

THESE DE 3° CYCLE

SUR
LES PERFORMANCES DE
BRUIT EN AMPLIFICATION
DE DIODES IMPATT GaAs



MEMBRES DU JURY : M. SALMER Président
M. CONSTANT Rapporteur
M. MORIAMEZ Examineur
M. MIRCEA Invite

A MICHELE-HELENE

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Propriétés Hyperfréquences des Semiconducteurs et des Milieux Condensés de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a proposé ce sujet de recherche, guidé et conseillé efficacement au cours de ce travail.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de juger ce travail et de présider mon jury.

Monsieur le Professeur MORIAEZ, Président du Centre Universitaire de Valenciennes, s'est intéressé à mon travail et a bien voulu participer à mon jury. Je lui en suis reconnaissant.

Je remercie vivement Monsieur MIRCEA qui me fait le plaisir de participer à mon jury.

L'étude expérimentale a été effectuée à l'aide de composants mis à notre disposition par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée.

Enfin, je remercie mes camarades de laboratoire, le personnel administratif et technique et particulièrement R. PERICHON pour sa collaboration amicale et efficace.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

1 - PERFORMANCES FAIBLE NIVEAU DES AMPLIFICATEURS A DIODE A AVALANCHE.

1 . POINT SUR LES ETUDES THEORIQUES.

- a - Rappel de la théorie classique.
- b - Effets supplémentaires.
 - 1) Temps de réponse intrinsèque.
 - 2) Réaction de charge d'espace en zone d'avalanche.
- c - Zone de transit.
- d - Expression du générateur de THEVENIN équivalent.
- e - Expression théorique de la " Noise Measure ".
- f - Discussion de l'expression théorique de la "Noise Measure".
 - 1) Influence de la fréquence de fonctionnement.
 - 2) Evolution de M_1 avec la température.
 - 3) Influence de la structure.
 - 4) Influence de la résistance série et du courant de polarisation.

2 . ETUDE EXPERIMENTALE.

- a - Détermination de la "Noise Measure " à partir de l'impédance et de la tension de bruit.
- b - Mesure du gain G et de la "Noise Measure ".
- c - Résultats expérimentaux.

Temps de réponse intrinsèque.

- 1) Influence de la température.
- 2) Evolution de la "Noise Measure " avec le courant de polarisation.

.../...

3) Evolution de la " noise mesure "avec le gain.

4) Conclusion.

2 - PERFORMANCES GRAND SIGNAL DES AMPLIFICATEURS A DIODE A AVALANCHE.

1. CARACTERISATION DE L'ENSEMBLE SIGNAL ET BRUIT AVANT ET APRES AMPLIFICATION.

a - Bruit hyperfréquence.

b - Bruit basse fréquence.

c - Bruit d'impédance.

2. MISE EN EVIDENCE DU BRUIT D' IMPEDANCE DANS UNE DIODE IMPATT POLARISEE EN VARACTOR.

a - Diode à profil de dopage constant.

b - Diode à profil de dopage différencié. (high-low).

3. BRUIT AJOUTE EN AMPLIFICATEUR GRAND SIGNAL.

a - Bruit de modulation de phase et d'amplitude à 60 MHz de la fréquence porteuse.

b - Bruit de modulation de phase et d'amplitude au voisinage de la porteuse ($0,2 < f_m < 200$ kHz).

- Conclusion . Exemple d'application.

- METHODES ET APPAREILLAGE DE MESURES.

- Mesures au voisinage de la porteuse.

- Mesures à 60 MHz de la porteuse.

CONCLUSION.

BIBLIOGRAPHIE.

I N T R O D U C T I O N

L'étude des mécanismes qui sont à l'origine du bruit accompagnant la production d'énergie hyperfréquence à partir de diodes à avalanche et temps de transit, a été conduite parallèlement au développement de ce composant. Les travaux concernant ce domaine sont donc très nombreux et portent sur tous les modes de fonctionnement (oscillation, amplification, multiplication...), tous les types de matériaux (Silicium, Arséniure de Gallium, Germanium), divers types de structures (jonctions, barrières, profils de dopage différenciés ou plats...) (1) (2) (3) (4) (5). Actuellement, d'un point de vue purement expérimental, on peut résumer la situation de la façon suivante :

- Les structures à profil de dopage uniforme en GaAs présentent de meilleures performances que celles en Silicium.
- Les structures à profil de dopage différencié dont l'étude se poursuit activement parce qu'elles permettent d'obtenir des rendements élevés, semblent intrinsèquement plus bruyantes que les structures à profil uniforme et les premiers résultats rapportés dans la littérature confirment ce point de vue.

