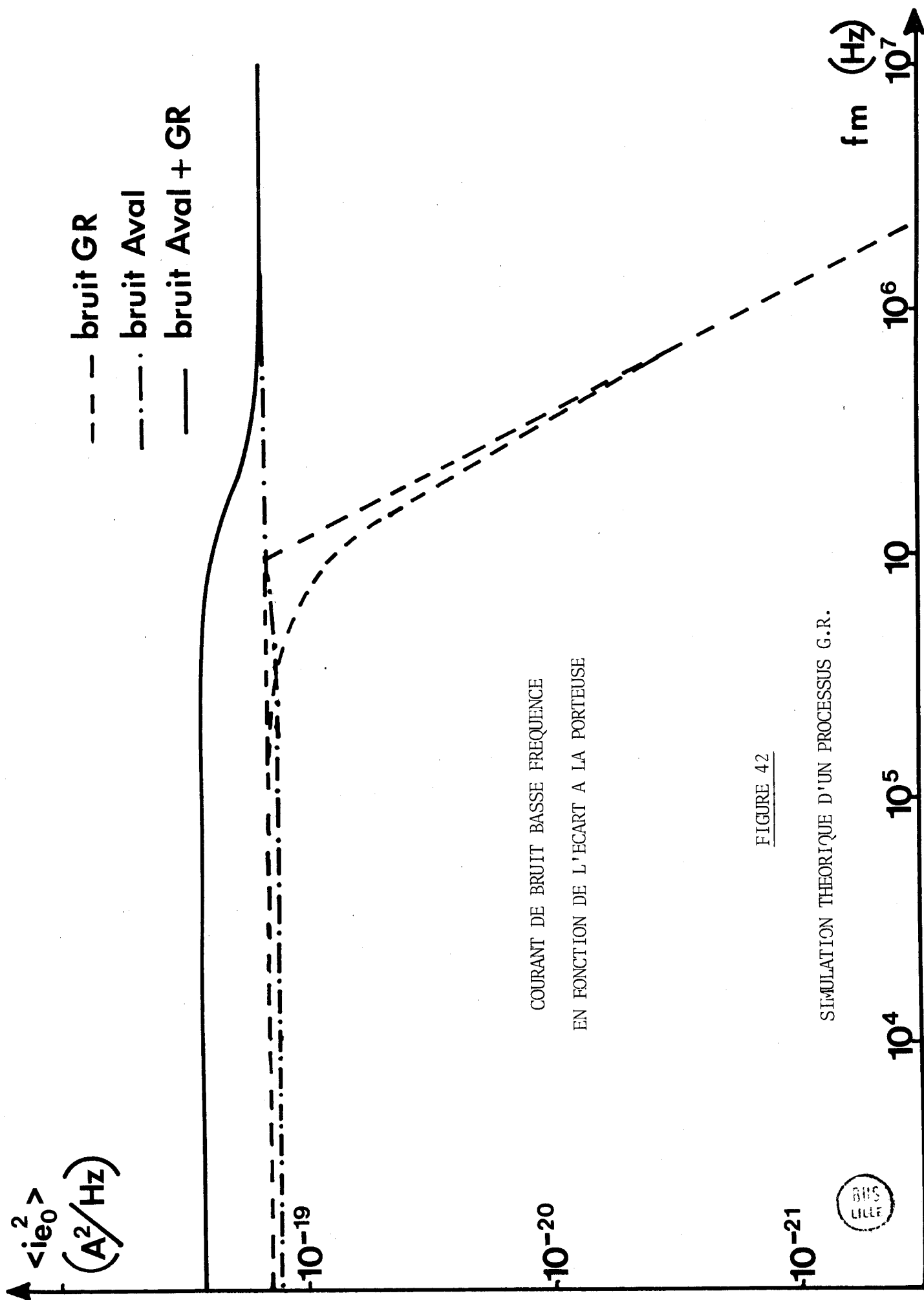


FIGURE 42

SIMULATION THEORIQUE D'UN PROCESSUS G.R.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS THEORIQUES

1. INTRODUCTION

Dans ce dernier chapitre, nous nous proposons d'une part, de présenter nos résultats expérimentaux et d'autre part d'effectuer une comparaison entre la théorie et l'expérience dans les cas les plus intéressants. Les paramètres nécessaires au calcul théorique ($\bar{\alpha}$, τ_1 , ...) sont rassemblés pour chaque diode étudiée en Annexe.

Nous décrivons en premier lieu, les bancs de mesures que nous avons utilisés pour mesurer les bruits de modulation d'amplitude et de fréquence ainsi que les différentes cellules hyperfréquences qui nous ont permis de réaliser des amplificateurs ou des oscillateurs à diode à avalanche.

Nous présentons ensuite les résultats classiques c'est à dire les résultats obtenus pour des structures pour lesquelles on peut négliger le courant de saturation. Cette étude est conduite en fonction des différents paramètres suivants : écart à la porteuse f_m , puissance de sortie, résistance de charge, courant de polarisation.

Nous nous intéressons ensuite aux structures présentant à fort niveau, un bruit anormalement faible. En s'aidant des différents résultats expérimentaux obtenus en hyperfréquence, en basse fréquence sur des structures ATT hi-lo et sur des photodiodes à avalanche, on apporte la preuve que les effets observés peuvent s'expliquer par la présence d'un courant de saturation équivalent dont on précise l'origine physique.

Enfin dans une dernière partie nous donnons les résultats expérimentaux qui nous ont permis de mettre en évidence le bruit en excès dans des oscillateurs à diode à avalanche. Les conclusions auxquelles on aboutit sont confrontées à celles de notre modèle théorique.

2. BANCS DE MESURE ET CELLULES UTILISEES

2.1. Description des bancs de mesure

Afin de mesurer les bruits AM et FM d'un oscillateur ou d'un amplificateur à diode ATT, nous avons été conduits à réaliser deux types de bancs de mesure principaux.

2.1.1. Mesure près de la porteuse $f_m < 10$ MHz

Le premier type de banc a été réalisé dans notre laboratoire dès 1970. Il permet de mesurer le bruit AM et FM d'un oscillateur libre ou synchronisé pour des fréquences de mesure f_m proches de la porteuse ($f_m < 10$ MHz). Nous en avons donné une description détaillée lors d'un précédent travail [13 (1971)]. Nous nous contenterons donc ici d'en donner le schéma synoptique complet (Fig. 43) et d'en rappeler le principe de fonctionnement. De nombreuses publications ont d'ailleurs été consacrées à ce type de banc de mesure : Ashley, Searles et Palka [86, (1968)], Ondria [87, (1968)], Goedbloed [30, (1973)], Fikart, Nigrin et Goud [88, (1972)] .

Un des principaux éléments nécessaire, consiste en un mélangeur équilibré. Celui-ci est réalisé à l'aide d'un té hybride dont les bras transversaux sont munis de cristaux appariés (diodes à pointe ou diodes Schottky) et terminés par des pistons de court-circuit. Les sorties continues de ces deux cristaux sont isolées électriquement afin de pouvoir commuter le mélangeur de sa position équilibrée à sa position non équilibrée.

- Mesure du bruit de modulation d'amplitude

Si la puissance de l'oscillateur local est injectée par le bras H, le bras E

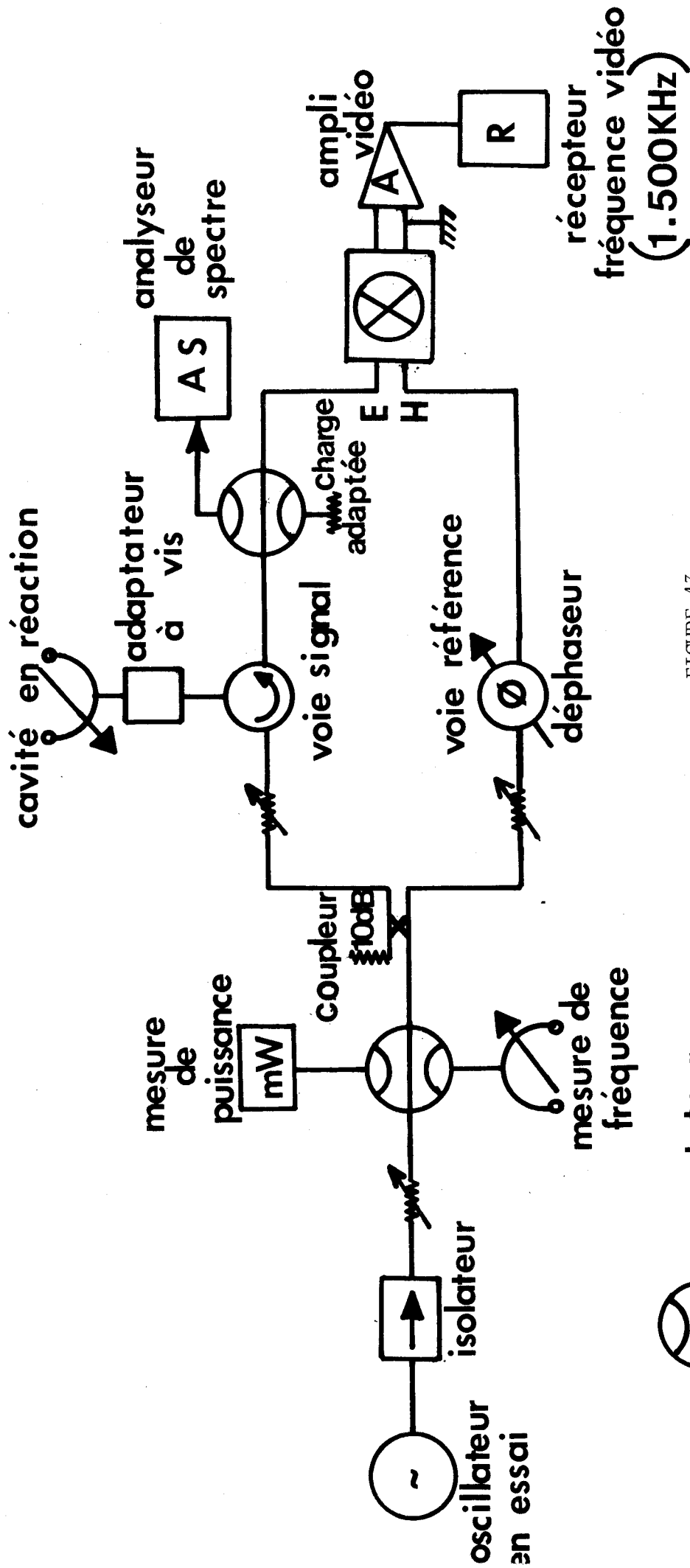


FIGURE 43

SCHEMA SYNOPTIQUE COMPLET DU BANC DE MESURE DU BRUIT
PRES DE LA PORTEUSE

($f_m < 10 \text{ MHz}$)



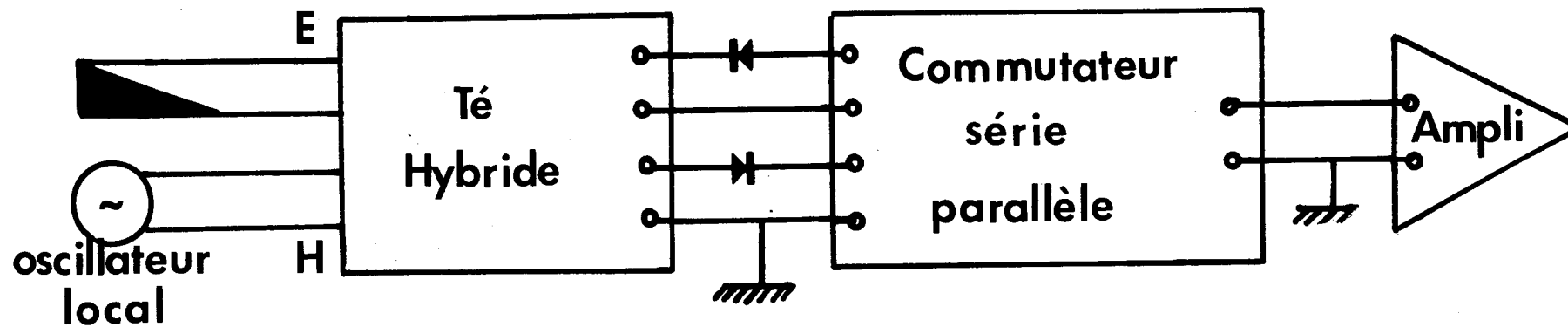


FIGURE 44

CONFIGURATION DU MELANGEUR EQUILIBRE
 MESURE DU BRUIT DU SYSTEME (SERIE) MESURE DU BRUIT
 AM (PARALLELE)

étant terminé par une charge adaptée et si le commutateur série-parallèle (fig.44) place les cristaux en série, le mélangeur est dit équilibré pour la voie oscil- lateur local. On mesure alors le bruit du système. Si les cristaux sont placés en parallèle, on mesure alors le bruit de modulation d'amplitude de l'oscillateur local c'est à dire de l'oscillateur en essai.

- Mesure du bruit de modulation de fréquence

Contrairement à la mesure du bruit de modulation d'amplitude, la mesure du bruit de modulation de fréquence nécessite l'utilisation des deux voies de la Fig. 43. La première voie dite voie de référence sert d'oscillateur local (bras H) et po- larise les cristaux du mélangeur. Le mélangeur est placé dans sa position équi- librée afin d'annuler le bruit AM, propre à cette voie. Le commutateur série- parallèle place les cristaux en série.

Dans la seconde voie dite voie signal, est placé un filtre de réjection de porteuse constitué de trois éléments : une cavité accordable, un circulateur à ferrite et un circuit d'adaptation (adaptateur à vis). Le rôle de ce réjecteur est :

- 1) de diminuer le niveau de puissance globale appliquée au bras E ce qui permet d'obtenir un bon fonctionnement du mélangeur équilibré (la puissance du signal est alors très inférieure à celle de l'oscillateur local)
- 2) de faire tourner la bande latérale supérieure d'une phase de $+\pi/2$ et la bande latérale inférieure d'une phase de $-\pi/2$ ceci par rapport à la phase de la porteuse initiale. Si on réintroduit la porteuse avec une phase convenable (soit n par rapport à la porteuse initiale) au niveau du mélangeur équilibré (bras H), on a alors transformé le bruit FM en bruit AM et inversement. Ce déphasage est obtenu à l'aide du déphaseur placé dans la voie référence et le filtre réjecteur est ajusté de manière à obtenir l'absorption maximale pour la fréquence de la porteuse.

2.1.2. Mesure loin de la porteuse $f_m > 10 \text{ MHz}$

Le second type de banc est dans son principe très voisin du premier.

SCHEMA SYNOPTIQUE COMPLET DU BANC
DE MESURE DU BRUIT LOIN DE LA POR-
TEUSE : $f_m > 10 \text{ MHz}$

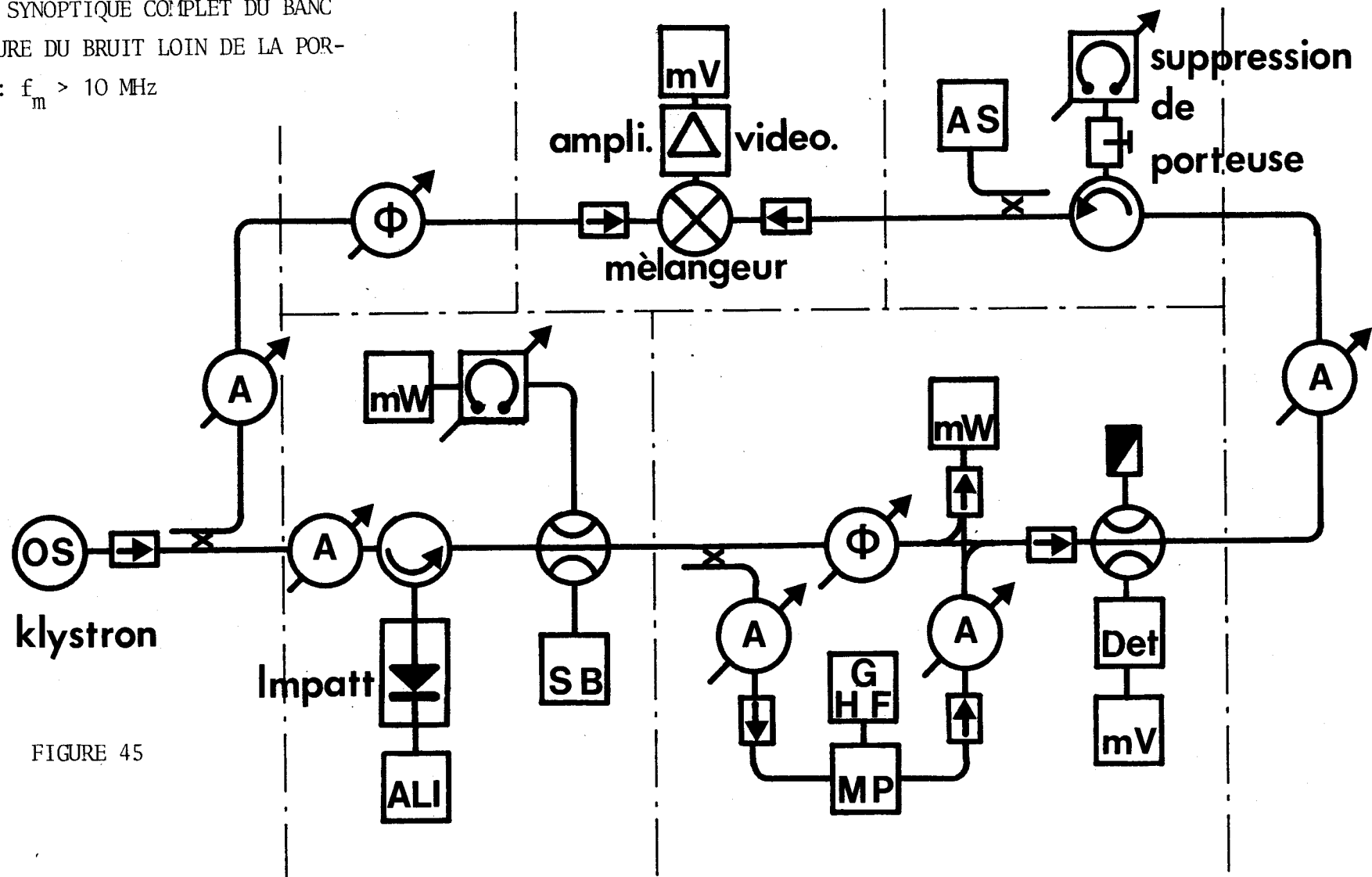


FIGURE 45



:atténuateur



:déphaseur

SB :source de bruit

mV :millivoltmètre

mW: — wattmètre



:ondemètre

MP :modulateur P.I.N

GHF:générateur HF

AS :analyseur de spectre

Son principe a été décrit en fait depuis de nombreuses années par Bosch et Gambling [89, (1961)]. Le schéma synoptique du banc de mesure complet est représenté fig. 45. Il a été réalisé dans notre laboratoire dès 1974, afin d'effectuer des mesures du bruit AM et FM d'un amplificateur à diode ATT [15, (1974)]. Il permet en fait de mesurer également le bruit AM et FM d'un oscillateur libre ou synchronisé loin de la porteuse.

Description générale du banc de mesure.

Le dispositif expérimental présenté fig. 45 comprend deux voies distinctes. Dans sa version "amplificateur" la puissance de la source hyperfréquence de référence (klystron VT 58) est partagée dans les deux voies à l'aide d'un coupleur. La première voie dite "voie référence" fournit la puissance d'oscillateur local nécessaire au bon fonctionnement d'un mélangeur équilibré du commerce (RHG type DM 1-12, puissance de l'oscillateur local 5-10 dBm, fréquence d'oscillateur local, 1-12 GHz, bande IF (10-200 MHz). La seconde voie dite "voie signal" constitue le signal d'entrée de l'amplificateur ou le signal synchronisant de l'oscillateur à diode ATT. A la sortie du dispositif étudié, la puissance de la porteuse est alors supprimée à l'aide d'un filtre de réjection identique à celui décrit précédemment. La suppression de porteuse obtenue dépasse 35 dB ce qui permet d'augmenter la puissance de bruit globale par rapport à celle de la porteuse. Les bandes latérales de bruit sont alors appliquées à la voie signal du mélangeur équilibré pour apparaître en fréquence intermédiaire dans la bande 10-200 MHz. Il est important de remarquer que la cavité ne déphase pas les bandes latérales d'intérêt puisque celles-ci se situent en dehors de la plage d'absorption. ($f_m \geq 10$ MHz, $B_c \leq 2$ MHz). C'est la différence fondamentale par rapport au premier banc de mesure décrit. La mesure de bruit AM et FM sera effectuée en réglant le déphasage à l'aide du déphaseur placé dans la voie référence. Au niveau du mélangeur équilibré, le déphasage entre voie signal et voie référence devra être égal à $n\pi$ pour la mesure du bruit AM et à $n\pi/2$ pour la mesure du bruit FM.

Le banc de mesure peut être utilisé pour mesurer le bruit AM et FM d'un oscillateur libre en remplaçant l'amplificateur hyperfréquence par un court-circuit et le klystron source de référence par l'oscillateur en essai.

Procédure d'étalonnage.

Lorsque l'on varie le déphasage entre voie signal et voie de référence on obtient alors à la fréquence intermédiaire f_m , un maximum et un minimum de tension détectée qui correspondent aux positions en phase et en quadrature c'est à dire aux bruits de modulation d'amplitude et de fréquence associés au dispositif testé. Pour déterminer quelle est la position en phase ou en quadrature, on rajoute une modulation cohérente suffisante dans la voie signal à l'aide du pont modulateur. Le fonctionnement et la procédure d'utilisation ont été décrites en détail par Goedbloed 30 . Dans notre cas, nous rajoutons une modulation d'amplitude cohérente i.e. on ajuste le déphasage de la voie directe du pont modulateur afin d'observer un maximum de tension détectée à la fréquence f_m , à la sortie du détecteur d'amplitude placé directement après le pont modulateur. On peut alors vérifier à la sortie IF du mélangeur équilibré que pour une des positions d'intérêt du déphaseur placé dans la voie référence, la tension IF détectée varie très peu par rapport à l'expérience sans modulation (cette position du déphasage correspond au bruit FM), et que pour l'autre position (située à $\pi/2$ de la précédente) la tension IF détectée augmente largement par rapport à l'expérience sans modulation (cette position du déphasage correspond donc au bruit AM).