Par ailleurs, d'un point de vue théorique, un certain nombre de résultats importants paraissent définitivement acquis, ainsi il est possible de prévoir l'ordre de grandeur du bruit d'avalanche observé dans le Silicium et l'augmentation du bruit avec le niveau hyperfréquence. De nombreux problèmes restent cependant posés ; ils concernent essentiellement les diodes à avalanche en GaAs. En effet, pour des composants de ce type les performances de bruit diffèrent considérablement suivant les structures étudiées et les conditions d'utilisation et si l'on en croit la littérature des "Noise Measure" comprises entre 17 db (diode à profil de dopage uniforme en régime linéaire) (23) et 70 db (diode à profil différencié en oscillation) (24) , ont été déterminées expérimentalement. Il paraît donc important tant d'un point de vue expérimental que théorique d'étudier les différents mécanismes physiques qui peuvent être à l'origine de ces caractéristiques fort différentes.

L'objectif de notre travail est donc d'une part de comparer les performances de bruit des diodes IMPATT GaAs "profil plat" et "profil différencié", d'autre part de préciser l'ordre de grandeur du bruit d'avalanche et du bruit supplémentaire dû à la présence de pièges inhérents au matériau GaAs. L'étude expérimentale est menée à bien à l'aide d'amplificateurs à diode IMPATT GaAs.

Dans une première partie, on s'intéresse au bruit d'un amplificateur en régime petit signal. On montre à partir du concept de "noise measure" qu'il est possible de caractériser convenablement les performances bruit de ce mode de fonctionnement. On étudie théoriquement et expérimentalement l'influence de la structure de la diode, et on s'intéresse à l'optimisation de la "noise measure" en étudiant les effets des paramètres courant, fréquence, température de fonctionnement.

Dans une seconde partie, après avoir défini les différentes grandeurs caractérisant les performances bruit d'un amplificateur fort signal, nous analysons d'une manière phénoménologique les contributions des différents mécanismes donnant lieu au bruit hyperfréquence. L'étude expérimentale qui suit nous permet de chiffrer ces différentes contributions et d'approfondir la comparaison entreprise dans la première partie entre "profil plat" et "profil différencié". Nous illustrons ces résultats en étudiant les possibilités d'utilisation d'un amplificateur IMPATT dans un système de télécommunication (téléphonie multiplex à division de fréquence).

I - PERFORMANCES FAIBLE NIVEAU DES AMPLIFICATEURS A DIODE A AVALANCHE

1. POINT SUR LES ETUDES THEORIQUES

a - Rappel de la théorie classique

Le bruit d'avalanche résulte essentiellement du caractère discret de l'ionisation par chocs. On peut le considérer comme un bruit de grenaille amplifié par le processus multiplicatif de l'avalanche. Il est, en général, prépondérant par rapport aux bruits d'origines diverses habituellement présents dans un dispositif à semi-conducteur (bruit de génération - recombinaison, de diffusion, de scintillation, thermique). La première analyse théorique du bruit d'un amplificateur à réflexion à diode à avalanche a été faite par HINES (1). Il procède de manière assez intuitive pour introduire dans son calcul l'expression analytique du courant de bruit associé au processus d'avalanche. Nous avons préféré traiter le problème en supposant que c'est la fluctuation aléatoire du taux de génération qui est à l'origine du bruit d'avalanche. Plusieurs auteurs (2) (3) (4) ont déjà utilisé cette hypothèse dans des approches assez voisines du problème. Reprenons celle développée par PERICHON (4); on se donne l'expression du taux de génération G (nombre de paires de porteurs créées par unité de volume et de temps).

$$G = \alpha v_n n + \beta v_p p$$

G est la somme du taux moyen de génération \bar{G} et de sa fluctuation g .