L'étalonnage proprement dit, s'effectue en comparant la puissance de bruit délivrée par le dispositif étudié à celle produite par une source de bruit solide placée dans la voie signal. La température de bruit de la source utilisée est de 25 dB et est quasi constante dans la bande 1-12 GHz. La comparaison de la puissance de bruit AM ou FM et de la puissance de la porteuse se fait dans la voie signal au niveau de la source de bruit. En effet un commutateur permet de mesurer dans ce plan la puissance de la porteuse.

2.2. Cellules utilisées.

Afin de réaliser un oscillateur libre ou synchronisé, nous avons utilisé deux types de cellules hyperfréquences : une cellule de type Iglesias [90] et une cellule de type Kurokawa [91, 92].

La cellule Iglesias (fig. 46) est réalisée en structure coaxiale. Le diamètre du conducteur central est de 3 mm, celui du conducteur extérieur de 7 mm. L'impédance caractéristique de la ligne est alors égale à 50 Ω . La diode est placée à l'extrémité du conducteur central et est serrée dans une pince en cuivre. Un manchon enserre cette pince et est muni d'une circulation d'eau froide ce qui permet d'assurer une bonne évacuation thermique. Un ressort monté à l'autre extrémité du conducteur central, du côté de la fiche N assure une pression suffisante sur le chapeau de la diode.

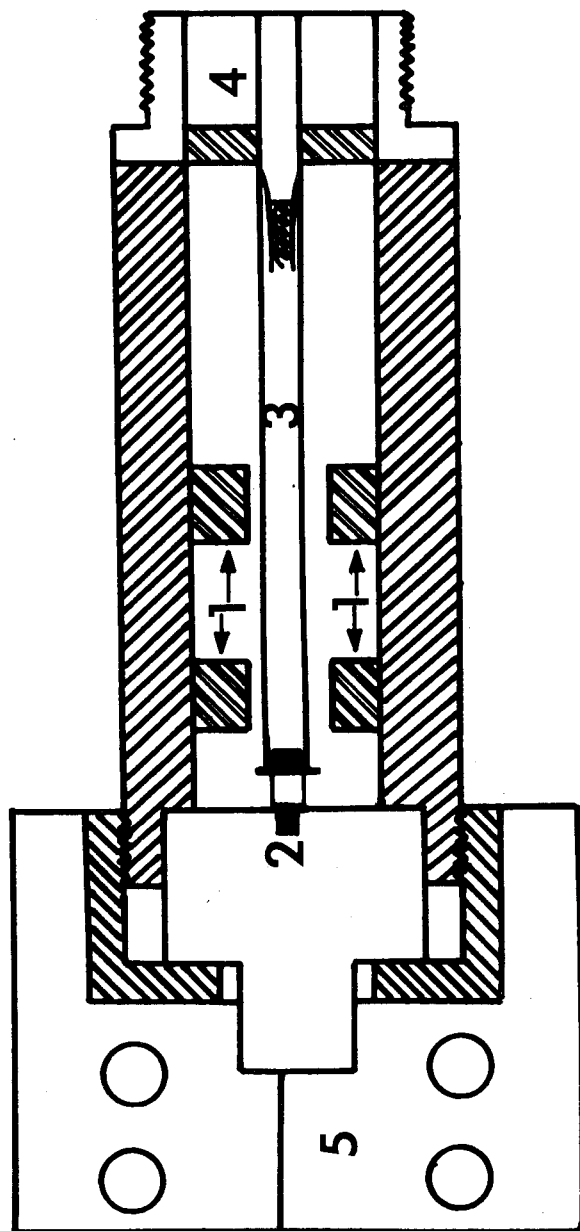
La transformation d'impédance nécessaire à la réalisation de la condition d'oscillation est obtenue à l'aide de deux slugs mobiles. Les slugs sont des bagues métalliques isolées par une mince pellicule de téflon d'épaisseur 1/10 mm. Le déplacement des slugs est rendu possible grâce à une fente de 5/10 mm faite sur le conducteur extérieur.

Ce type de structure permet d'obtenir d'une manière simple des impédances de charge suffisamment faibles et continuellement variables. Les coefficients de qualité extérieur associés sont assez faibles et varient de 10 à 300 environ.

Pour obtenir des coefficients de qualités plus élevés, il est nécessaire d'utiliser une structure en guide. La cellule Kurokawa, originellement décrite pour obtenir un accord en fréquence fixe, combine les configurations coaxiales et guides.

Une configuration bande x de l'oscillateur est représentée fig. 47. La diode est placée à l'extrémité d'une ligne coaxiale d'impédance caractéristique 50 Ω . Celle-ci est couplée par le côté d'une cavité en guide à coefficient de qualité élevé et résonant en mode TE 101.

L'autre côté de la ligne coaxiale est formée sur une charge dissipative. Pour optimiser le rendement de la structure hyperfréquence, un slug $1/4 \lambda_g$ est



- 1 slugs
- 2 diode
- 3 conducteur central
- 4 fiche N
- 5 refroidisseur

FIGURE 46

STRUCTURE COAXIALE UTILISEE

(IGLESIA3)

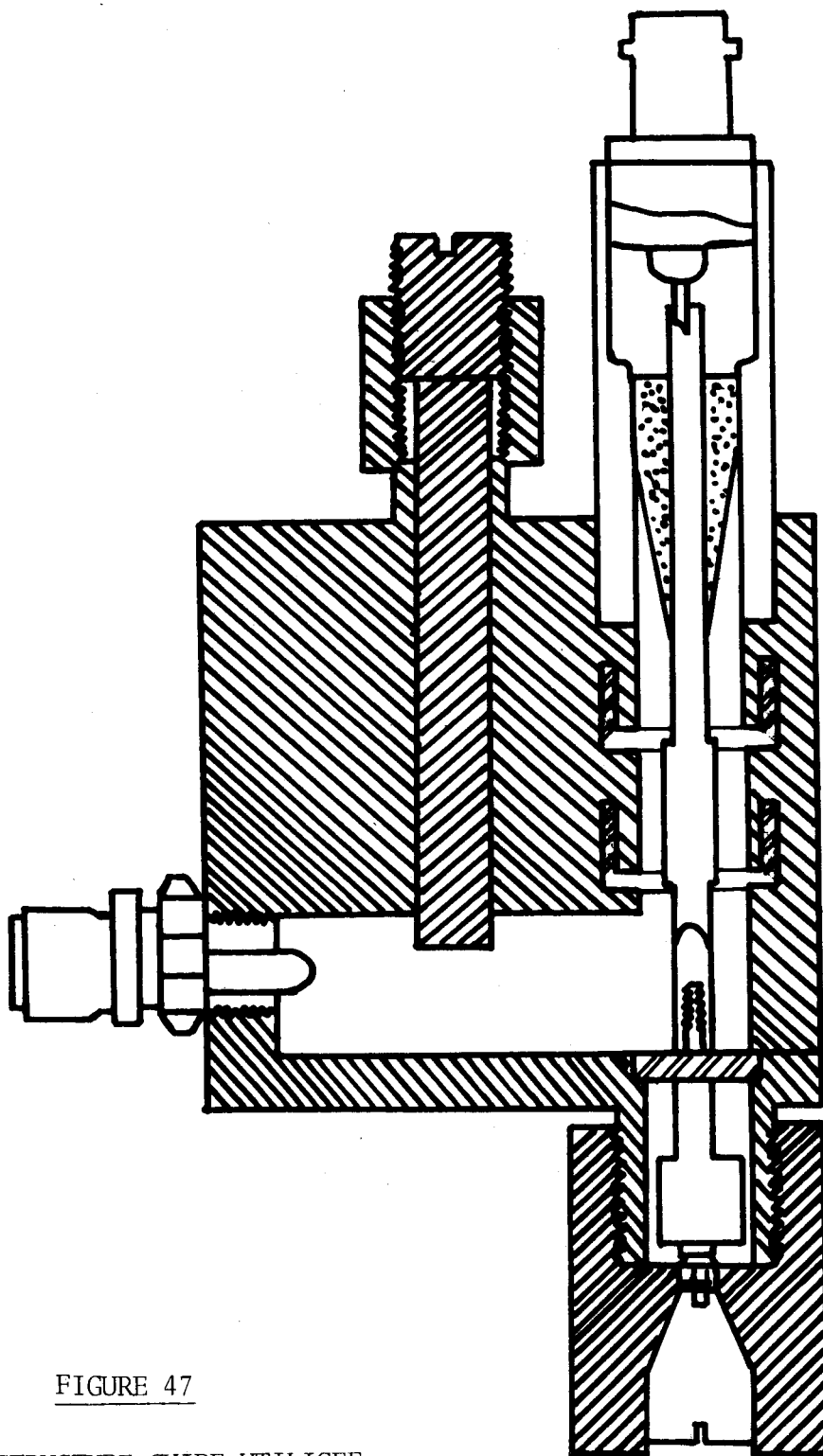


FIGURE 47

STRUCTURE GUIDE UTILISEE

(KUROKAWA)

placé directement à la suite de la diode. Le couplage oscillateur-circuit de charge est réalisé à l'aide d'une boucle située à l'opposé de la jonction coaxial-guide. Cette structure permet d'obtenir des puissances élevées ou de réaliser des oscillateurs à faible bruit [93]. L'emploi d'une ligne coaxiale fermée sur une charge dissipative permet d'éviter des oscillations parasites souvent rencontrées dans une structure Iglesias [94]. La version à accord fixe peut être modifiée en incluant un filtre rejeteur de bande, de structure coaxiale qui permet d'éliminer l'effet de la charge dissipative dans la bande du filtre ; on obtient ainsi une bande d'accord plus large (1-2 GHz). L'accord de la cavité en guide est obtenu grâce à un barreau cylindrique en alumine plongeant dans la cavité. On trouvera des informations plus détaillées concernant cette structure en Ref. [95, 96].

Les mesures en amplificateur ont été faites dans une structure self résonant [97]. La diode est placée à l'extrémité du conducteur central d'une cellule coaxiale. Le circuit de charge est constitué par les éléments parasites du boîtier (F47) et d'une résistance pure R_L . Cette dernière est obtenue à l'aide d'une transition conique de longueur suffisante qui amène l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale (50Ω) à la valeur R_L désirée. Un tel circuit est simple et bien défini dans une large bande de fréquences. Il permet de construire des amplificateurs à diode ATT en bande x pour le boîtier F47.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR DES STRUCTURES PRESENTANT UN COURANT DE SATURATION FAIBLE.

3.1. Etude en fonction de l'écart à la porteuse f_m .

Nous nous intéressons tout d'abord à l'étude des spectres de bruit de modulation d'amplitude et de fréquence en fonction de la fréquence de mesure f_m , pour les trois modes de fonctionnement étudiés.

La figure 48 représente le rapport de la puissance de bruit AM et FM à la puissance de la porteuse pour un oscillateur à diode ATT à faible coefficient de surtension. La cellule utilisée est du type Iglesias. L'oscillateur libre est

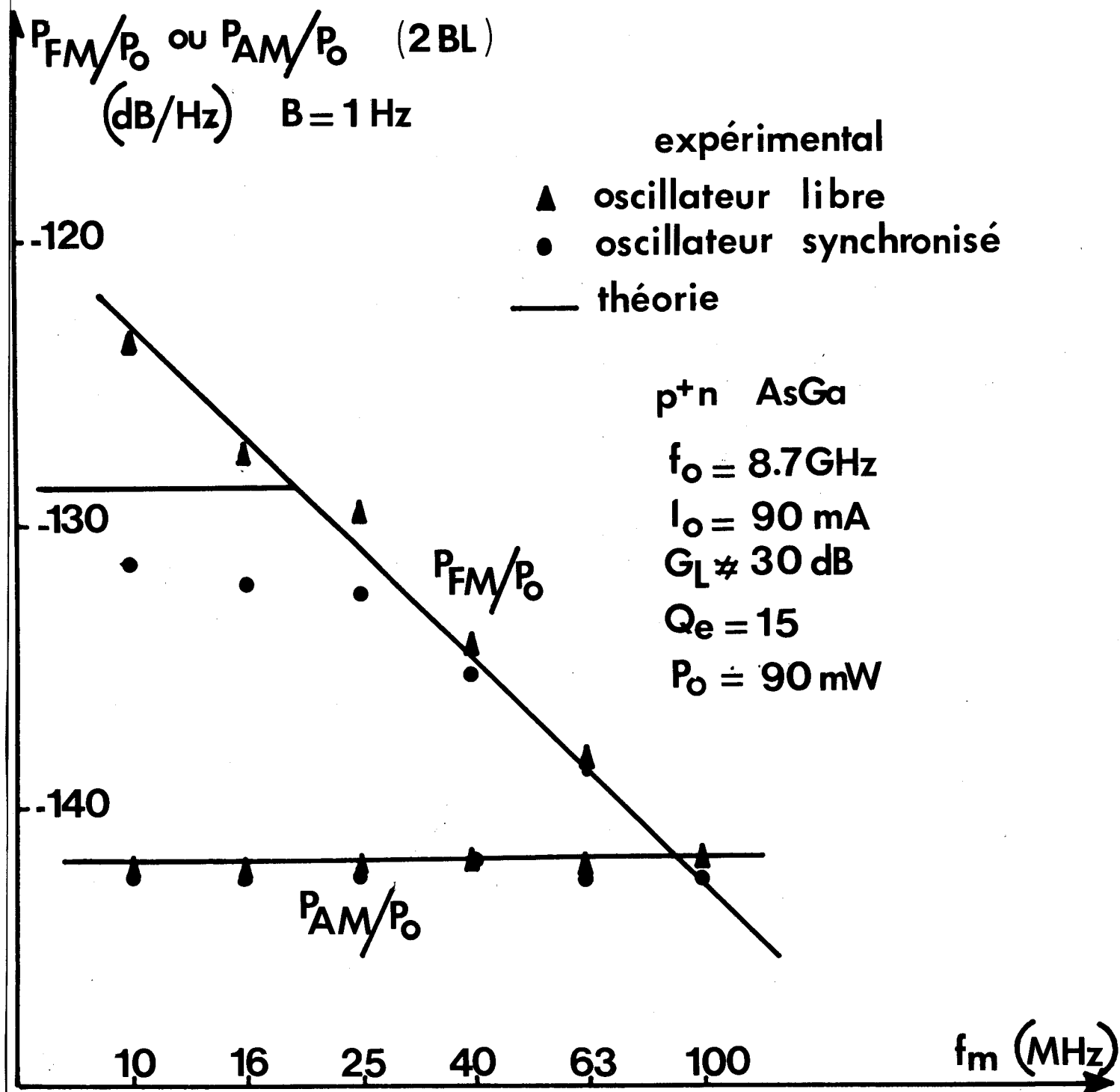


FIGURE 48

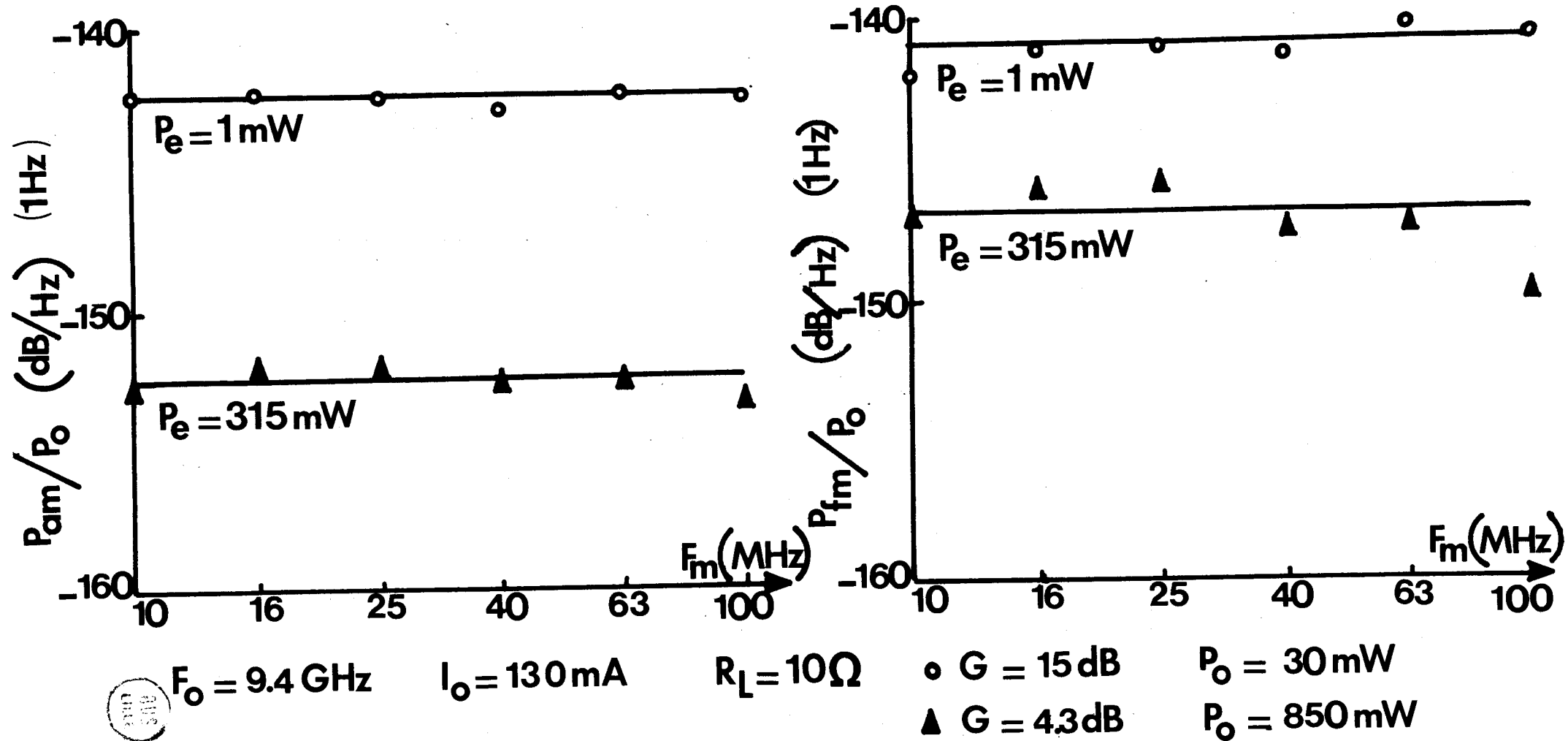
PUISSANCE DE BRUIT AM ET FM SUR
 PUISSANCE DE LA PORTEUSE EN FONCTION DE L'ECART A LA
 PORTEUSE f_m POUR UN OSCILLATEUR LIBRE ET SYNCHRONISE
 COMPARAISON AVEC LA THEORIE (STRUCTURE A)

Amplificateur - jonction P⁺N As Ga

FIGURE 49

PUISSANCE DE BRUIT AM ET FM SUR

PUISSANCE DE LA PORTEUSE EN FONCTION DE L'ECART A
LA PORTEUSE f_m POUR UN AMPLIFICATEUR STABLE



caractérisé par un spectre AM plat et un spectre FM en $1/f_m^2$ (la déviation de fréquence efficace Δf_{rms} est plate). Lorsque cet oscillateur est légèrement synchronisé à l'aide d'un klystron (VT 58), le spectre AM n'est pas modifié sensiblement et le spectre FM devient indépendant de la fréquence f_m dans une bande de l'ordre de 25 MHz. Pour des fréquences f_m plus élevées, on retrouve alors le spectre de l'oscillateur libre. Ces résultats expérimentaux sont en accord avec les lois théoriques présentées dans le chapitre précédent.

Pour cette expérience la bande de synchronisation mesurée est voisine de 18 MHz c'est à dire très voisine de la bande où on constate une amélioration du bruit FM. Les résultats expérimentaux précédents sont bien décrits à l'aide du modèle théorique présenté en Annexe (Structure A).

Dans le cas d'un amplificateur à diode ATT stable (fig. 47), les spectres de bruit AM et FM sont blancs. Ce résultat se justifie facilement si l'on compare un amplificateur à un oscillateur synchronisé caractérisé par une bande de synchronisation très large. Par ailleurs, il doit être souligné que pour les trois modes de fonctionnement, la puissance de bruit AM est toujours inférieure à la puissance de bruit FM.

3.2. Etude en fonction de la puissance de sortie.

La figure 50 présente la mesure de bruit FM et la mesure de bruit AM en fonction de la puissance de sortie en amplificateur self résonant (cellule coaxiale à cône). On travaille ainsi à charge, courant et fréquence constants. Le coefficient de non linéarité D_1 augmente avec la puissance incidente^x.

x Nous devons remarquer que pour obtenir la mesure de bruit AM, nous avons utilisé le gain en puissance de l'amplificateur et non le gain AM défini précédemment dans la partie théorique. La mesure de bruit AM réelle est donc supérieure à celle représentée fig. 50, puisque $G_{AM} < G_o$. Si l'on veut mesurer réellement M_{AM} , il est nécessaire pour un amplificateur de moduler en amplitude la source incidente et de mesurer l'indice de modulation d'amplitude résultant à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur.

FIGURE 50

MESURE DU BRUIT AM ET FM
EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE SORTIE POUR UN
AMPLIFICATEUR SELF RESONANT. COMPARAISON AVEC
LA THEORIE (STRUCTURE B)

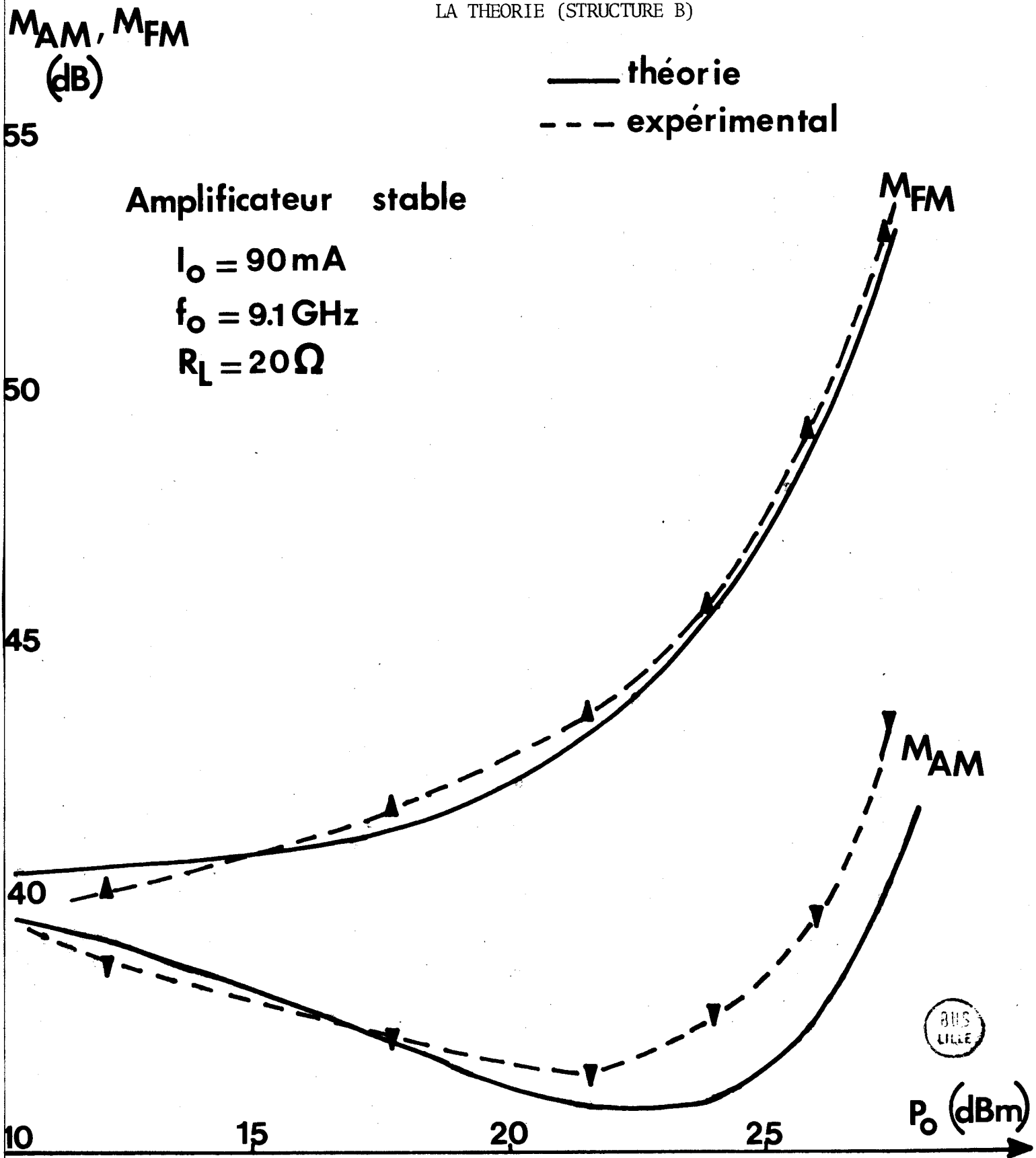
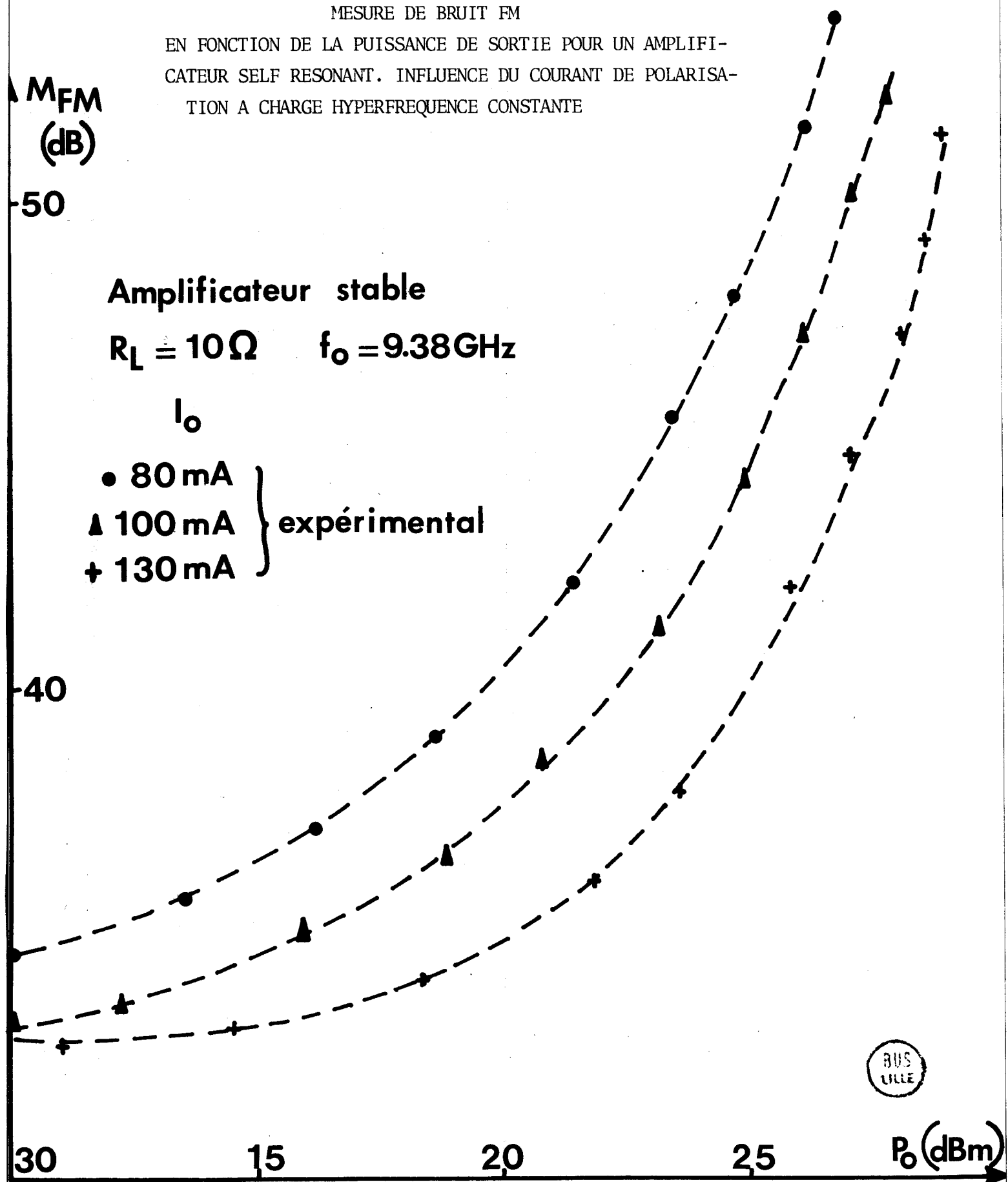


FIGURE 51

MESURE DE BRUIT FM

EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE SORTIE POUR UN AMPLIFI-
CATEUR SELF RESONANT. INFLUENCE DU COURANT DE POLARISA-
TION A CHARGE HYPERFREQUENCE CONSTANTE



M_{FM} (dB)
60

R_L	I_o	f_o
● 5Ω	35mA	8.7 GHz
▲ 7.5Ω	43mA	8.8 GHz
+ 10Ω	70mA	8.7 GHz

Amplificateur stable
expérimental

50

40

FIGURE 52

MESURE DU BRUIT FM EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE
SORTIE POUR UN AMPLIFICATEUR SELF RESONANT. INFLUENCE
DE LA CHARGE HYPERFREQUENCE.



10

15

20

25

P_o (dBm)

On retrouve les allures théoriques présentées précédemment. Pour une faible puissance de sortie les mesures de bruit AM et FM sont voisines. Pour des puissances plus élevées la mesure de bruit FM croît d'une manière monotone ; la mesure de bruit AM passe d'abord par une valeur minimum avant de croître ensuite pour les puissances de sortie maximales. Une bonne comparaison expérience-théorie est obtenue à l'aide de la structure B (Annexe).

Nous présentons fig. 51 et 52 des résultats expérimentaux pour la mesure de bruit FM en amplificateur self résonant. Dans la première expérience (fig. 51), la charge hyperfréquence est constante et le courant de polarisation est un paramètre. L'amplificateur est stable c'est à dire que la valeur maximale du courant de polarisation (130 mA) est légèrement inférieure au courant de départ de l'oscillation (I_{st}). Dans la seconde expérience (fig. 52), la charge hyperfréquence et le courant de polarisation sont tous deux des paramètres. Le courant de fonctionnement est de même légèrement inférieur à I_{st} .

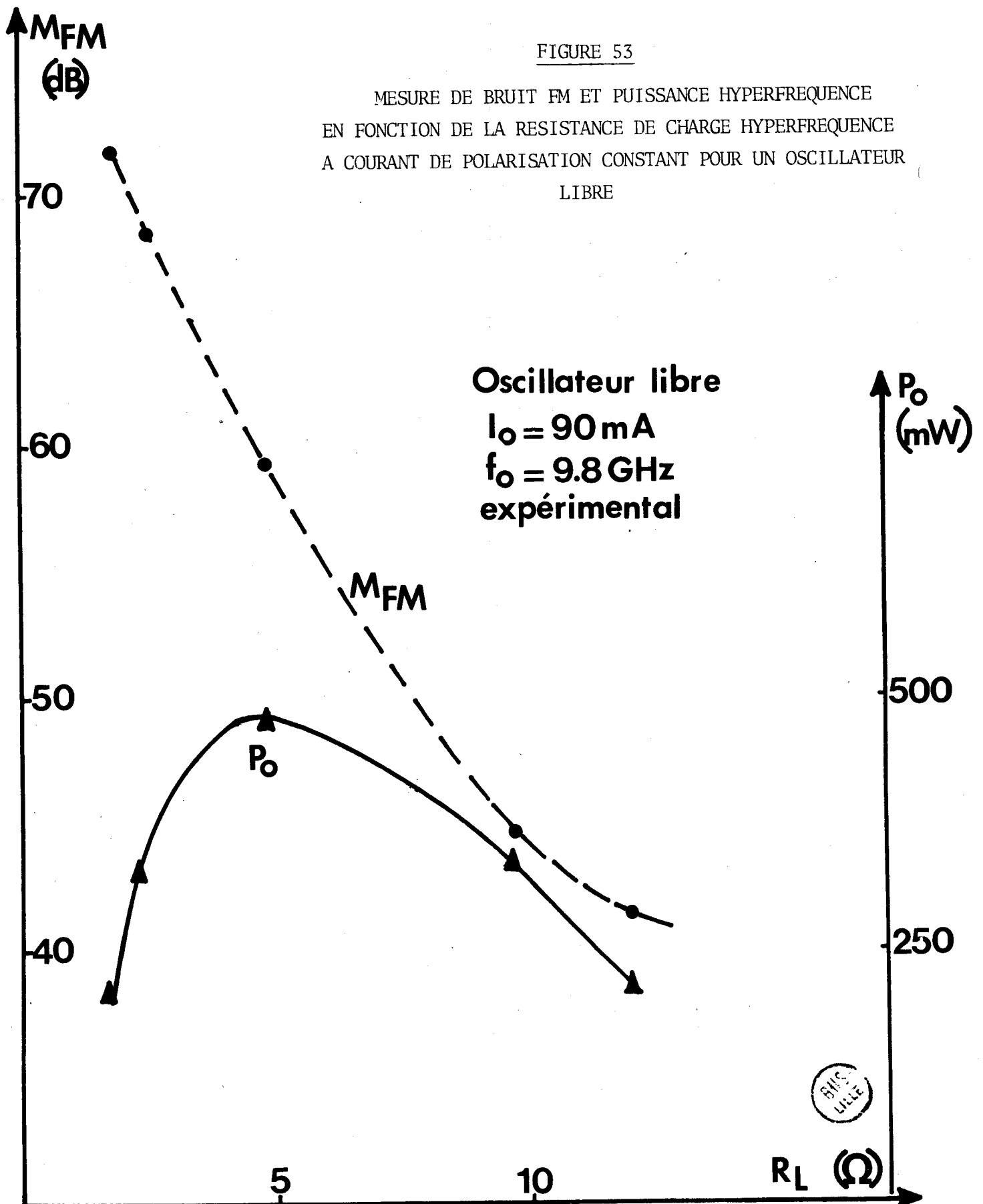
Pour les faibles puissances de sortie la mesure de bruit FM dépend très peu du courant de polarisation. Elle croît d'autant plus vite que la charge ou le courant est faible. Pour obtenir le meilleur compromis puissance-bruit FM, il est souhaitable de travailler à courant maximal et donc à charge hyperfréquence élevée dans un fonctionnement en amplificateur stable. En effet, en opérant de cette manière, le gain de l'amplificateur conserve une valeur élevée dans une plus large gamme de puissance incidente ; il en résulte donc une puissance de sortie plus importante pour une non linéarité identique. Remarquons par ailleurs que le gain linéaire associé à ces expériences reste du même ordre de grandeur (15-20 dB).

3.3. Etude en fonction de la résistance de charge R_L à fréquence et courant continu fixes.

Cette étude a été effectuée à l'aide de la cellule Kurokawa modifiée décrite précédemment. Il est possible de faire varier la résistance de charge vue par la diode en changeant le slug placé au voisinage de celle-ci. La variation

FIGURE 53

MESURE DE BRUIT FM ET PUISSANCE HYPERFREQUENCE
EN FONCTION DE LA RESISTANCE DE CHARGE HYPERFREQUENCE
A COURANT DE POLARISATION CONSTANT POUR UN OSCILLATEUR
LIBRE



de fréquence résultant de cet échange est compensée en déplaçant le barreau d'alumine. On peut alors conserver une fréquence d'oscillation constante. Pour chaque slug utilisé on mesure la puissance, le bruit et le coefficient de qualité extérieure puis la résistance de charge à l'aide de l'analyseur de réseaux Hewlett Puckard.

Nous donnons fig. 53 les variations de la puissance hyperfréquence et de la mesure de bruit FM en fonction de la résistance de charge. Lorsque la résistance de charge décroît, la puissance délivrée augmente, passe par un maximum et décroît ensuite. La mesure de bruit FM par contre est continuellement croissante. La diminution de la charge R_L est équivalente à l'augmentation du paramètre de non linéarité D_1 .

En conséquence, les allures observées sont en accord avec les résultats théoriques : augmentation monotone du bruit avec D_1 , puissance maximale obtenue pour $R_D + R_S + R_{HF} = R_L$, R_S et R_{HF} étant respectivement la résistance série de la diode et la résistance de pertes du circuit hyperfréquence. Ces résultats sont classiques et ont été publiés par ailleurs Cowley et al [43, (1970)] Perichon [13, (1971)].

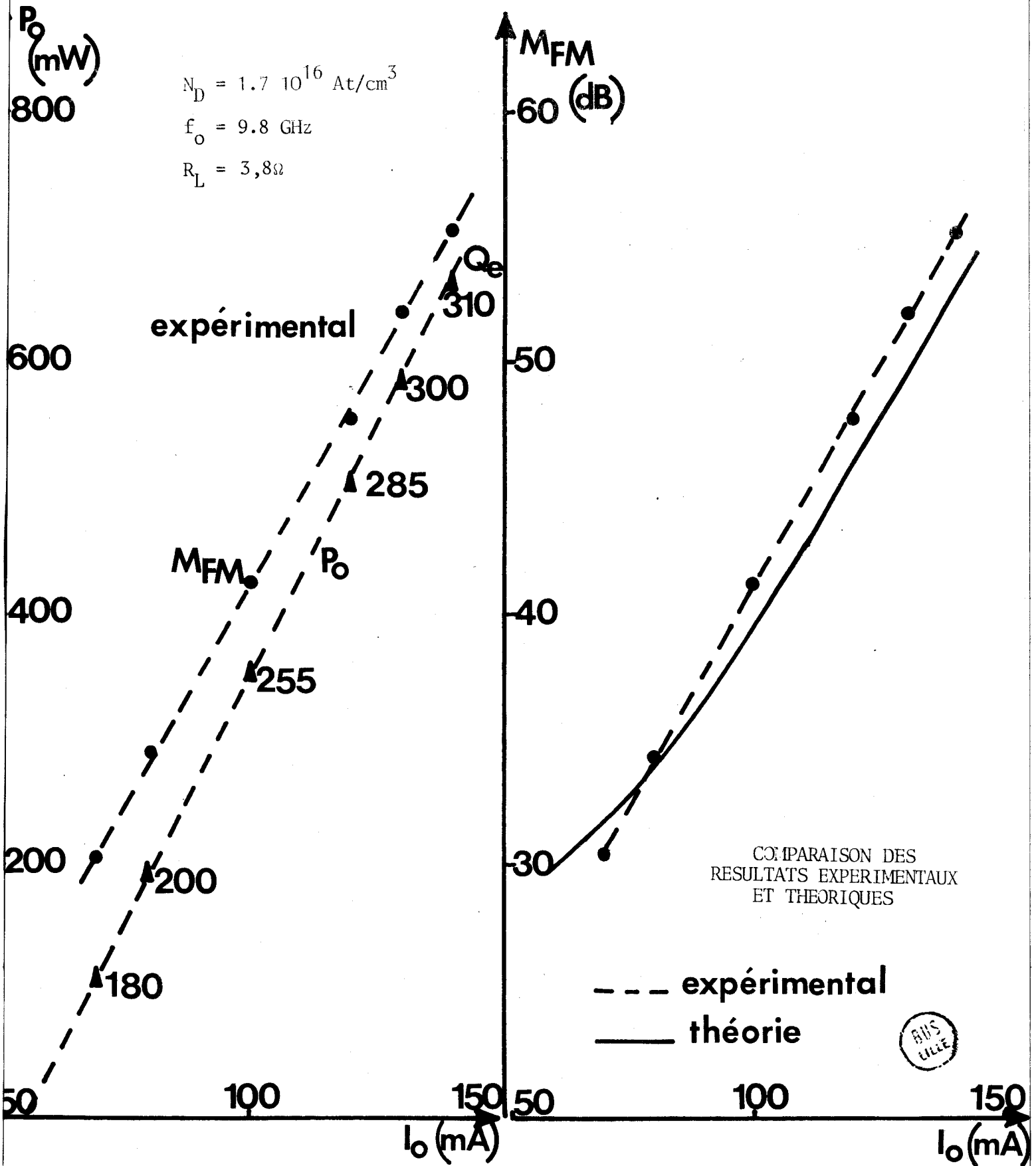
3.4. Etude à charge fixe en fonction du courant.

Un autre façon de mettre en évidence l'augmentation du bruit en fonction de la puissance hyperfréquence consiste à étudier un oscillateur en fonction du courant continu. L'impédance de charge hyperfréquence est alors constante et la variation de la fréquence d'oscillation est typiquement inférieure à 1 %. Un exemple est donné fig. 54. Nous y avons représenté la puissance hyperfréquence P_0 et la mesure de bruit FM en fonction du courant de polarisation. La cellule utilisée est du type Kurokawa modifiée. La diode ATT est une jonction p^+n au GaAs à profil de dopage constant. Lorsque le courant I_0 dépasse le courant de départ (I_{start}) de l'oscillation la puissance et le bruit FM croissent tous deux rapidement. On obtient une mesure de bruit voisine de 50 dB pour une puissance de sortie de 600 mw à 130 mA.

FIGURE 54-55

MESURE DE BRUIT FM ET PUISSANCE HYPERFREQUENCE EN FONCTION
DU COURANT CONTINU, A RESISTANCE DE CHARGE HYPERFREQUENCE
CONSTANTE POUR UN OSCILLATEUR LIBRE.

Structure C jonction p^+n



Ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec les résultats théoriques obtenus à partir de la structure C (fig. 55, Annexe). La valeur du courant de saturation choisie pour le modèle théorique est de 1nA.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR DES STRUCTURES PRESENTANT UN COURANT DE SATURATION ELEVE

Les résultats expérimentaux précédents ont été obtenus pour des structures à profil de dopage constant ou hi-lo, présentant un champ électrique continu en tête relativement faible. Pour un ensemble de structures hi-lo, à fort champ en tête, les résultats obtenus se présentent de façon fort différente et nous allons montrer qu'ils peuvent être expliqués en incluant, dans notre modèle théorique, un courant de saturation important.

4.1. Etude à charge fixe en fonction du courant.

Nous avons reconduit l'étude à charge fixe en fonction du courant de polarisation (chap. III § 3-4), pour une structure barrière métal semiconducteur en GaAs de profil hi-lo (hi : $1,5 \cdot 10^{17}$ At/cm³, lo : $5,5 \cdot 10^{15}$ At/cm³). La puissance hyperfréquence et la mesure de bruit FM obtenues sont représentées fig. 56.

Contrairement aux résultats précédents (fig. 54), la mesure de bruit FM n'est plus une fonction monotone croissante du courant ou de la puissance. Pour des courants continus faibles, la mesure de bruit FM augmente d'abord, puis pour des courants continus moyens, devient approximativement constante et finalement décroît très légèrement pour les courants continus les plus élevés.