$$G = \bar{G} + g \quad \text{avec} \quad \bar{g} = 0$$

On fait l'hypothèse que les créations de paires de porteurs sont instantanées et ne sont corrélées ni temporellement ni spatialement. g est donc une fonction aléatoire (suite de fonctions de DIRAC) additive sur l'espace et sur le temps dont la densité spectrale W_0 est indépendante de la fréquence. On peut donc calculer l'écart quadratique moyen de $g(x,t)$ (intégré sur le temps τ_0) :

$$\overline{g^2} = \frac{\bar{G}(x,t)}{S \Delta x \tau_0} = \frac{W_0}{2 \tau_0} \quad (1)$$

τ_0 doit être à la fois beaucoup plus grand que le temps d'autocorrélation de g et très inférieur à la période du signal mesuré ($S \Delta x$ représente le volume élémentaire de semi-conducteur). La fluctuation de courant correspondante dans une bande passante B s'écrit :

$$\langle \Delta I_c^2 \rangle = 2q (\alpha I_n + \beta I_p) B \Delta x \quad (2)$$

Nous faisons l'hypothèse que les taux d'ionisation α des électrons et β des trous sont égaux (nous limitons notre étude à l'arséniure de Gallium). Alors, compte tenu de la condition d'avalanche $\int \alpha dx = 1$, la source de bruit blanc qu'il faudra inclure dans l'équation de Read est définie par :

$$\langle I_g^2 \rangle = 2q I_0 B = \int \langle dI_c^2 \rangle \quad (3)$$

où I_0 est le courant traversant le semi-conducteur.

Nous utiliserons les hypothèses de calcul habituellement prises en compte pour déterminer l'impédance du semi-conducteur en régime faibles signaux. Le semi-conducteur est divisé en une zone d'avalanche d'épaisseur δ où règne un champ électrique constant et intense E_0 , et une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$ parcourue par les porteurs majoritaires. Les électrons et les trous ont même vitesse de saturation. Le courant de conduction $I_c = qv(n + p)$ est indépendant de l'abscisse en zone d'avalanche.

Nous introduisons le taux de génération dans les équations de continuité des électrons et des trous (méthode de LANGEVIN) :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = v \frac{\partial p}{\partial x} + \bar{G} + g \\ \frac{\partial n}{\partial t} = -v \frac{\partial n}{\partial x} + \bar{G} + g \end{cases} \quad (4)$$

La résolution de ce système et son intégration sur la zone d'avalanche conduit à l'équation de READ :

$$\tau_j \frac{dI_c}{dt} + \frac{I_c}{M_0} = \alpha' \delta I_0 e_a + I_g \quad (5)$$

où τ_i est le temps de réponse intrinsèque : $\tau_i = \frac{\delta}{2v}$

i_c est le courant de conduction en zone d'avalanche

M_o est le taux de multiplication : $M_o = \frac{I_o}{I_s}$

α' est la dérivée du taux d'ionisation par rapport au champ électrique

e_a est le champ électrique alternatif en zone d'avalanche

i_g est la source de bruit blanc définie précédemment.

Bien que les hypothèses utilisées soient assez restrictives, l'équation (5) conduit une bonne description des phénomènes qui se produisent en zone d'avalanche. Toutefois, nous pouvons raffiner ce modèle en y incorporant :

- les effets de charge d'espace en zone d'avalanche (équation de POISSON),
- la variation du courant de conduction en fonction de l'abscisse,
- l'influence de la diffusion.

La levée de ces hypothèses modifie à la fois l'évaluation de certains paramètres (τ_i) et la forme de l'équation (5). Ces modifications sont explicitées ci-après.

b - Effets supplémentaires

1) Temps de réponse intrinsèque τ_i

Nous verrons plus loin que le temps de réponse intrinsèque a une importance primordiale dans la description du bruit d'une diode à avalanche. Schématiquement, on peut dire que τ_i est le temps mis par le courant I_o pour répondre à une faible variation du courant de saturation. Nous effectuons un développement du courant de conduction $I_c(x)$ au voisinage de $x = 0$. L'équation (5) n'est pas modifiée, par contre le temps de réponse intrinsèque devient :

$$\tau_i = \frac{\delta}{3v} \quad \text{avec } v = 2 \frac{v_n v_p}{v_n + v_p}$$