Ces résultats expérimentaux sont comparés aux résultats donnés par notre modèle théorique. Les différents paramètres nécessaires au calcul sont rassemblés en Annexe (structure D). Les résultats expérimentaux et théoriques sont confrontés fig. 57. Pour obtenir un accord satisfaisant, il est nécessaire d'ajuster la valeur du courant de saturation pour chaque courant continu tout en conservant une résistance de charge approximativement constante. La courbe théorique

Structure D barrière Hi - Lo

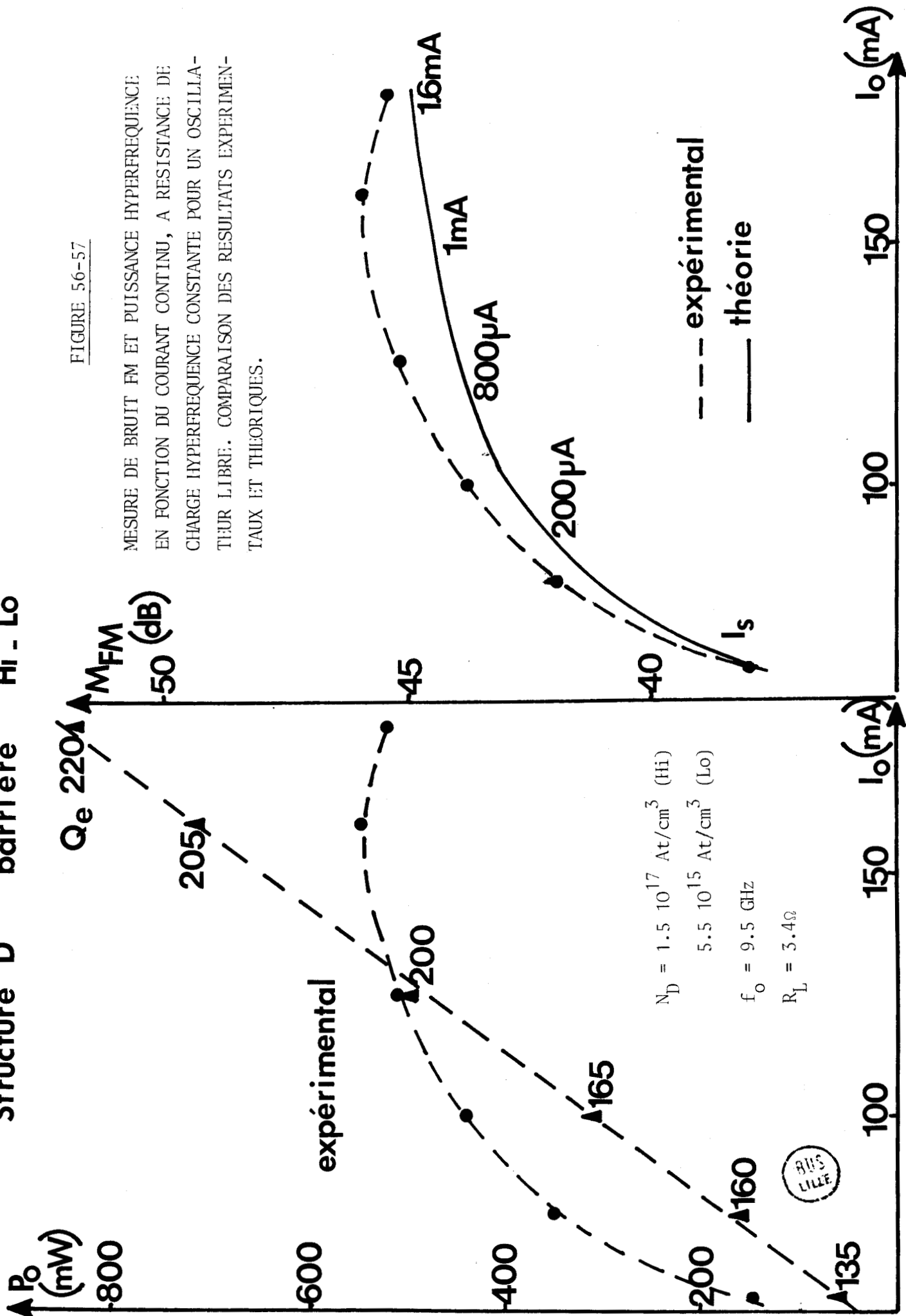


FIGURE 56-57

MESURE DE BRUIT FM ET PUISSANCE HYPERFREQUENCE EN FONCTION DU COURANT CONTINU, A RESISTANCE DE CHARGE HYPERFREQUENCE CONSTANTE POUR UN OSCILLATEUR LIBRE. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES.



représentative de la mesure de bruit FM (fig. 57) est donc paramétrée en valeur du courant de saturation. On doit remarquer que pour les faibles courants continus l'estimation du courant de saturation est délicate puisque la mesure de bruit FM dépend très peu de I_s . Par contre, pour des courants plus élevés l'estimation est alors significative. Par ailleurs on observe que la valeur du courant de saturation qu'il est nécessaire de choisir croît avec le courant continu ce qui illustre l'élévation de la température de fonctionnement quand I_0 croît.

La saturation du bruit FM, pour une structure hi-lo s'accompagne d'une part d'un effet de redressement important caractéristique des diodes haut-rendement [48] et d'autre part d'une saturation du bruit basse fréquence qui a d'ailleurs été prévue théoriquement (fig. 32). Nous aurons l'occasion de revenir sur ce dernier effet dans la suite du développement.

Les deux expériences précédentes nous permettent alors de conclure que le bruit FM associé à la jonction p + n AsGa et à la barrière hi-lo AsGa sont respectivement bien décrits par les modèles théoriques à courant de saturation faible et élevé.

4.2. Origine physique du courant de saturation équivalent.

La présence d'un courant de saturation équivalent permettant d'expliquer les variations expérimentales de la mesure de bruit FM peut avoir différentes origines : émission thermoionique pure, émission tunnel assistée thermiquement [48] ou injection de porteurs liée au phénomène d'ionisation dans la zone de transit [49].

Pour faire un choix parmi les différents mécanismes proposés, il nous semble utile de faire remarquer que le comportement résultant de la présence d'un courant de saturation élevé n'a été observé jusqu'à présent que pour des barrières métal semiconducteur AsGa à profil de dopage hi-lo [48, 50] ou lo-hi-lo [52]. Dans ces structures, le concept de zone d'avalanche reste bien significatif et il est peu probable que l'on puisse expliquer la présence d'un courant de saturation élevé à l'aide du phénomène d'ionisation dans la zone de transit.

Pour les deux autres types d'injection, nous nous proposons de calculer un ordre de grandeur afin d'explicitier notre choix.

En polarisation inverse, la densité de courant liée à une émission thermoionique pure s'exprime à l'aide de la relation classique.

$$(101) \quad J_{So} = A^* T^2 \exp \left[- \frac{q}{kT} E'_B \right]$$

où A^* est la constante de Richardson, E'_B la hauteur de barrière, les autres paramètres ayant ici leur signification habituelle.

Pour l'arséniure de gallium, $A^* \approx 8.4 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$ et pour une barrière $P_t - \text{AsGa}$, $E'_B \approx 0.89 \text{ V}$, ce qui donne pour J_{So} à 400° K

$$J_{So} \approx 9.2 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$$

Si on tient compte à présent de l'effet de force image, la densité de courant inverse devient

$$(102) \quad J_S = J_{So} \exp \left[\frac{q}{kT} \left(\frac{q}{4\pi\epsilon} \right)^{1/2} \left(\frac{2qN_D}{\epsilon} V \right)^{1/4} \right]$$

où N_D est le dopage de la région hi et V la tension équivalente appliquée.

En prenant $N_D = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$ et $V = 10 \text{ V}$ on obtient alors à 400° K

$$J_S \approx 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$$

Pour la structure D, précédemment étudiée, ce résultat correspond alors à un courant de saturation de l'ordre de 20 nA, valeur tout à fait insuffisante pour rendre compte des effets observés.

En polarisation inverse, la densité de courant liée à une émission tunnel assistée thermiquement est donnée par exemple par la relation approchée suivante, dérivée du travail de Padovani et Stratton [98]

$$(103) \quad J_t \approx J_o \exp \left[- \frac{q}{kT} \mu E_B \right] \exp \left[\frac{q}{kT} (1-\mu)V \right]$$

où
$$J_0 \neq 4 \left(\frac{\pi q k T}{h^2} \right)^{3/2} m^* (xV)^{1/2}$$

$$\mu = \hbar x / x$$

(104)
$$x = qh \left(\frac{N_D}{\epsilon m^*} \right)^{1/2} / 4\pi k T$$

Dans ces relations E_B est la hauteur de barrière en présence de tension inverse appliquée, les autres paramètres conservant leur signification habituelle.

En prenant $E_B = 0.8$ V pour tenir compte de l'abaissement de la hauteur de barrière en polarisation inverse, $m^* = 0.07$ m, $N_D = 1.5 \cdot 10^{17}$ At/cm³ et $V = 10$ V on obtient pour J_t à 400° K

$$J_t \neq 1.8 \text{ A/m}^2$$

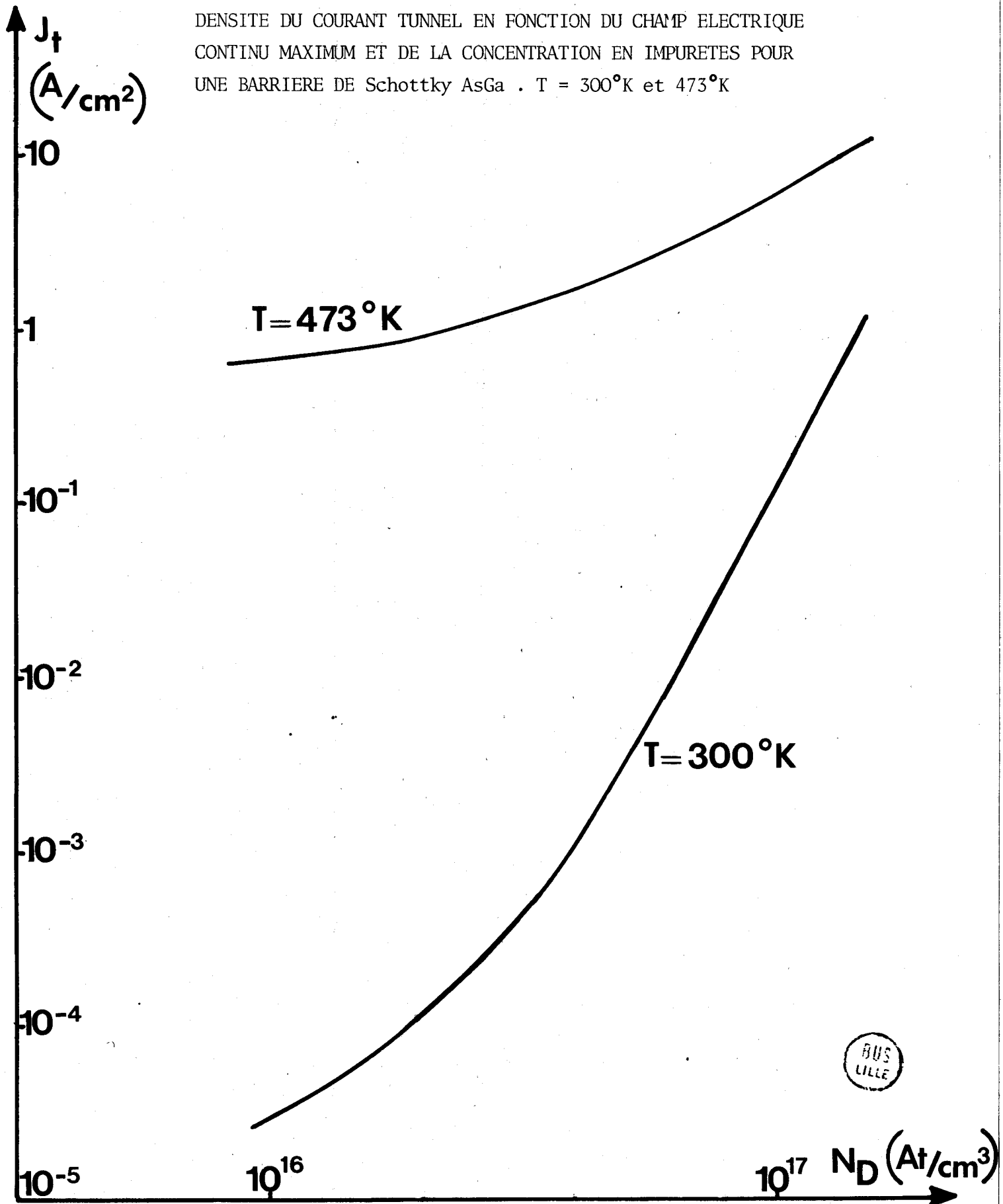
Soit pour la structure D, un courant inverse de l'ordre de 300 μ A.

Il paraît donc possible d'expliquer nos résultats par la présence d'un courant tunnel assisté thermiquement. Ce phénomène a été étudié en détail par Chive et Kennis [69, 99] à partir de la théorie de Padovani et Stratton [98]. L'amplitude du courant injecté dépend en toute rigueur du champ électrique hyperfréquence dans un fonctionnement grand signal et on peut se demander dans quelle mesure le fait d'identifier ce courant tunnel à un courant de saturation indépendant du temps est justifié. Nous avons montré, (chap. II §4.4.) que le courant de bruit résultant des créations de paires électron-trou dépendait principalement de la valeur du courant de conduction au voisinage du début du cycle, c'est à dire à un moment où le courant de conduction est voisin de son minimum et le champ électrique voisin de sa valeur continue. En première approximation, nous pouvons donc assimiler cette valeur instantanée du courant tunnel à la valeur utilisée pour le courant de saturation dans notre modèle.

La validité de cette hypothèse peut d'ailleurs être vérifiée d'une autre façon. En effet, lorsque l'on calcule numériquement l'admittance non linéaire, la puissance hyperfréquence ou le rendement soit avec un courant tunnel dépendant du

FIGURE 58

DENSITE DU COURANT TUNNEL EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE
CONTINU MAXIMUM ET DE LA CONCENTRATION EN IMPURETES POUR
UNE BARRIERE DE Schottky AsGa . $T = 300^{\circ}\text{K}$ et 473°K



temps, soit avec un courant de saturation équivalent, on obtient des résultats peu différents [69]

Nous présentons alors fig. 58 les résultats obtenus par Chive et Kennis [69] pour la densité de courant tunnel en fonction de la densité de charges fixes pour une barrière Schottky AsGa et pour les températures de 300°K et 473°K. Ces résultats ont été établis en supposant que le courant tunnel ne dépendait en première approximation que du champ maximum E_{max} à l'interface métal-semiconducteur . En effet, sur les faibles épaisseurs franchissables par effet tunnel, on peut toujours considérer que le champ est constant quelque soit le profil réel de la diode étudiée. On peut alors remarquer que la densité de courant tunnel est fort dépendante de la température et du dopage. En particulier, la valeur de ce courant tunnel ne devient importante que pour des températures et des dopages élevés. En pratique, son influence ne pourra donc être observée que pour des structures hi-lo et lo-hi-lo et à des températures de fonctionnement élevées. Par ailleurs, nous pensons que les résultats expérimentaux présentés par Statz et al [52] peuvent s'expliquer également à partir d'un courant tunnel. En effet, on peut remarquer que les résultats présentés, relatifs aux diodes lo-hi-lo A et B sont assez différents, la diode A présentant un courant de saturation équivalent plus élevé que la diode B et par conséquent une mesure de bruit plus faible. La diode A possède son pic de dopage à une distance de 0.2 μm de l'interface métal-semiconducteur, la diode B à une distance de 0.38 μm . Il en résulte que la diode A présente un champ électrique maximum en tête plus élevé que celui de la diode B, ce qui facilite le passage d'un courant d'origine tunnel. Cette première discussion montre que l'existence d'un courant tunnel assisté thermiquement est tout à fait plausible dans ce genre de structure. D'autres informations peuvent être obtenues expérimentalement à partir de la caractéristique inverse $I(V)$, et du comportement du bruit basse fréquence en régime non linéaire (fig. 32).

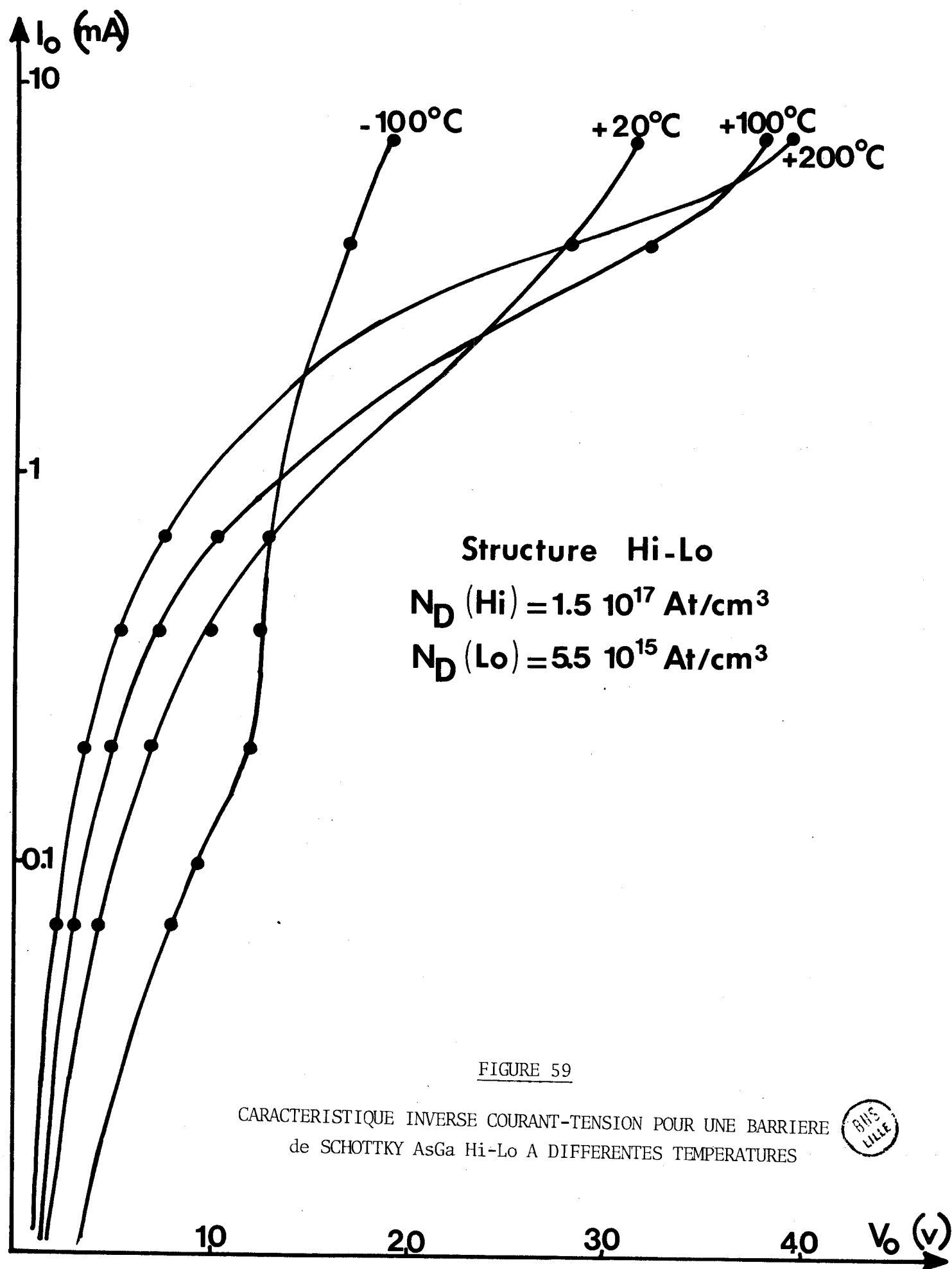


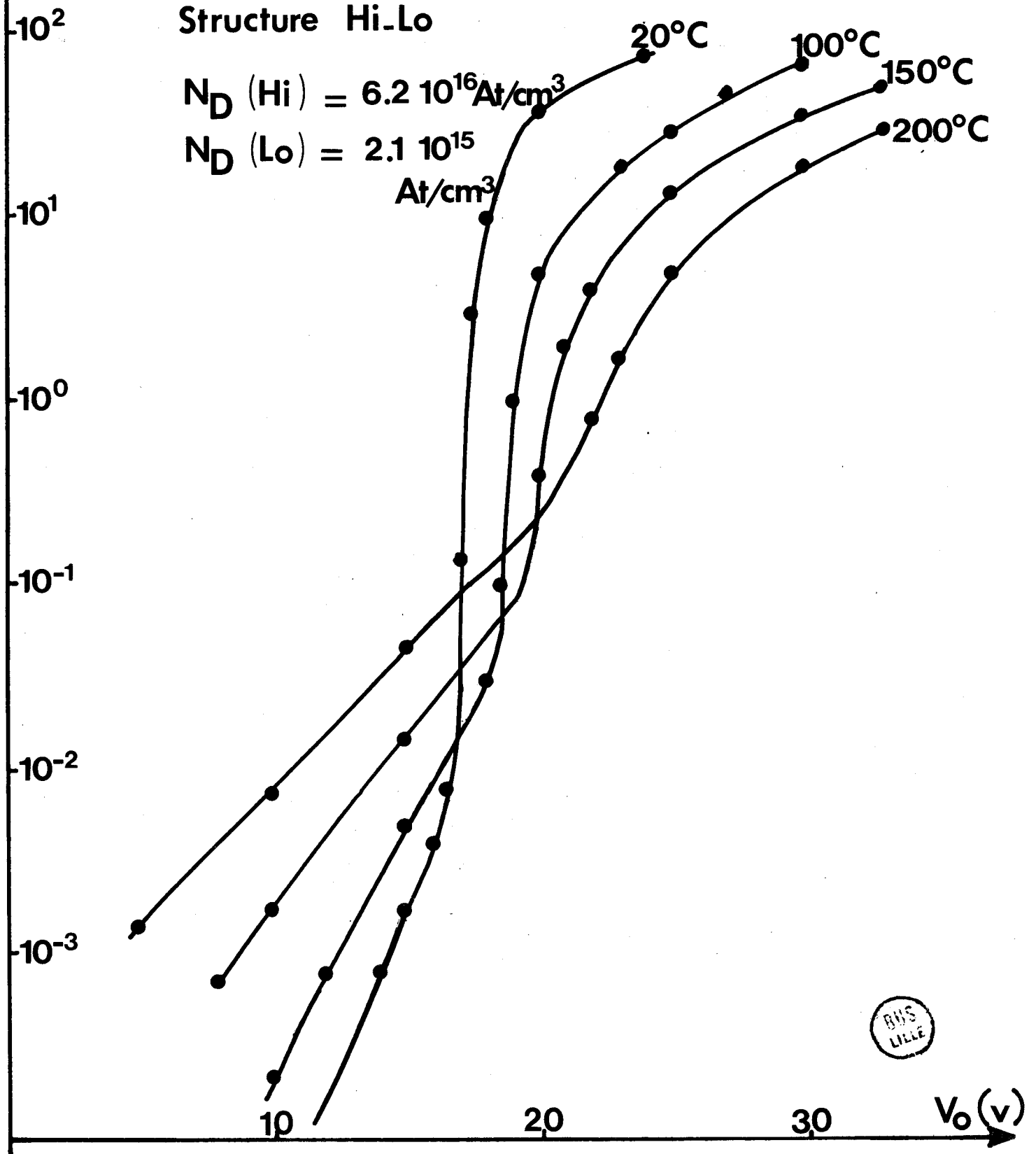
FIGURE 60

CARACTERISTIQUE INVERSE COURANT-TENSION POUR UNE BARRIERE
DE SCHOTTKY AsGa Hi-Lo A DIFFERENTES TEMPERATURES

Structure Hi-Lo

$$N_D (\text{Hi}) = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$$

$$N_D (\text{Lo}) = 2.1 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$$



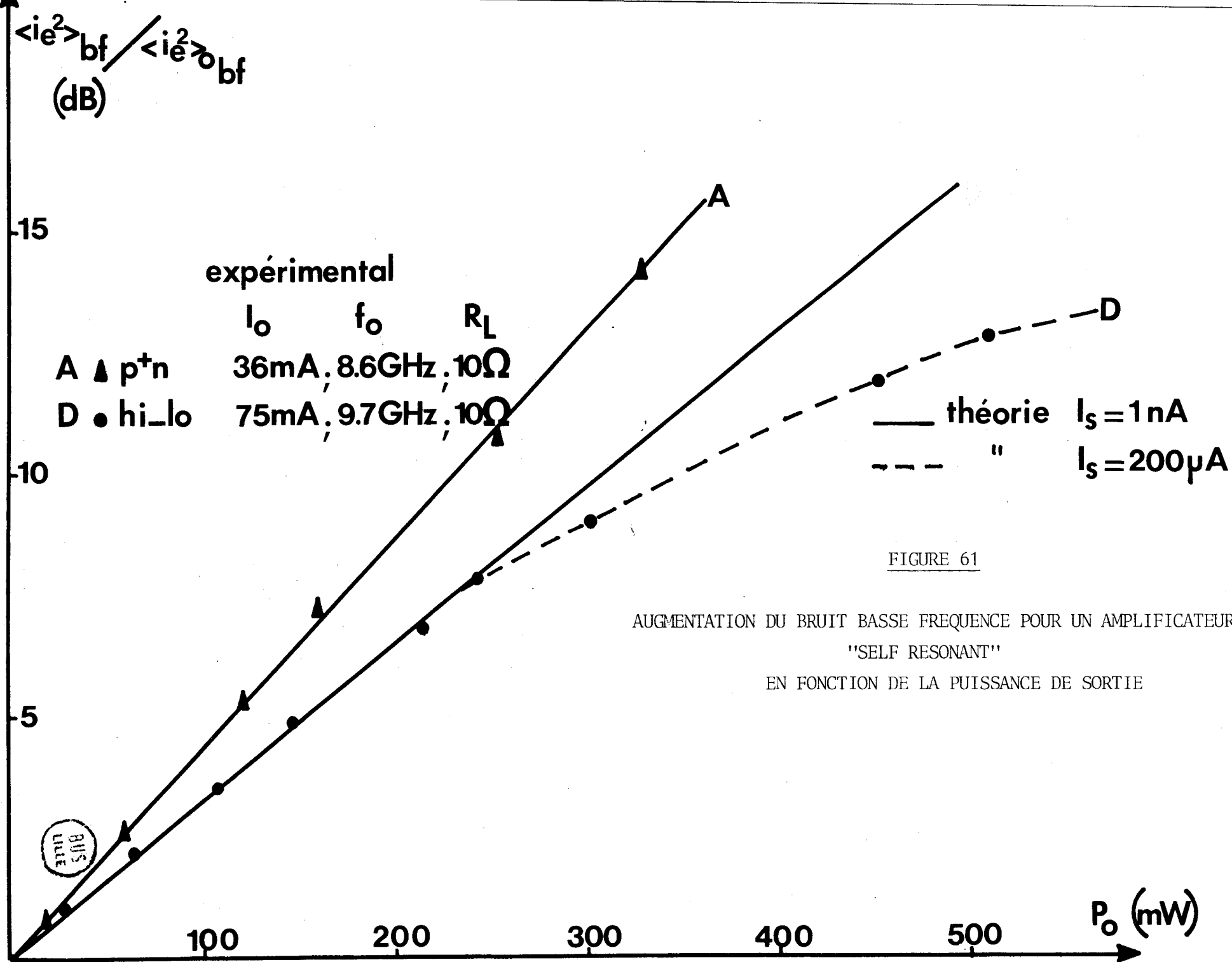
4.3. Caractéristique inverse courant-tension.

Nous présentons fig. 59 et 60 deux caractéristiques inverses courant-tension à des températures différentes pour deux diode hi-lo. La première structure (fig. 60) possède un dopage hi de $1.5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$ et lo de $5.5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ *, la seconde structure (fig. 61), un dopage hi de $6.2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ et lo de $3 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$. On remarque pour les deux structures qu'aux faibles courants, le coefficient de température est négatif ce qui suppose la présence d'un effet tunnel assisté thermiquement et qu'aux courants élevés, il devient positif ce qui caractérise le phénomène d'avalanche. On remarque également pour la première structure que le passage bas courants-fort courants se fait d'une manière très douce pour des températures de 20° C , 100° C et 200° C . Pour observer une caractéristique $I(V)$ abrupte, il est nécessaire de porter la température de cette diode à 100° C . Par ailleurs, le point anguleux qui sépare les deux zones de courant se trouve dans la gamme 2-6 mA. pour la seconde structure qui possède un dopage en tête moins élevé, les précédents phénomènes sont beaucoup plus atténués. En particulier le point anguleux défini précédemment se situe dans une gamme de courants beaucoup plus faibles (10 μA - 200 μA). La courbe $I(V)$ présentée fig. 59 est caractéristique des structures pour lesquelles on peut observer une saturation ou une décroissance de la mesure de bruit FM en fonction de la puissance hyperfréquence. Les courbes $I(V)$ présentées par Statz et al [52] ont une allure identique. Notons qu'il en est de même pour des jonctions pn très dopées, réalisées pour produire de la puissance en millimétrique [100, 101, 102]

4.4. Bruit basse fréquence en régime non linéaire.

Afin de caractériser complètement la différence de comportement entre deux diodes présentant ou non un courant de saturation, nous avons mesuré un

* La caractéristique $I(V)$ présentée est relative à une diode de la même série que la structure D, cette dernière ayant rendu l'âme lors d'une manipulation en bruit.



bruit de courant basse fréquence ($f_m = 60 \text{ MHz}$) en amplificateur self résonant pour les structures A et D. La mise en oeuvre de cette expérience est très simple puisqu'il nous est alors possible de travailler à courant I_0 constant. Par ailleurs le degré de non linéarité peut être facilement varié en jouant sur la puissance incidente. Les résultats sont présentés en fonction de la puissance hyperfréquence délivrée fig. 61, normalisés par rapport au bruit basse fréquence linéaire, c'est à dire lorsque la puissance incidente est nulle. On constate alors que le bruit basse fréquence augmente linéairement avec la puissance de sortie pour la structure A. Il en est de même pour la structure D à faible puissance de sortie. Par contre, pour des puissances plus élevées, le bruit basse fréquence croît beaucoup moins vite et a tendance à se saturer pour les puissances de sortie maximales.

On peut alors utiliser notre modèle théorique pour effectuer une comparaison théorie-expérience. Si la valeur du courant de saturation est suffisamment faible ($I_s = 1 \text{ nA}$) on décrit alors une loi linéaire. Pour trouver un bon accord théorie-expérience pour la structure D, il est nécessaire d'utiliser un courant de saturation voisin de $200 \mu\text{A}$. Cette valeur obtenue confirme l'ordre de grandeur trouvé précédemment lors de notre étude en oscillateur (fig. 57 chap. III §4-1).

Nous avons répété le même genre d'expérience à l'aide d'une photodiode à avalanche fabriquée par la C.G.E. Dans ce cas, il est alors facile de faire varier le courant de saturation en éclairant plus ou moins la photodiode. Le courant de saturation équivalent est alors déduit de la caractéristique $I(V)$ pour une tension de polarisation nulle. Pour différentes valeurs de ce courant, la photodiode est alors soumise à une puissance hyperfréquence variable de fréquence 1.5 GHz . L'augmentation du bruit basse fréquence résultant est alors mesurée pour une fréquence de 10 MHz et un courant continu de 8 mA . Les résultats expérimentaux sont présentés fig. 62. On peut alors observer que les allures de variations sont identiques à celles trouvées pour la structure D : pour de faibles puissances de sortie, l'augmentation du bruit basse fréquence est proportionnelle à la puissance hyperfréquence incidente. Pour des puissances élevées, l'augmentation du bruit basse fréquence devient

Photodiode à avalanche CGE

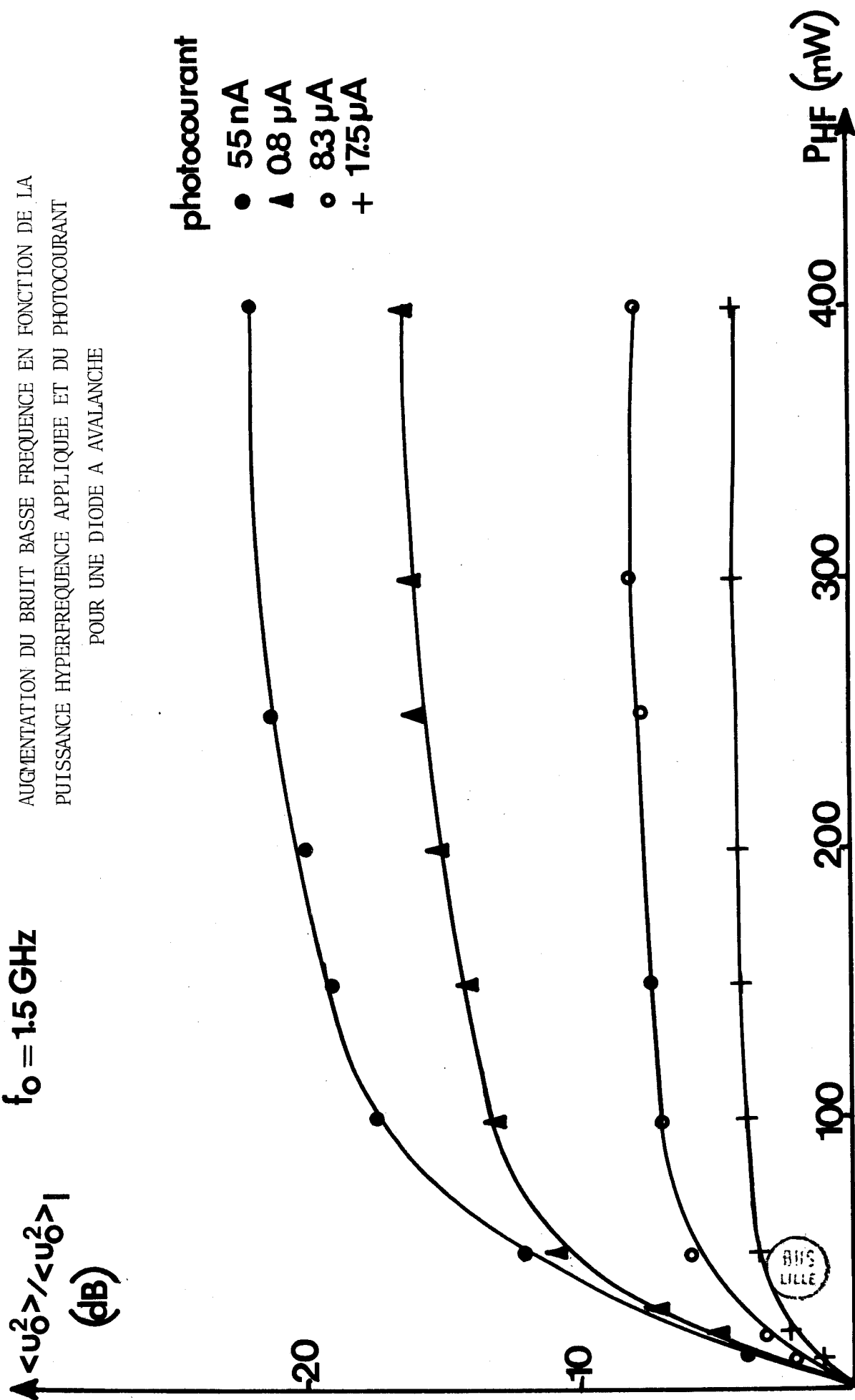
$I_0 = 8 \text{ mA}$

$f_m = 10 \text{ MHz}$

$f_o = 1.5 \text{ GHz}$

FIGURE 62

AUGMENTATION DU BRUIT BASSE FREQUENCE EN FONCTION DE LA
 PUISSANCE HYPERFREQUENCE APPLIQUEE ET DU PHOTOCOURANT
 POUR UNE DIODE A AVALANCHE



Photodiode à avalanche CGE

$I_o = 8 \text{ mA}$

$P_{HF} = 200 \text{ mW}$

$f_m = 10 \text{ MHz}$

$f_o = 1.5 \text{ GHz}$

Δ expérimental

— théorie $D_1 = 6$; $\tau_i \# 1 \text{ ps}$

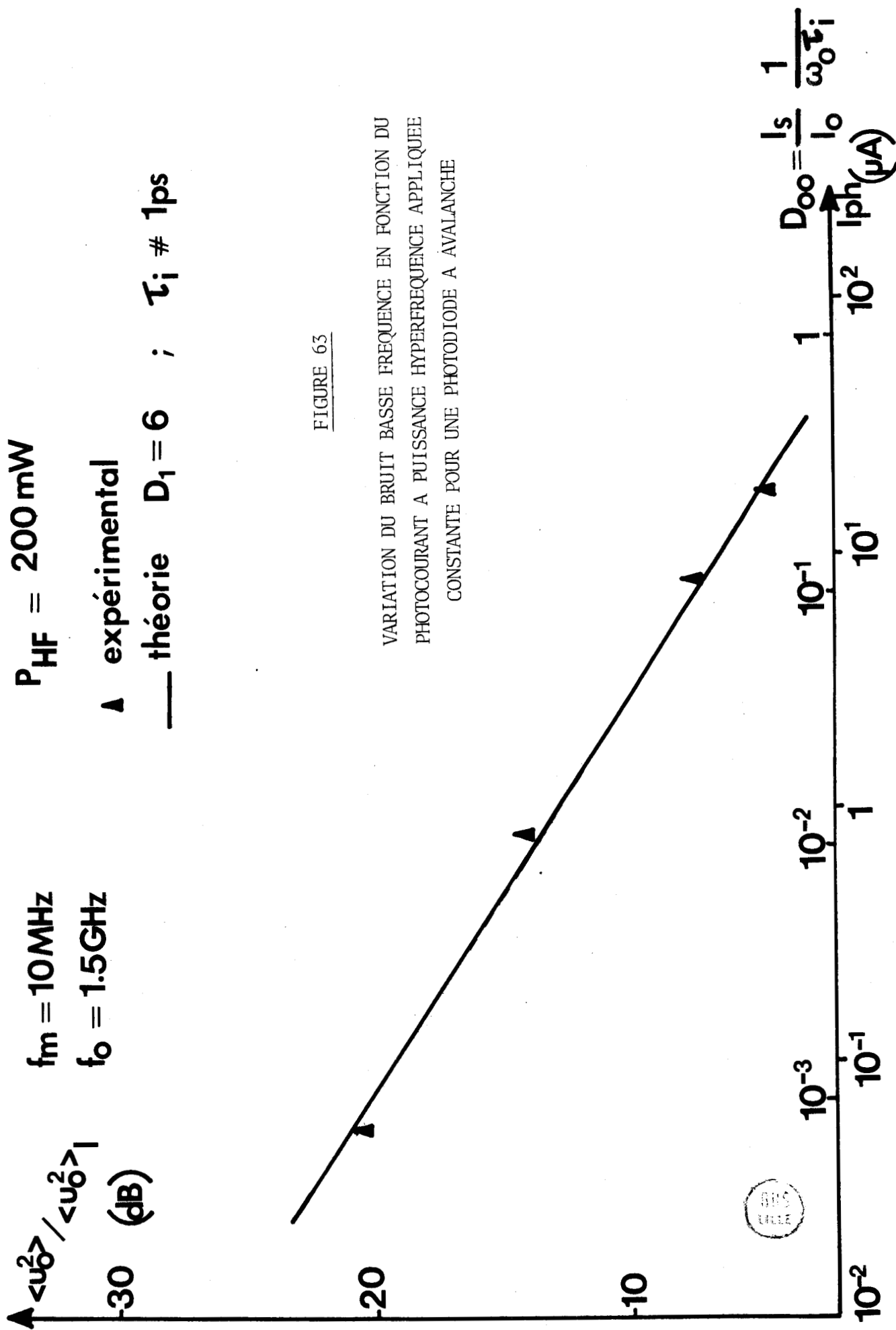


FIGURE 63

VARIATION DU BRUIT BASSE FREQUENCE EN FONCTION DU
PHOTOCOURANT A PUISSANCE HYPERFREQUENCE APPLIQUEE
CONSTANTE POUR UNE PHOTODIODE A AVALANCHE

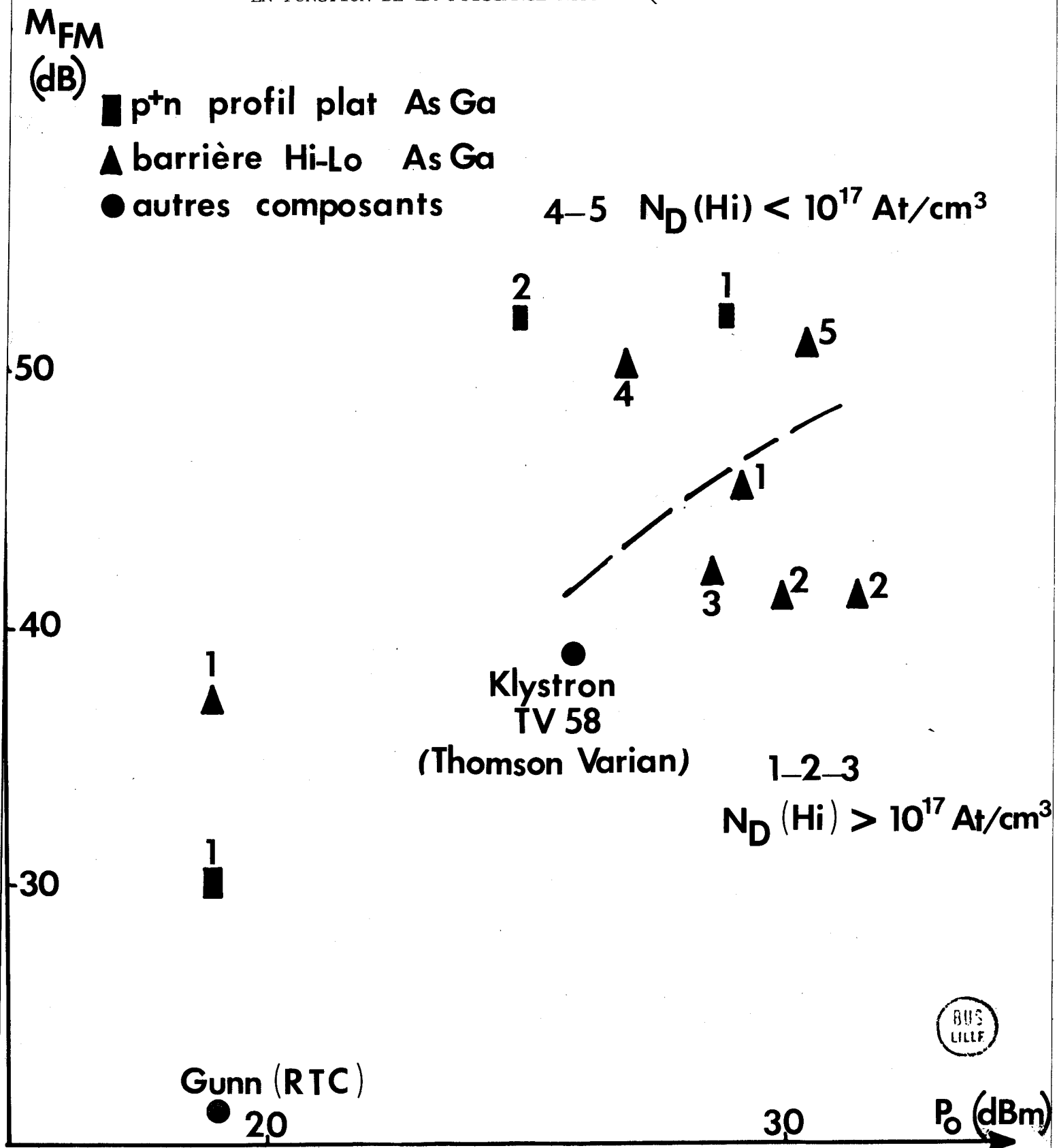
quasiment constante. Par ailleurs, l'augmentation observée pour des puissances incidentes élevées est d'autant plus faible que le photocourant est important. Remarquons que la saturation du bruit basse fréquence s'obtient pour des valeurs de la puissance incidente assez faibles (100mw). En effet, puisque nous travaillons à fréquence faible (1.5 GHz), la non linéarité $D_1 = \bar{\alpha}' E_1 I_a / \omega_0 \tau_i$, devient rapidement importante. Les non linéarités possibles sont alors dans un rapport 6, comparativement à l'étude précédente, effectuée pour environ 9GHz.

A partir de ces résultats, nous présentons fig. 63, en fonction du photocourant et à puissance incidente constante ($P_{HF} = 200mw$), l'augmentation du bruit basse fréquence normalisé à sa valeur linéaire. On observe alors que celle-ci est approximativement inversement proportionnelle à la valeur du photocourant. Un bon accord théorie-expérience est obtenu pour un niveau de non linéarité $D_1 = 6^*$ et pour un temps de réponse intrinsèque $\tau_i = 1. ps$. Par ailleurs, on peut remarquer que ce résultat, obtenu pour le bruit basse fréquence, est tout à fait semblable au résultat théorique obtenu pour la mesure de bruit FM (fig. 37). Il en résulte que l'étude du bruit basse fréquence en fonction de la puissance hyperfréquence appliquée sur la diode ATT constitue un excellent outil expérimental pour estimer l'ordre de grandeur du courant de saturation équivalent qu'il est possible d'observer pour des structures hi-lo et lo-hi-lo. Il est alors facile de prévoir l'ordre de grandeur de la mesure de bruit FM que l'on pourra obtenir lorsque cette même structure sera utilisée en oscillateur.