Certains auteurs ont montré que la diffusion des porteurs pouvait jouer un rôle important. KUVÄS (5) a mené une étude théorique de ce phénomène. Il écrit les équations fondamentales en y incluant les coefficients de diffusion des électrons et des trous.

$$\begin{aligned} \text{équations de continuité : } \quad q (\delta n / \delta t) - (\delta i_n / \delta x) &= \alpha i_n + \beta i_p \\ q (\delta p / \delta t) + (\delta i_p / \delta x) &= \alpha i_n + \beta i_p \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{équations de transport : } \quad i_n &= q (n v_n + D_n (\delta n / \delta x)) \\ i_p &= q (p v_p - D_p (\delta p / \delta x)) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{équation de POISSON : } \quad \epsilon (\delta E_{sc} / \delta x) = \frac{i_p}{v_p} - \frac{i_n}{v_n} + q \left(\frac{D_p}{v_p} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{D_n}{v_n} \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (8)$$

Le temps de réponse intrinsèque est alors donné par :

$$\tau_i = K \tau_\delta = \tau_\delta (K_{dr} + K_{diff}) \quad (9)$$

$$\text{où } \tau_\delta K_{dr} = \frac{\delta}{3v} \quad \tau_\delta = \frac{\delta}{v_n + v_p}$$

(cas où $v_n = v_p = v$; $\alpha = \beta$ et $\frac{I_S}{I_0} = 0$)

L'expression de K_{diff} , en général très compliquée, se simplifie lorsque $\alpha = \beta$

$$\begin{aligned} K_{diff} &= \frac{v_n + v_p}{2v_n} \frac{D_n}{v_n \delta} \left[1/2 + \left(\frac{D_n}{v_n \delta} \right)^2 \left(\left(1 + \frac{v_n \delta}{D_n} \right) \exp \left(- \frac{v_n \delta}{D_n} \right) - 1 \right) \right] \\ &+ \frac{v_n + v_p}{2v_p} \frac{D_p}{v_p \delta} \left[1/2 + \left(\frac{D_p}{v_p \delta} \right)^2 \left(\left(1 - \frac{v_p \delta}{D_p} \right) \exp \left(- \frac{v_p \delta}{D_p} \right) - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

Nous constatons que le coefficient K_{diff} dépend étroitement de la longueur de diffusion réduite en zone d'avalanche $\frac{D}{v\delta}$ (rapport de la longueur de diffusion à la longueur de zone d'avalanche).

Faisant l'hypothèse que $\frac{D_n}{v_n \delta} = \frac{D_p}{v_p \delta}$, nous constatons que si $\frac{D}{v\delta}$ tend vers zéro (faible influence de la diffusion), K_{diff} varie linéairement avec $\frac{D}{v\delta}$; si par contre $\frac{D}{v\delta}$ tends vers l'infini (forte influence de la diffusion), alors

K_{diff} tend vers une valeur asymptotique indépendante de $\frac{D}{v\delta}$ (K_{diff} tend vers K_{dr} dans ce cas).

$$K = K_{dr} + K_{diff}$$

FIGURE 1 - Evolution du facteur de correction du temps de réponse intrinsèque τ_i en fonction de la longueur de diffusion normalisée en zone d'avalanche.

$$K = 2K_{dr}$$

Courbe théorique.

1.25

1

.75

$$K = K_{dr}$$

.5

.25

$$\tau_i = K \tau_0 = (K_{dr} + K_{diff}) \frac{\delta}{v_n + v_p}$$

$$U: D/v\delta$$

.5

1

1.5



Nous représentons figure 1 l'évolution de $K = K_{dr} + K_{diff}$ en fonction de u ,

lorsque $v_n = v_p$ et $\frac{D_n}{v_n \delta} = \frac{D_p}{v_p \delta} = u$.

Ce résultat montre que la diffusion peut au maximum doubler le temps de réponse intrinsèque calculé lorsqu'on la néglige. Figure 2, nous montrons l'augmentation de τ_i due à la diffusion en fonction de la longueur d'avalanche δ , avec D comme paramètre. Cette augmentation est d'autant plus grande que δ est petite.