* Il faut toutefois noter que D_1 a été non pas calculé à partir de la puissance hyperfréquence appliquée mais choisi de façon à obtenir le meilleur accord théorie-expérience. Nous avons opéré ainsi car étant donné le boîtier d'encapsulation de la photodiode, il était difficile d'estimer correctement la puissance réellement appliquée à la photodiode.

FIGURE 64

MESURE DE BRUIT FM POUR DIFFERENTES DIODES ETUDIEES
EN FONCTION DE LA PUISSANCE HYPERFREQUENCE DELIVREE



5. CONCLUSIONS PRATIQUES DE CETTE ETUDE.

Afin de terminer cette étude expérimentale, nous nous proposons de comparer les mesures de bruit FM relatives aux différentes structures AsGa que nous avons étudiées. Nous présentons les résultats obtenus fig. 64 en fonction de la puissance hyperfréquence délivrée.

On observe que, pour des puissances de sortie faibles (100mw), les jonctions p + n AsGa à profil plat présentent une mesure de bruit FM inférieure à celle obtenue pour des structures hi-lo (30 et 37 dB). Par ailleurs les performances de bruit, pour cette gamme de puissance sont beaucoup moins avantageuses comparativement à un oscillateur à diode Gunn (20 dB).

Pour des puissances plus élevées, voisines de la puissance maximale que nous avons pu obtenir avec nos structures, la tendance peut être inversée, par exemple pour 800 mw de sortie, on obtient pour un profil plat $M_{FM} \sim 52$ dB et pour un profil hi-lo $M_{FM} \sim 42$ dB.

Nous devons faire remarquer par ailleurs que les meilleurs résultats pour M_{FM} sont obtenus à l'aide de structures hi-lo dont le dopage de la région hi dépasse $1 \cdot 10^{17}$ At/cm³ (diodes 1-2 et 3). S'il n'en est pas ainsi, les structures hi-lo donnent des résultats comparables à ceux obtenus pour des structures p + n à profil plat (diode 4 et 5). Le meilleur résultat puissance-bruit a été obtenu à l'aide de la diode 2 dont les caractéristiques sont les suivantes : dopage hi $1.5 \cdot 10^{17}$ At/cm³, dopage lo $5.5 \cdot 10^{15}$ At/cm³, $P_o = 1.4$ w, $\eta = 16$ %, $f_o = 9.9$ GHz, $I_o = 260$ mA, $M_{FM} = 41$ dB.

Ces performances montrent qu'il est possible d'obtenir un excellent compromis puissance - bruit à l'aide de barrières AsGa hi-lo et qui se montre plus avantageux par rapport à un klystron de type TV58.

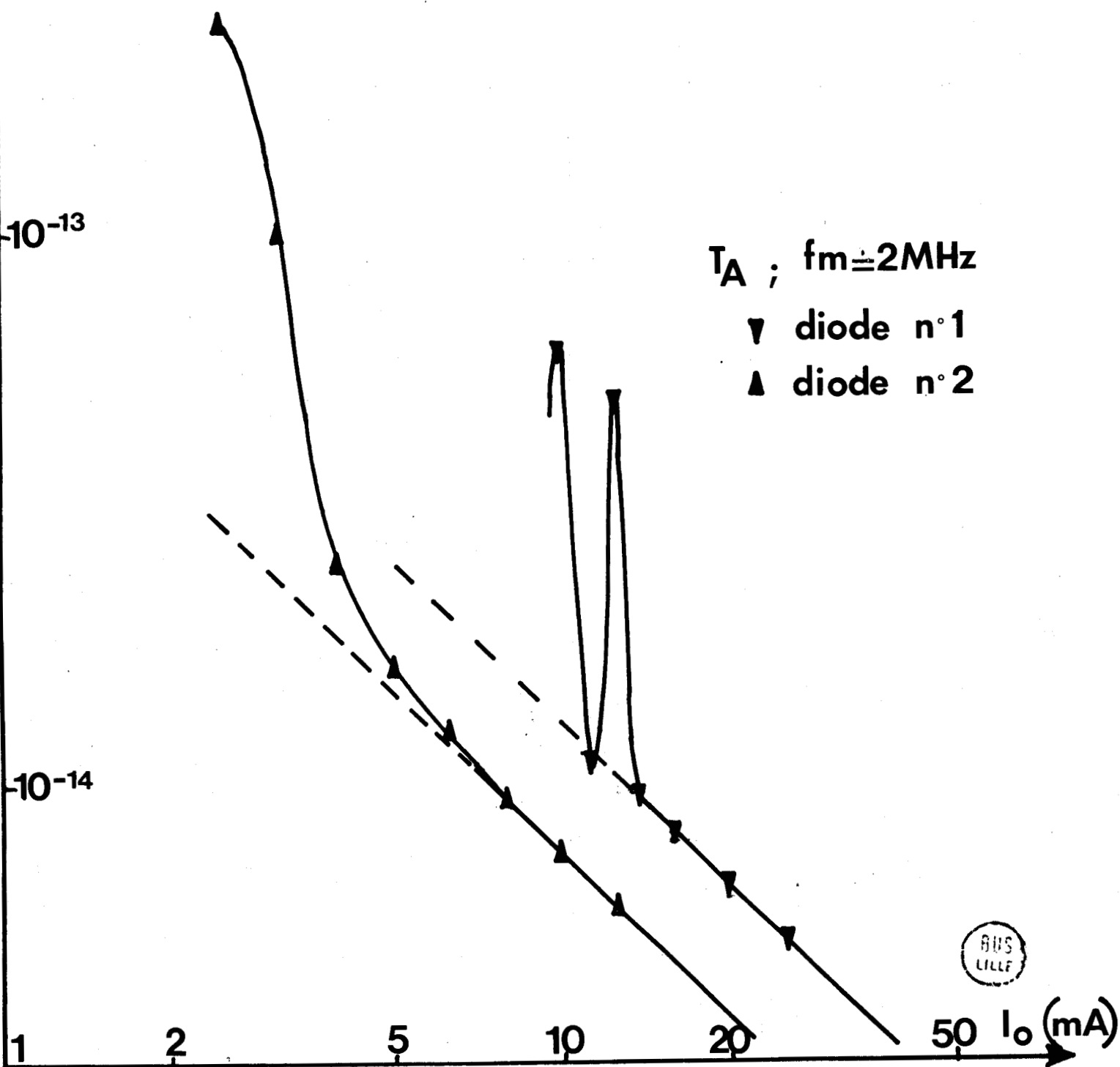
6. BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE PRES DE LA PORTEUSE. INFLUENCE DU BRUIT EN EXCES.

Nous nous intéressons à présent dans ce paragraphe à la contribution de sources de bruit autres que celle liée au phénomène d'avalanche.

FIGURE 65

$\langle u_a^2 \rangle / \Delta f$
(V²/Hz)

VARIATION DU BRUIT DE TENSION BASSE FREQUENCE EN
FONCTION DU COURANT DE POLARISATION POUR DEUX DIODES
AVALANCHE AsGa



6.1. Mise en évidence du bruit en excès par des mesures en régime linéaire.

La mesure du spectre de bruit de la tension aux bornes d'une diode ATT, alimentée sous courant constant est le moyen le plus direct permettant de mettre en évidence le bruit en excès. Le bruit mesuré est fonction des paramètres expérimentaux qui sont la fréquence, la température du semiconducteur et son courant de polarisation. Pour caractériser le bruit en excès, il est nécessaire de déterminer auparavant la contribution du bruit d'avalanche. Pour ce faire, on doit mesurer le bruit du composant testé en fonction du courant de polarisation à une fréquence f_m suffisamment élevée pour s'affranchir du bruit en excès dont les effets ne se manifestent que dans une gamme de fréquence basse.

La fig. 65 représente deux exemples de variation du bruit en fonction du courant de polarisation relevés sur des dispositifs à barrière de Schottky AsGa [103] à une température de jonction T_j proche de l'ambiante et à une fréquence video de 2 MHz. A bas courant, le bruit présente des variations très fortes et non monotones qui sont dues à l'apparition successive de microplasmas localisés. Au delà d'un certain courant, qui varie d'exemplaire à exemplaire, l'avalanche est uniformément réalisée sur toute la surface de la barrière et le bruit présente alors une variation inversement proportionnelle au courant. Ce type de variation (I_0^{-1}) est caractéristique du bruit d'avalanche. La théorie linéaire [5, 18, 7] fournit la relation approchée suivante :

$$(105) \quad \frac{\langle u^2 \rangle_a}{\Delta f} = \frac{2q}{I_0} \left(\frac{W}{l_a \alpha'_0} \right)^2$$

La relation (105) est bien vérifiée expérimentalement. Pour les exemples de la fig. 65, la comparaison théorie expérience est faite dans le tableau VI*.

* Ce calcul a été effectué à l'aide de la loi $\alpha = a \exp[-(\frac{b}{E_0})^2]$; $a = 3.06 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $b = 6.55 \cdot 10^5 \text{ V. cm}^{-1}$ [104]

	diode n° 1	diode n° 2
dopage $ N_D - N_A $; cm^{-3}	$0.9 \cdot 10^{16}$	$1.7 \cdot 10^{16}$
W ; μm	3.2	1.9
l_a ; μm	0.75	0.51
courant de polarisation I_0 ; mA	25	10
$\langle u^2 \rangle / \Delta f$ calculé ; $\text{V}^2 \text{Hz}^{-1}$	$0.52 \cdot 10^{-14}$	$0.66 \cdot 10^{-14}$
$\langle u^2 \rangle / \Delta f$ mesuré à 2 MHz	$0.53 \cdot 10^{-14}$	$0.74 \cdot 10^{-14}$
$\langle u^2 \rangle / \Delta f$ mesuré à 5 MHz	$0.53 \cdot 10^{-14}$	$0.74 \cdot 10^{-14}$

TABLEAU VI

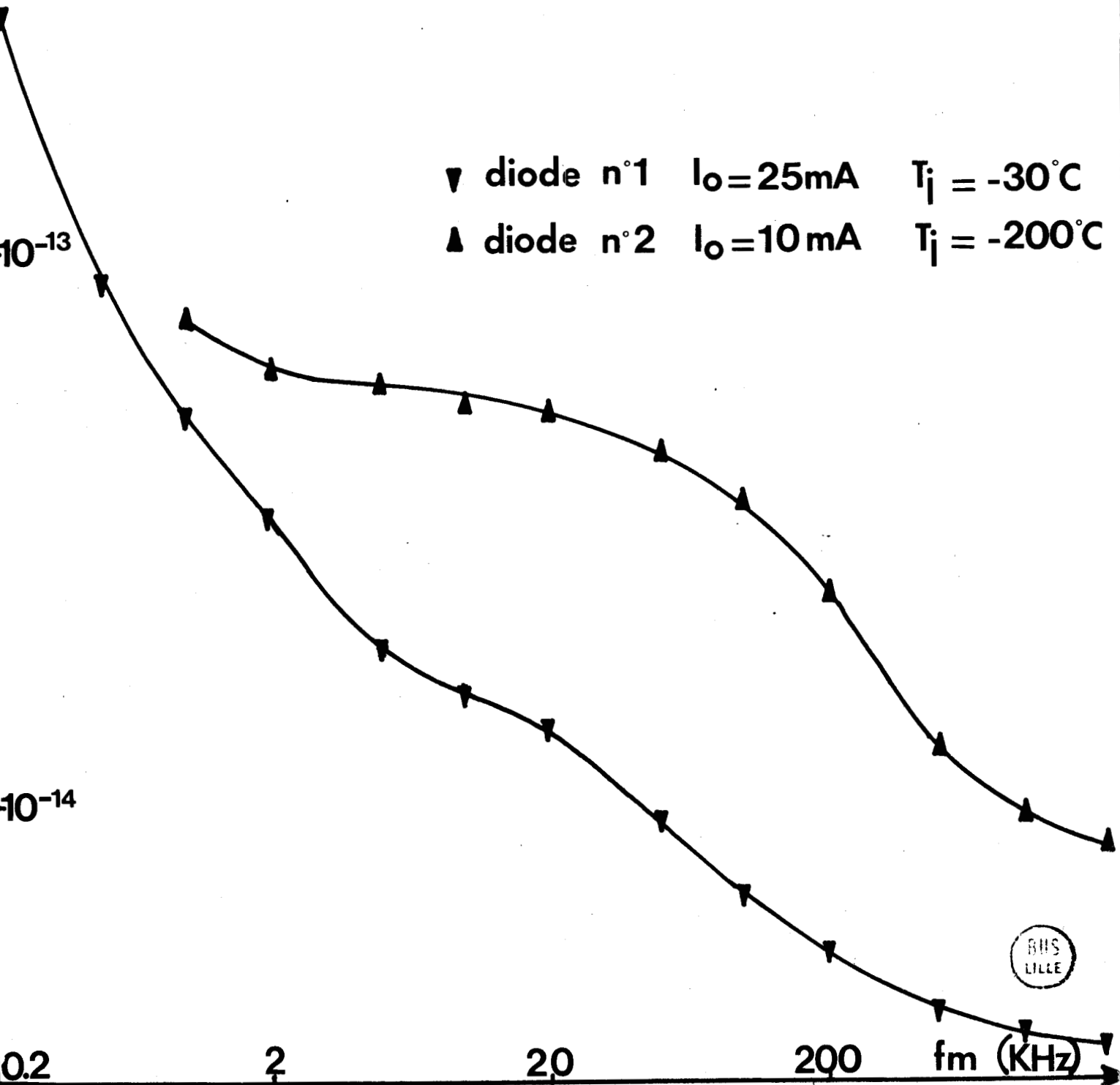


$$\frac{\langle u_f^2 \rangle}{\Delta f}$$

$$(\text{V}^2/\text{Hz})$$

FIGURE 66

VARIATION DU BRUIT DE TENSION BASSE FREQUENCE EN
FONCTION DE LA FREQUENCE POUR LES MEMES DIODES QUE
DANS LA FIGURE 65



Dans la dernière ligne du tableau, figurent les valeurs du bruit mesurées à une fréquence encore plus élevée (5 MHz). On vérifie que le bruit est blanc (indépendant de la fréquence) dans la gamme 2 à 5 MHz ; ceci correspond à la théorie et confirme qu'il s'agit bien du bruit d'avalanche.

Il n'en est pas ainsi si on s'intéresse à des fréquences plus basses. Dans la fig. 66, sont représentés les spectres de bruit observés sur les mêmes dispositifs avec les courants I_0 du tableau mais à des températures différentes. On constate une augmentation considérable du bruit vers les basses fréquences ; ceci est dû justement au bruit en excès qui vient s'ajouter au bruit d'avalanche. Les spectres de bruit en excès présentent une structure assez complexe. Ceci n'est pas surprenant car les contributions à ce bruit peuvent être multiples, en particulier provenir de différentes régions du dispositif : région de charge d'espace dans le volume, interfaces métal semiconducteur ou semiconducteur-atmosphère ambiante. Par exemple, le bruit observé sur la diode 2 dans la gamme 2 kHz - 200 kHz s'atténue rapidement quand la température s'écarte de 200° C.

Pour les diodes 1 et 2, il a été possible d'obtenir la contribution du bruit excédentaire en soustrayant le bruit d'avalanche du bruit total. Cette contribution est présentée fig. 67 pour la diode n° 1 et fig. 68 pour la diode n° 2. La forme du spectre obtenu pour la diode n° 1, peut alors s'approximer par la fonction

$$\frac{\langle u_e^2 \rangle}{\Delta f} = \frac{A}{f} + \frac{B}{1+f/f_c}$$

La constante A est choisie de telle manière que l'ondulation du palier représentant la seconde composante (en pointillé fig. 67) soit inférieure à 0.5 dB. On peut alors donner les valeurs numériques suivantes pour les différentes constantes :

$$A \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2, B \approx 8 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2/\text{Hz} \text{ et } f_c \approx 50 \text{ kHz}$$

Pour la diode n° 2, le spectre obtenu peut s'exprimer par la relation (fig. 68)

FIGURE 67

SPECTRE DU BRUIT EXCEDENTAIRE POUR LA DIODE N° 1

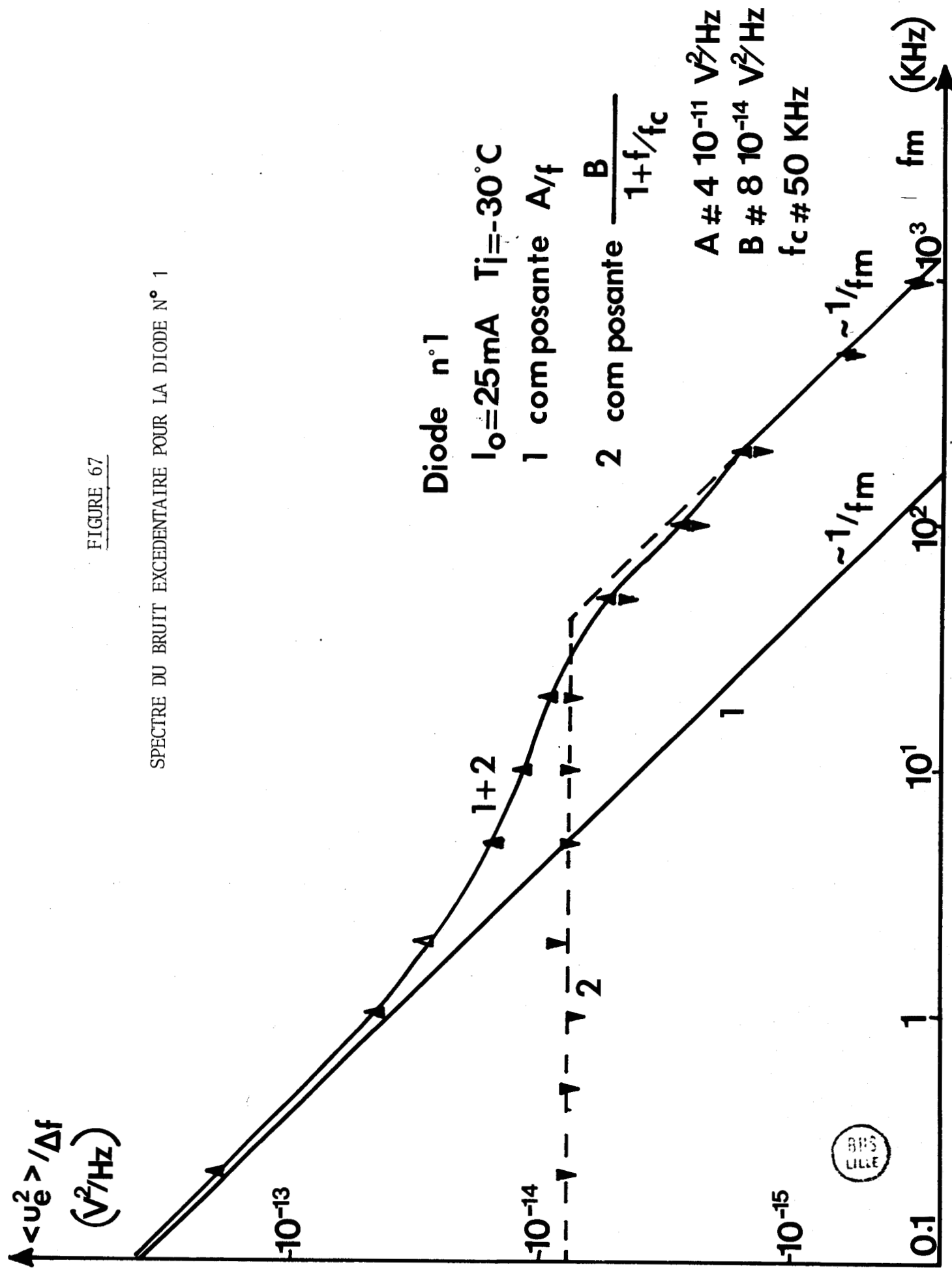
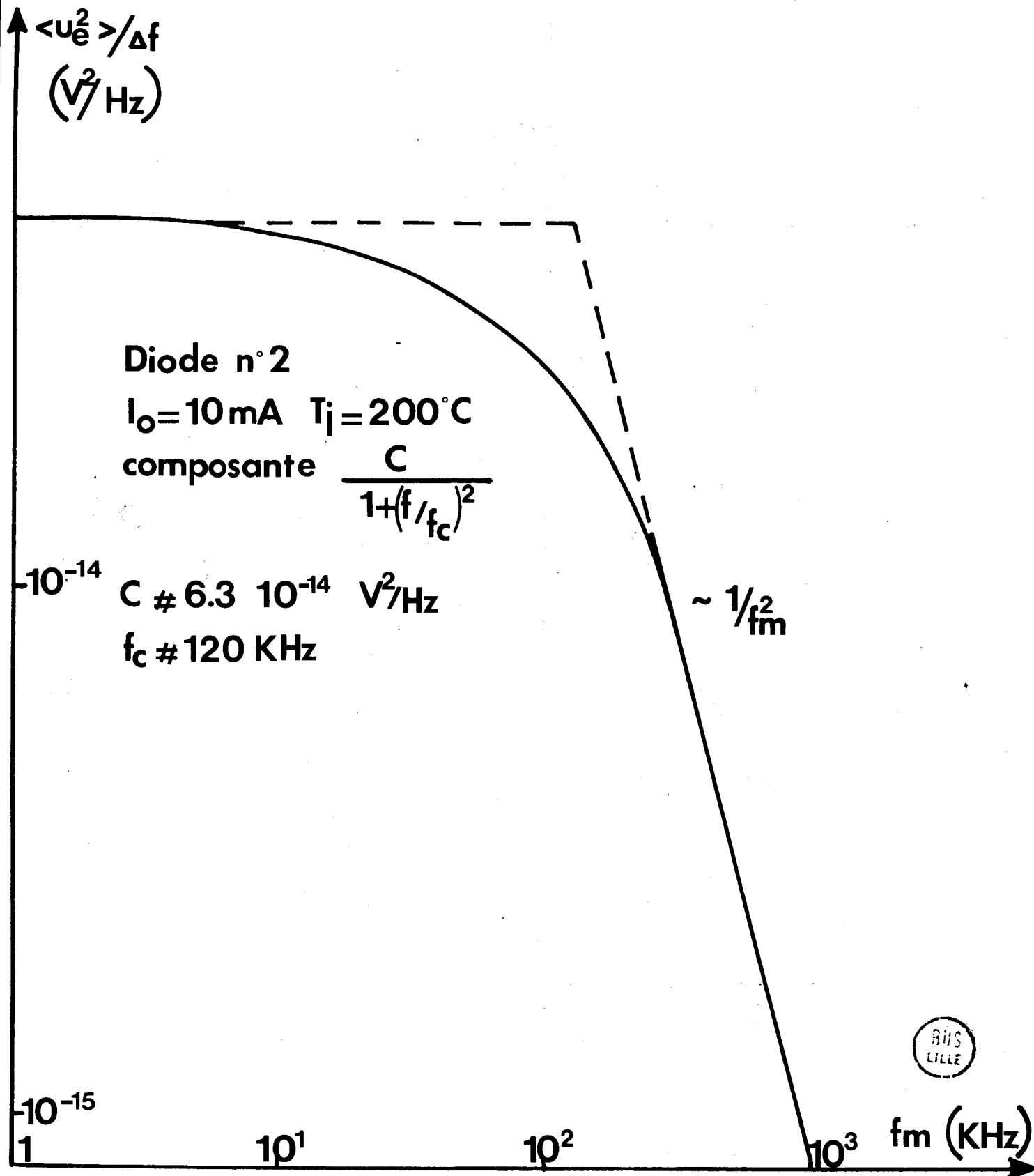


FIGURE 68

SPECTRE DU BRUIT EXCEDENTAIRE POUR LA DIODE N° 2



avec $C = 6.3 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2/\text{Hz}$ et $f_c \neq 120 \text{ KHz}$

Ces résultats montrent que l'on peut rencontrer dans les diodes AsGa diverses combinaisons du bruit en excès : bruit de scintillation (A/f), bruit de génération-recombinaison à un piège ($C/(1 + (f/f_c)^2)$) bruit de génération-recombinaison pour lequel les pièges sont uniformément distribués dans l'espace et en énergie ($B/(1 + f/f_c)$).