2) Réaction de charge d'espace en zone d'avalanche

On ajoute l'équation de POISSON aux équations de continuité en zone d'avalanche. Le champ électrique est alors une fonction de l'abscisse. Analytiquement, cela se traduit par l'existence d'une résistance négative en zone d'avalanche et un retard supplémentaire du courant par rapport au champ électrique. Ces divers effets nous amènent à écrire une équation de type "READ" améliorée qui décrit l'évolution du courant de conduction dans la zone d'avalanche.

$$\left(\tau_i \frac{d}{dt} + \frac{1}{M_0}\right) i_c = \alpha' \delta I_0 \left(1 - \frac{\tau_i}{S} \frac{d}{dt}\right) e_a + i_g \quad (11)$$

c - Zone de transit

Nous obtenons un modèle de diode réaliste en ajoutant à la zone d'avalanche une zone de transit où le courant de conduction et le courant de déplacement issus de la zone d'avalanche sont injectés sous forme d'onde de charge d'espace. Nous tenons compte de l'influence possible de la diffusion. Le coefficient de diffusion D_n (il n'y a qu'un seul type de porteurs, les électrons) sera considéré comme constant dans cette zone et pourra y avoir une valeur différente de celle en zone d'avalanche.

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - v_n \frac{\partial n}{\partial x} - D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \quad (12)$$

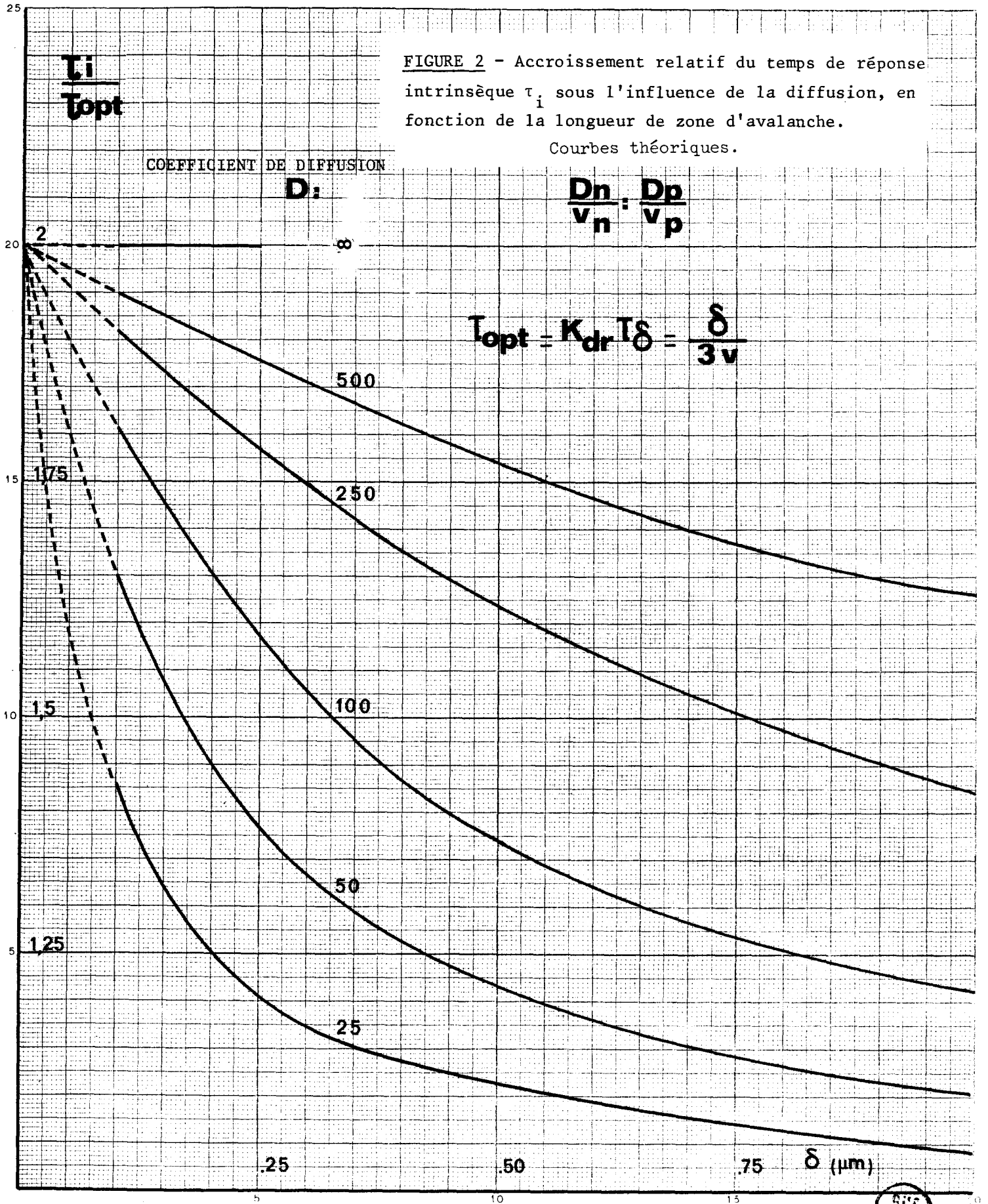


FIGURE 2 - Accroissement relatif du temps de réponse intrinsèque τ_i sous l'influence de la diffusion, en fonction de la longueur de zone d'avalanche.

Courbes théoriques.



La solution de cette équation est de la forme :

$$i_c(t) = i_c(0) \exp(kx + j\omega t) \quad (13)$$

$k = k_r + jk_i$ est la constante de propagation complexe déterminée en reportant l'équation (13) dans (12):

$$k_r = \frac{\epsilon}{v} \frac{\omega_d}{2\omega} \left[\left(\frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \left(4 \frac{\omega}{\omega_d} \right)^2 \right)^{1/2} + 1 \right\} \right)^{1/2} - 1 \right];$$

$$k_i = \frac{\epsilon}{v} \frac{\omega_d}{2\omega} \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \left(4 \frac{\omega}{\omega_d} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right\} \right]^{1/2};$$

$$\omega_d = \frac{v_n^2}{D_n}$$

Soit i_{ext} le courant circulant dans le circuit extérieur à la zone de transit.

$$i_{ext} = i_c(t) + j\omega\epsilon S \frac{d e_t(x)}{dt} \quad (14)$$

La tension aux bornes de cette zone est alors :

$$u_t = \frac{(W - \delta)}{j\omega\epsilon S} (i_{ext} - i_c F_t) \quad (15)$$

où le facteur de transport F_t s'écrit :

$$F_t = \lambda - j\chi$$

$$\lambda = \frac{k_r(W-\delta) + \exp\left[-k_r(W-\delta)\right] \left[k_i(W-\delta) \sin k_i(W-\delta) - k_r(W-\delta) \cos k_i(W-\delta) \right]}{(k_i^2 + k_r^2) (W-\delta)^2} \quad (16)$$

$$\chi = \frac{k_i(W-\delta) - \exp\left[-k_r(W-\delta)\right] \left[k_i(W-\delta) \cos k_i(W-\delta) + k_r(W-\delta) \sin k_i(W-\delta) \right]}{(k_i^2 + k_r^2) (W-\delta)^2} \quad (17)$$

Remarquons que si on néglige la diffusion, on retrouve les facteurs de transport classiques :

$$\lambda = \frac{\sin \theta}{\theta} \quad \chi = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \text{avec} \quad \theta = \frac{2 \Pi F(W-\delta)}{v}$$

d - expression du générateur de THEVENIN équivalent

A partir des éléments précédents, un calcul direct donne la tension de bruit aux bornes de l'élément semiconducteur ainsi que son impédance (générateur de THEVENIN équivalent).