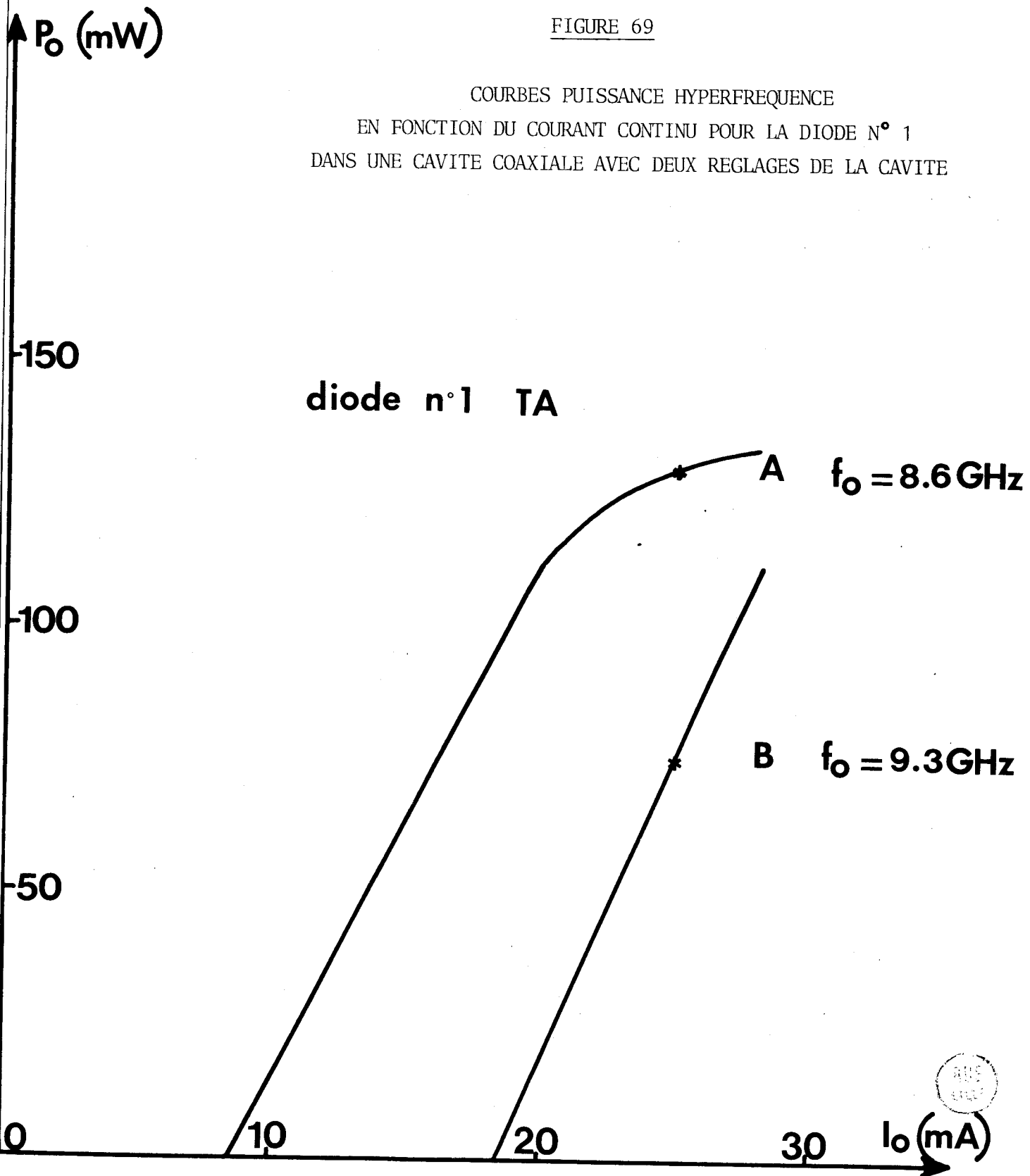
Par ailleurs, pour la diode n° 2, il a été possible de relier le bruit aux propriétés du contact arrière du dispositif, contact qui consistait en une barrière de Schottky [47].

6.2. Influence du bruit en excès pour le bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur ATT.

On peut se demander dans quelle mesure l'existence des fluctuations se traduisant par le bruit en excès basse fréquence influence effectivement les performances hyperfréquences d'un oscillateur ATT, comme nous l'avons montré dans la partie théorique. Pour donner un début de réponse à cette question, nous avons mesuré le bruit de modulation de fréquence à l'aide du montage représenté fig. 43, pour la diode n° 1. Celle-ci est placée dans une structure coaxiale. Les mesures ont été effectuées à la température ambiante pour deux réglages différents de la cavité coaxiale. Les caractéristiques $P_o(I_o)$ obtenues pour ces deux réglages sont représentées fig. 69. Les spectres de bruit ont été relevés pour un même courant, $I_o = 25 \text{ mA}$ (points A et B). Les fréquences d'oscillation et les puissances de sortie étaient légèrement mais pas essentiellement différentes ; par contre le point A est situé dans la région de saturation de la courbe $P_o(I_o)$ indiquant un régime fortement non linéaire en contraste avec le point B. Les deux spectres de bruit sont représentés fig. 70. Le bruit de modulation de fréquence mesuré dans le cas A est élevé et approximativement indépendant de la fréquence de modulation f_m . Le bruit mesuré est alors essentiellement dû au bruit d'avalanche. Par contre,

FIGURE 69

COURBES PUISSANCE HYPERFREQUENCE
EN FONCTION DU COURANT CONTINU POUR LA DIODE N° 1
DANS UNE CAVITE COAXIALE AVEC DEUX REGLAGES DE LA CAVITE



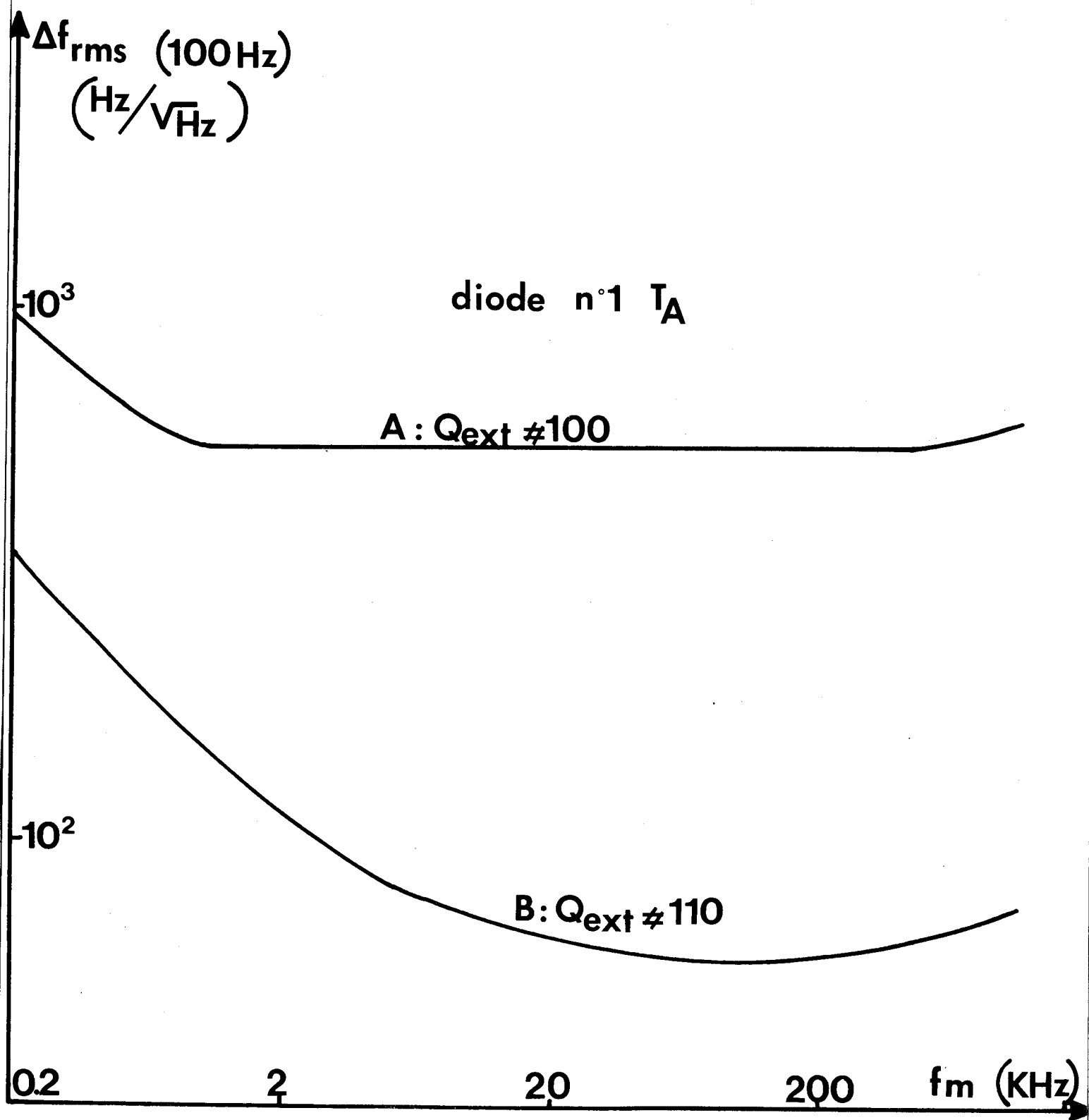


FIGURE 70

DEVIATION DE FREQUENCE EFFICACE Δf_{rms} DANS 100 GHz
 DE BANDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE DE MODULATION
 f_m POUR LES DEUX POINTS DE FONCTIONNEMENT A et B

PRECEDENTS. $T = T_A$, $I_O = 25 \text{ mA}$



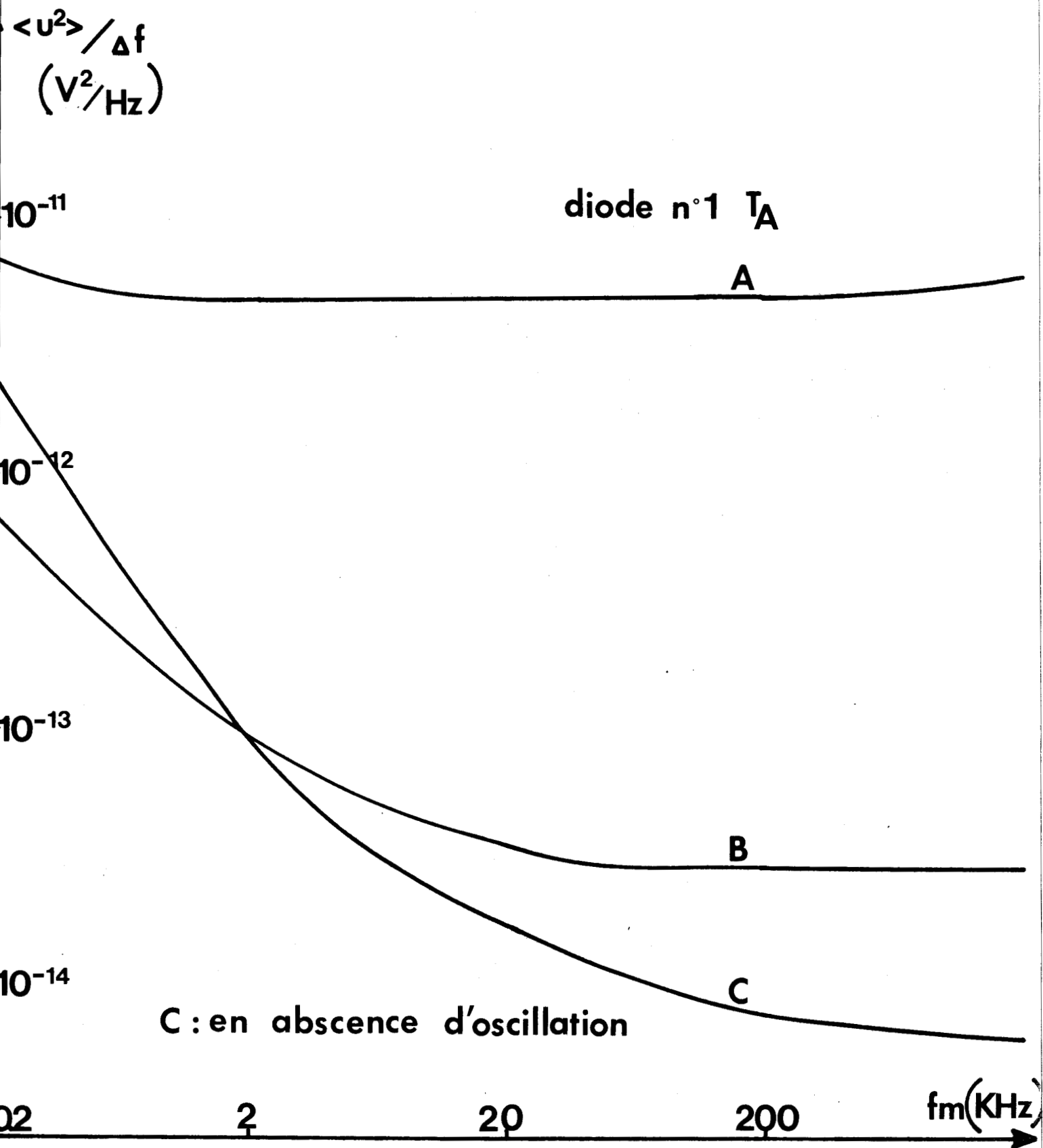


FIGURE 71

SPECTRES DU BRUIT DE TENSION BASSE FREQUENCE POUR
LES DEUX REGIMES D'OSCILLATION A ET B PRECEDENTS.
LA COURBE C EST RELEVÉE EN REGIME STABLE
(pas d'oscillation)



dans le cas B, on peut distinguer deux régions distinctes : Δf_{rms} suit alors une loi approximativement en $1/f$ puis devient indépendant de f_m .

Le bruit de tension basse fréquence mesuré dans les mêmes conditions est présenté fig. 71. A titre indicatif, nous avons également porté sur cette figure le bruit de tension basse fréquence mesuré en régime non oscillant (cas C). La comparaison des fig. 70 et 71 indique une bonne corrélation globale entre le bruit FM et le bruit BF. Les variations sont similaires et à peu près proportionnelles entre elles. L'influence du bruit en excès sur les performances de bruit en oscillation n'est observable que pour des fonctionnements faiblement non linéaires. Si la non linéarité est importante, la contribution du bruit en excès se trouve masquée par le bruit d'avalanche. Par ailleurs, un rapide calcul montre qu'il n'est pas possible d'expliquer la présence du bruit en excès observé en hyperfréquence à l'aide d'un processus classique de modulation. En effet, le coefficient de modulabilité en fréquence mesuré dans le cas B est $S_{\text{FM}} = \Delta f / \Delta I_0 \approx 1 \text{ MHz/mA}$. Le circuit continu étant fermé sur une résistance de $1 \text{ k}\Omega$, le bruit résultant d'une conversion BF-HF ne dépasse pas 1 Hz pour $f_m = 100 \text{ KHz}$ et 10 Hz pour $f_m = 0.5 \text{ KHz}$ ceci dans une bande de 100 Hz .

Dans ces conditions, l'hypothèse d'une conversion directe et interne trouve alors sa justification, les résultats expérimentaux confirment globalement les résultats théoriques obtenus dans le chapitre précédent (chap. II §5).

CONCLUSION GENERALE

Une théorie aussi complète que possible, permettant de décrire le bruit des diodes ATT dans un fonctionnement grand signal a été présentée dans ce travail. Les différents stades du calcul ont été exposés en détail dans le premier chapitre. Comparativement aux théories précédemment développées [9, 32-37], le problème a été résolu en tenant compte de la présence d'un courant de saturation. Par ailleurs, une expression correcte pour la source de bruit primaire qui rend compte du caractère non stationnaire de la source de bruit interne associée au processus d'avalanche a été établie.

L'association composant-circuit permet d'accéder aux différentes grandeurs usuelles caractéristiques du bruit dans un fonctionnement grand signal (P_{AM}/P_o , P_{FM}/P_o , Δf_{rms}). Les lois classiques dérivées de théories du type quasi-statique [24-26, 71, 83] pour des oscillateurs libres, synchronisés ou des amplificateurs sont valables pour des dispositifs ATT à condition d'utiliser des températures de bruit AM et FM qui dépendent d'une manière différente du degré de non linéarité du fonctionnement envisagé.

Une large utilisation du concept de mesure de bruit généralisé à un fonctionnement grand signal (M_{AM} , M_{FM}), s'avère très attractive pour caractériser le composant quelque soit son utilisation. D'une manière générale, les mesures de bruit AM et FM sont largement différentes. La mesure de bruit AM prend une valeur élevée pour de faibles résistances d'alimentation, une grande partie du bruit basse fréquence étant alors converti en bruit AM. La mesure de bruit FM reste alors inaltérée. Pour des résistances d'alimentation élevées, la mesure de bruit FM est alors supérieure à la mesure de bruit AM. La mesure de bruit

FM est une fonction rapidement croissante du niveau de non linéarité tandis que la mesure du bruit AM, en absence de bruit BF converti, décroît d'abord légèrement pour croître ensuite rapidement avec le niveau du signal.

En présence d'un courant de saturation important, la mesure de bruit FM et le bruit BF sont réduits pour un niveau de non linéarité élevé et tendent vers une valeur limite. Cette réduction du bruit est due à la limitation du minimum du courant de conduction. Le déphasage courant de conduction, champ d'avalanche devient alors inférieur à 90° ce qui a pour conséquence de diminuer la puissance hyperfréquence et le rendement. Pour obtenir un fonctionnement optimal, la fréquence de travail doit alors être plus élevée. A puissance hyperfréquence constante et pour des niveaux de non linéarité conséquents, le bruit résultant est approximativement inversement proportionnel à la valeur du courant de saturation.

Ces différents résultats sont mis en évidence expérimentalement. D'une manière générale, le comportement des diodes à profil de dopage constant et les diodes hi-lo est bien décrit respectivement pour le modèle théorique sans courant de saturation et avec courant de saturation.

L'origine physique du courant de saturation équivalent est attribuée essentiellement à l'injection d'un courant tunnel assisté thermiquement. Par ailleurs, la validité de notre modèle de calcul du bruit pour une diode à avalanche présentant un courant de saturation élevé, est confirmée expérimentalement à partir de l'étude du bruit basse fréquence d'une photodiode à avalanche.

Un autre apport de notre travail est de montrer que le bruit en excès dû au processus de génération recombinaison existe dans les diodes à avalanche au GaAs et peut affecter défavorablement leurs performances dans certaines conditions. En particulier, en régime d'oscillation faiblement non linéaire, le bruit d'avalanche descend suffisamment bas et le bruit en excès peut alors devenir prépondérant. La présence de ce bruit en excès ne peut s'expliquer entièrement par un processus

de conversion par modulation des fluctuations basses fréquences mais par un processus direct et interne qui a été explicité.

La théorie développée entre dans un contexte très général (étude de processus stochastiques non stationnaires, effets paramétriques, effets de mélange, synchronisation). Les différentes techniques employées et les résultats acquis doivent permettre de traiter les problèmes de bruit pour d'autres modes de fonctionnement (multiplicateur, transposeur de fréquence à diode à avalanche) et pour d'autres composants (dispositif à injection thermoionique et à temps de transit, BARITT, Transistor à temps de transit et à avalanche contrôlée, CATT).

L'étude physique de l'injection d'un courant tunnel assisté thermiquement doit être poursuivie plus en détail. L'effet doit être également observé pour des jonctions $p + n$ à avalanche utilisables en ondes millimétriques et une étude des performances de bruit de ces dispositifs, pour cette gamme de fréquence doit être envisagée.

Si, dans la plupart des cas, une étude systématique des sensibilités de conversion pour le bruit en excès ne présente pas un intérêt considérable pour les dispositifs ATT, elle doit être développée pour des dispositifs BARITT qui sont utilisés dans des applications faible bruit (oscillateur local, oscillateur mélangeur).

ANNEXE

PARAMETRES DESCRIPTIFS DES DIFFERENTES
STRUCTURES ETUDIEES

Structure N° 1

$$\alpha = a \exp [- (b/E_0)^2]$$

$$a = 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

$$b = 5.5 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad [105]$$

$$v = 0.7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$$

$$E_0 = 3.99 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\tau_i = 2 \text{ ps}$$

$$W = 3.33 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$A = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

Structure N° 2

$$\bar{\alpha}' = 0.3 \text{ V}^{-1}$$

$$\tau_i = 5 \text{ ps}$$

$$v = 0.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$$

$$A = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$l_a = 0.38 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$W = 3.75 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

Structure N° 3

$$\bar{\alpha}' = 0.3 \text{ V}^{-1}$$

$$\tau_i = 4 \text{ ps}$$

$$v = 0.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$$

$$A = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$l_a = 0.15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$W = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$



* STRUCTURE A

$$W = 3.2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\alpha' = 0.26 \text{ V}^{-1}$$

$$A = 1.24 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

MODELE THEORIQUE

$$l_a = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\tau_i = 2.7 \text{ ps}$$

PARAMETRES

EXPERIENCE

$$f_o = 8.7 \text{ GHz}$$

$$I_o = 90 \text{ mA}$$

$$Q_e = 15$$

$$P_o = 90 \text{ mW}$$

$$R_L = 10\Omega$$

$$G_o = \frac{P_o}{P_i} \neq 30 \text{ dB}$$

THEORIE

$$8.7 \text{ GHz}$$

$$90 \text{ mA}$$

$$15$$

$$120 \text{ mW} (D_1 = 2)$$

$$11.8\Omega$$

$$30 \text{ dB}$$

* STRUCTURE B

$$W = 2.3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\alpha' = 0.25 \text{ V}^{-1}$$

$$A = 1.665 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

MODELE THEORIQUE

$$l_a = 0.2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\tau_i = 1.34 \text{ ps}$$

PARAMETRES

EXPERIENCE

$$f_o = 9.1 \text{ GHz}$$

$$I_o = 90 \text{ mA}$$

$$R_L = 20\Omega$$

THEORIE

$$9.1 \text{ GHz}$$

$$90 \text{ mA}$$

$$20\Omega$$

✱

STRUCTURE C

$$W = 2.3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\alpha' = 0.4 \text{ V}^{-1}$$

$$A = 1.36 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

MODELE THEORIQUE

$$l_a = 0.52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\tau_i = 5.55 \text{ ps}$$

PARAMETRES

EXPERIENCE

$$f_o = 9.8 \text{ GHz}$$

$$R_L = 3.8\Omega$$

CALCUL

$$9.8 \text{ GHz}$$

$$7.5\Omega$$

$$I_s = 1 \text{ nA}$$

✱

STRUCTURE D

$$W = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\alpha' = 0.3 \text{ V}^{-1}$$

$$A = 1.57 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

MODELE THEORIQUE

$$l_a = 0.15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\tau_i = 2 \text{ ps}$$

PARAMETRES

EXPERIENCE

$$f_o = 9.5 \text{ GHz}$$

$$R_L = 3.4\Omega$$

CALCUL

$$9.5 \text{ GHz}$$

$$4\Omega$$

B I B L I O G R A P H I E

--oooOooo--

- 1 W.T. READ, "A proposed high-frequency negative resistance"
B.S.T.J. pp 401-466, March 1958

- 2 B. BOITTIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN et A. SEMICHON
"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime
d'avalanche" Acta Electronica, pp 157-200, Avril 1969

- 3 B. CULSHAW, R.A. GIBLIN and P.A. BLAKEY
"Avalanche diode oscillators I: basic concepts" Int. J. Electronics
Vol 37, N° 5, pp 577-632, 1974

- 4 R.J. Mac INTYRE
"Multiplication noise in uniform avalanche diodes"
IEEE Trans. El. Dev., vol ED 13, pp 164-168, Jan 1966

- 5 M.E. HINES "Noise theory for the Read type avalanche diode"
IEEE Trans. El. Dev., Vol ED 13, pp 158-163, Jan 1966

- 6 H.A. HAUS and R.B. ADLER
"Optimum noise performance of linear amplifiers"
Proc. of the IRE, pp 1517-1533, Aug. 1958

- 7 H.K. GUMMEL and J.L. BLUE
"A small-signal theory of avalanche noise in IMPATT diodes"
IEEE Trans El. Dev. Vol ED 14, pp 569-580, Sept 1967

- 8 G. CONVERT "On the linear theory of Read diodes"
Proc. IEEE (Letters) pp 1265-1266 Aug. 1971

- 9 G. CONVERT "Sur la théorie du bruit des diodes à avalanche"
Rev. Tech. Thomson CSF, Vol 3, pp 419-471, Sept 1971

- 10 H.A. HAUS, H. STATZ and R.A. PUCEL
"Optimum noise measure of IMPATT diodes"
IEEE Trans. MTT, Vol MIT 19, pp 801-813, Oct. 1971
- 11 R.L. KUVAS, "Small signal noise measure of avalanche diodes"
Solid State El. Vol 16, pp 329-336, 1973
- 12 M.S. GUPTA "A small signal and noise equivalent circuit for IMPATT diodes"
IEEE Trans MTT, Vol MIT, pp 591-594, Sept 1973
- 13 R. PERICHON
"Etude théorique et expérimentale du bruit d'avalanche dans les diodes semiconductrices en silicium et en arséniure de gallium"
Thèse de 3ème cycle, Lille, Nov. 1971
- 14 A. LE BORGNE, R. PERICHON and E. CONSTANT
"Noise measure and temperature effect in small signal GaAs IMPATT amplifiers"
PIEEE, Vol 62, N° 4, pp 535-537, April 1974
- 15 A. LE BORGNE
"Sur les performances de bruit en amplification de diodes IMPATT GaAs"
Thèse de 3ème cycle, Lille, Sept. 1974
- 16 A. CASTELAIN, R. PERICHON, E. CONSTANT and A. LE BORGNE
"Value of electron diffusion constant in GaAs for high Electric field"
Applied Physics Letters, Vol 25, N° 12, pp 721-723, Déc. 1974
- 17 R.H. HAITZ and F.W. VOLTMER
"Noise studies in uniform avalanche diodes"
Applied Physics Letters, Vol 9, pp 381-383, Nov. 1966
- 18 R.H. HAITZ
"Noise of a self sustaining avalanche discharge in silicon : low frequency studies"
J. Appl. Phys., Vol 38, pp 2935-2946, June 1967

- 19 R.H. HAITZ and F.W. VOLTMER
"Noise of a self sustaining avalanche discharge in silicon :
Studies at microwave frequencies"
J. Appl. Phys., Vol 39, pp 3379-3384, June 1968

- 20 J.J. GOEDBLOED
"Determination of the intrinsic response time of semiconductor
avalanches of microwave measurements"
S.S.E., Vol 15, pp 635-647, 1972

- 21 E. CONSTANT, B. KRAMER and L. RACZY
"Sur le bruit présenté dans le domaine hertzien et ultrahertzien
par les jonctions semiconductrices en avalanche"
C.R. Acad. Sciences, B, Vol 265, pp 385-388, Août 1967

- 22 B. KRAMER
"Sur le bruit d'avalanche dans les semiconducteurs"
Thèse de 3e cycle, Lille, Oct. 1968

- 23 R. PERICHON and E. CONSTANT
"Bruit en amplification et en oscillation dans les diodes à
avalanche au Silicium et à l'arséniure de gallium"
Coll. int. CNRS,
"Le bruit de fond des composants actifs semiconducteurs"
Toulouse, Sept 1971

- 24 W.A. EDSON
"Noise in oscillators"
PIRE, Vol 48, pp 1454-1466, August 1960

- 25 M. LAX
"Classical noise, Part V : noise in self substained oscillators"
Phys. Rev., Vol 160, pp 290-307, Aug. 1967

- 26 K. KUROKAWA
"Noise in synchronized oscillators"
IEEE Trans. MTT, Vol 16, pp 234-240, April 1968

- 27 J.C. INKSON
"Noise generation under large signal conditions in the Read
Microwave avalanche diode"
Int. J. Electronics, Vol 25, pp 1-16, July 1968

- [28] H.J. THALER, G. ULRICH and G. WEIDMANN
"Noise in IMPATT diode amplifiers and oscillators"
IEEE Trans MTT, Vol MTT 19, pp 692-705, Aug 1971
- [29] M.T. VLAARDINGERBROEK
"Theory of oscillator noise"
Elect. Letters, Vol 7, N° 21, Sept 1971
- [30] J.J. GOEDBLOED
"Noise in IMPATT diode oscillators"
Thesis, Eindhoven, Nov. 1973
- [31] G. CONVERT
European Meeting of IEEE on semiconductor device Research,
Munich, Mars 1969
- [32] R.L. KUVAS
"Noise in IMPATT diodes : intrinsic properties"
IEEE Trans on El. Dev., Vol ED 19, N° 2, pp 220-233, Feb. 1972
- [33] SJÖLUND
"Analysis of large signal noise in Read oscillators"
S.S.E., Vol 15, pp 971-978, 1972
- [34] A. SJÖLUND
"Noise at large R.F. amplitudes in IMPATT oscillators"
Int. J. Electronics, Vol 34, N° 4, pp 551-564, 1973
- [35] M.E. HINES
"Large signal noise, frequency conversion, and parametric
instabilities in IMPATT diode networks"
Proc. IEEE, Vol 60, N° 12, pp 1534-1548
- [36] J.L. FIKART and P.A. GOUD
"A theory of oscillator noise and its application to IMPATT diodes"
J.A.P., Vol 44, pp 2284-2296, May 1973

- 37 J.J. GOEDBLOED and M.J. VLAARDINGERBROEK
"Noise in IMPATT diode oscillators at large signal levels"
IEEE Trans. El. Dev. Vol 21 pp 342-351, July 1974
- 38 A. SJOLUND
"Noise in IMPATT oscillators at large R.F. amplitudes"
Elect. Letters, Vol 7, pp 161-162, April 1971
- 39 J. JOSEPHANS
"Noise spectra of Read diode and Gunn oscillators"
PIEEE, Vol 54, pp 1478-1479, Oct. 1966
- 40 E.F. SCHERER
"Investigations of the noise spectra of avalanche oscillators"
IEEE Trans. MTT, Vol MTT 16, pp 781-788, Sept 1968
- 41 W. HARTH and G. VLRICH
"Q dependance of IMPATT diode FM noise"
Electron. Letters, vol 5, pp 7-8, Jan. 1969
- 42 G. ULRICH
"AM noise of IMPATT diode oscillators"
Elect. Letters, vol 6, pp 247-248, Apr. 1970
- 43 A.M. COWLEY, Z.A. FAZARINC, R.D. HALL, S.A. HAMILTON, C.S. YEN,
and R.A. ZETTLER
"Noise and power saturation in singly tuned IMPATT oscillators"
IEEE J. S.S.C. Vol SC 5, pp 338-345, Déc. 70
- 44 J.R. ASHLEY and C.B. SEARLES
"Microwave oscillator noise reduction by a transmission
stabilizing cavity"
IEEE MTT, Vol MTT 16, pp 743-748, Sept 1968

- 45 M.E. HINES, J.C. COLLINET and J.G. ONDRIA
"FM noise suppression of an injection phase locked oscillator"
IEEE MTT, Vol 16, pp 738-742, Sept 1968
- 46 R. PERICHON
"Frequency modulation noise of subharmonically injection
phase locked IMPATT oscillator"
IEEE MTT, Vol MIT 18, n° 11, pp 988-989, Nov. 1970
- 47 A. MIRCEA et R. PERICHON
"Origines et mecanismes du bruit de fond dans les diodes à
avalanche et à temps de transit"
Acta Electronica, Vol 17, N° 2, pp 165-170, Avril 1974
- 48 A. MIRCEA, E. CONSTANT and R. PERICHON
"FM noise of high efficiency GaAs IMPATT oscillators and
amplifiers"
Applied Phys. Letters, Vol 25, n° 12, pp 721-723, Déc 1974
- 49 M.T. VLAARDINGERBROEK
"On the signal dependance of avalanche noise generation"
IEEE Trans on El. Dev. Vol ED 22, n° 6, pp 309-313, June 1975
- 50 R. PERICHON and E. CONSTANT
"Effect of saturation current on noise in IMPATT diodes under
large signal conditions"
Journal Applied Physics, Vol 47, n° 11, pp 5072-5076, Nov. 1976
- 51 R.L. KUVAS
"Non linear noise theory for IMPATT diodes"
IEEE Trans El. Dev., Vol 23, pp 395-411, April 1976
- 52 H. STARTZ, R.A. PUCCEL, J.E. SIMPSON and H.A. HAUS
"Noise in Gallium Arsenide Avalanche Read Diodes"
IEEE Trans. on El. Dev., Vol ED 23, n° 9, pp 1075-1085
Sept 1976

- 53 P. LANGEVIN
"Sur la théorie du mouvement brownien"
C.R. Ac. Sciences, Vol 146, pp 530-533, Mars 1908
- 54 A. PAPOULIS
"Probability, random processes and stochastic processes"
Mc Graw-Hill, 1965
- 55 R. PERICHON
"Fluctuation du taux de génération par avalanche dans un
semiconducteur. Application au calcul du bruit délivré par
une diode à avalanche"
D.E.A., Lille, Juillet 1969
- 56 G. CONVERT
"A non linear theory of noise in Read diodes"
Proc. IEEE (Letters) pp 1266-1267, Aug. 1971
- 57 S.T. FISHER
"Small signal impedance of avalanche junctions with unequal
electron and hole ionization rates and drift velocities"
IEEE Trans El. Dev., Vol 14 pp 313-322, June 1967
- 58 G. GIBBONS and T. MISAWA
"Avalanche breakdown in Read diodes and PIN diodes"
S.S.E., Vol 11, N° 2, pp 225-232, Fev. 1968
- 59 Y.F. CHANG and S.M. SZE
"Temperature dependance of ionization rates in GaAs"
J.A.P., Vol 40, N° 13, pp 5392-5393, Déc. 1969
- 60 G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE and B. KRAMER
"Theoritical and experimental study of GaAs IMPATT oscillators
efficiency"
J.A.P., Vol 44, pp 314-324, Jan 1973

- 61 G.E. STILLMANN, C.M. WOLFE, J.A. ROSSI and A.G. FAYT
"Unequal electron and hole impact ionization in GaAs"
Appl. Phys. Letters, Vol 24, pp 471-474, May 1974
- 62 E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et à temps de transit"
Thèse d'Etat, Lille, Déc. 1973
- 63 A.S. TAGER
"The avalanche transit time diode and its use in microwaves"
Soviet Phys., Vol 9, pp 892-912 mai-juin 1967
- 64 D. DELAGEBEAUDEUF
Rev. Tech. Thomson CSF, Vol 1, N° 3, 1969
- 65 E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER et A. SEMICHON
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche, modes d'oscillation"
Acta Electronica, Vol 12, pp 211-253, Juillet 1969
- 66 P.M. LEBRUN
"Contribution à l'étude des oscillateurs hyperfréquences haut rendement à diode avalanche"
Thèse Doc. Ing., Lille, Juillet 1973
- 67 M.D. GREENBERG
"Application of Green's functions in science and engineering"
Prentice Hall, 1971
- 68 B.B. VAN IPEREN and H. TJASSENS
"Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes"
Proc IEEE, Vol 59, pp 1032-1033, 1971
- 69 E. ALLAMANDO, M. CHIVE, P. KENNIS et M. LEFEBVRE
"Limitations en rendement et en puissance des diodes ATT"
Acta Electronica, Vol 17, pp 127-150, Avril 1974

- 70 R.L. KUVAS and W.E. SCHROEDER
"Premature collection mode in IMPATT diodes"
IEEE Trans. El. Dev., Vol 22, pp 549-565, August 1975
- 71 K. KUROKAWA
"Some basic characteristics of broadband negative
resistance oscillator circuits"
B.S.T.J., Vol 48, pp 1937-1955, July-August 1969
- 72 W. SCHOCKLEY, J.A. COPELAND and R.P. JAMES
"The impedance field method of noise calculation in
active semiconductor devices"
- 73 A. MIRCEA, J. MAGARSHACK et A. ROUSSEL
"Etude du bruit basse fréquence des diodes Gunn au GaAs et
de sa corrélation avec le bruit de modulation de fréquence
des oscillateurs à effet Gunn"
Coll. Int. CNRS, Toulouse Sept 1971
- 74 A. MIRCEA
"Recherches sur le bruit de conversion dans les dispositifs
hyperfréquences au GaAs"
Contrat D.G.R.S.T. N° 72.7.0551.00.221.75.01, Rapport final
Février 1974
- 75 A. MIRCEA
"Contribution à l'étude de l'instabilité à fort signal et du
bruit dans les dispositifs à transfert d'électrons"
Thèse d'Etat, Paris VI, Mai 1976
- 76 A. MIRCEA et M. LEFEBVRE
Communication privée

- 77 J. MAGARSHACK, A. MIRCEA et A. ROUSSEL
"Bruit BF dans GaAs de type n et sa contribution avec le
bruit HF des oscillateurs à effet gunn"
Acta Electronica, Vol 15, N° 3, pp 233-243, 1972
- 78 A. VAN DER ZIEL
"Noise, sources, characterization and measurement"
Prentice Hall, 1970
- 79 M.E. HINES and W.W. ANDERSON
"Noise performance theory of esaki diode amplifiers"
Proc. IRE (Correspondance) Vol 48, p 789, April 1960
- 80 B.C. DE LOACH
"The noise performance of negative conductance amplifiers"
IRE Trans. El. Dev. pp 366-371, July 1962
- 81 J.A. MULLEN
"Back ground noise in non linear oscillators"
PIRE, Vol 48, pp 1467-1473, August 1960
- 82 R. ADLER
"A study of locking phenomena in oscillators"
Proc. IRE, Vol 34, pp 351-357, June 1946
- 83 R.L. KUVAS
"Noise in single frequency oscillators and amplifiers"
IEEE Trans. MTT, Vol 21, pp 127-134, March 1973
- 84 I. TATSUGUCHI, N.R. DIETRICH and C.B. SWAN
"Power noise characterization of phase locked IMPATT oscillators"
IEEE J. S.C.C., Vol 7, pp 2-10, Feb. 1972
- 85 J.J. GOEDBLOED
"On the up converted noise of IMPATT diode oscillator"
M.O.G.A., Amsterdam, Sept. 1970

- 86 J.R. ASHLEY, C.B. SEARLES and F.M. PALKA
"The measurement of oscillator noise at microwave frequencies"
IEEE MTT, Vol 16, N° 9, pp 753-760, Sept. 1968
- 87 J.G. ONDRIA
"A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra"
IEEE MTT, Vol 16, N° 9, pp 767-781, Sept. 1968
- 88 J.L. FIKART, J. NIGRIN and P.A. GOUD
"The accuracy of AM and FM noise measurements employing a
carrier suppression filter and phase detector"
IEEE MTT, Vol 20, N° 10, pp 702-703, Oct. 1972
- 89 B.G. BOSCH and W.A. GAMBLING
"Techniques of microwave noise measurement"
Journal Brit IRE, pp 503-515, June 1961
- 90 D.E. IGLESIAS
"Circuits for testing high-efficiency IMPATT diodes"
Proc IEEE, Vol 55, N° 11, pp 2065-1066, Nov. 1967
- 91 F.M. MAGALHAES and K. KUROKAWA
"A single-tuned oscillator for IMPATT characterizations"
Proc. IEEE, Vol 58, p 831-832, May 1970
- 92 K. KUROKAWA and F.M. MAGALHAES
"An X band 10 W multiple IMPATT oscillator"
Proc. IEEE, Vol 59, pp 102-103, Jan. 1971
- 93 H. TJASSENS
"Circuit analysis of a stable and low noise IMPATT diode
oscillator for X band"
Acta Electronica, Vol 17, N° 2, pp 181-185, avril 1974
- 94 C.A. BRACKETT
"The elimination of tuning-induced burnout and bias circuit
oscillations in IMPATT oscillators"
B.S.T.J., Vol 52, pp 272-306

- 95 R. WROBLEWSKI
"A study of a single tuned, waveguide-coaxial circuit for
IMPATT oscillators and IMPATT diode characterization"
Proc. 5th Coll. on Microwave communication, Budapest, 1974
- 96 K. KUROKAWA
"The single cavity multiple device oscillator"
IEEE MIT, Vol 19, N° 10, pp 793--801, Oct. 1971
- 97 G. SALMER, I. DOUMBIA, B. CARNEZ, A. MIRCEA
"Locally tuned reflexion type IMPATT diode amplifier"
Proc. E.M.C., Bruxelles, Sept. 1973
- 98 F.A. PADOVANI and R. STRATTON
"Field and thermoionic field emission in schottky barriers"
S.S.E. Vol N° 9, pp 695-707, 1966
- 99 P. KENNIS
"Etude de l'influence de l'effet tunnel sur les performances
d'oscillateurs hyperfréquences à diodes à avalanche"
Thèse de 3e cycle, Lille, Mai 1977
- 100 M.S. TYAGI
"Zener and avalanche breakdown in silicon alloyed pn junctions"
S.S.E. Vol N° 11, pp 99-128, 1968
- 101 S.P. KWOCK and G.I. HADDAD
"Effects of tunneling on an IMPATT oscillator"
J.A.P., Vol 43 N° 9, pp 3824-3830, Sept. 1972
- 102 D. DELAGEBEAUDEUF
"Rôle de l'effet tunnel sur les caractéristiques de fonctionnement
de structures 'hi-lo' millimétriques"
Journées nationales microondes, Limoges, Mars 1976
- 103 A. FARRAYRE et B. KRAMER
"Réalisation et caractérisation de diodes à avalanche en GaAs
fiables et reproductibles"
Acta Electronica, Vol 17, N° 2, pp 99-113, Avril 1974

- 104 Y. OKUTO and C.R. CROWELL

"Energy conservation considerations in the characterization
of impact ionisation in semiconductors"

Phys. Rev., Vol B6, pp 376-3081, 1972

- 105 R. HALL and J.H. LECK

"Avalanche breakdown of GaAs pn junctions"

Int. J. Elect., vol. 25, pp. 529-537, Déc. 1968.