Nous donnons ci-dessous les deux grandeurs nécessaires pour la suite du calcul :

f é m du générateur de bruit en circuit ouvert :

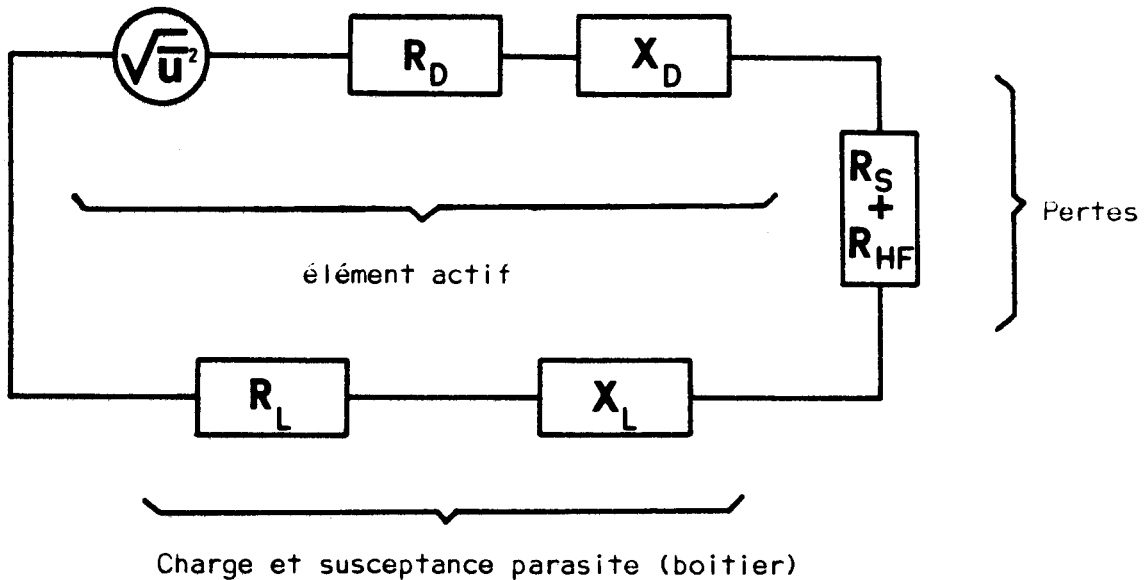
$$\overline{u^2} = \frac{2qI_0 \Delta f}{C^2 \omega^4 \tau_i^2} \frac{(\delta/W + (1 - \delta/W)\lambda)^2 + ((1 - \delta/W)\chi)^2}{(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2})^2 + (\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i})^2} \quad (18)$$

impédance interne du générateur :

$$R_D = -\frac{1}{C\omega} \left[\frac{\left(\frac{\omega_a^2}{\omega^2} (1 - \frac{\delta}{W}) (\chi - \frac{\omega\tau_i}{5} (1 - \lambda)) + \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right) \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right)^2} + \frac{\left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right) \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} (1 - \frac{\delta}{W}) (1 - \lambda + \frac{\omega\tau_i}{5} \chi) \right)}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right)^2} \right] \quad (19)$$

$$X_D = -\frac{1}{C\omega} \left[\frac{\left(\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) \left\{ 1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} (1 - \frac{\delta}{W}) (1 - \lambda + \frac{\omega\tau_i}{5} \chi) \right\} \right)}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right)^2} - \frac{\left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right) \left(\frac{1}{M_0\omega\tau_i} + \frac{\omega_a^2}{\omega^2} (1 - \frac{\delta}{W}) (\chi - \frac{\omega\tau_i}{5} (1 - \lambda)) \right)}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - \frac{1}{M_0\omega\tau_i} \right)^2} \right] \quad (20)$$

Ces expressions conduisent au schéma d'utilisation (1) suivant :



SCHEMA 1

e - expression théorique de la "noise mesure"

Habituellement, les performances en bruit d'un amplificateur sont caractérisées par son facteur de bruit F . Cette manière de procéder s'avère insuffisante, en particulier dans le cas où à la fois le gain et le facteur de bruit tendent vers zéro. HAUS et ADLER (6) ont montré que la "noise mesure" M définie par $M = (F-1)/(1-1/G)$ (21) constituait une véritable mesure de la qualité de l'amplificateur (quelque soit le type d'amplificateur considéré). Nous remarquons que M tend vers le facteur de bruit en excès lorsque le gain est grand. Afin d'illustrer l'intérêt de ce concept, considérons un amplificateur élémentaire de gain G , de facteur F , sa "noise mesure" sera $M = (F-1)(1-1/G)$. Plaçons un grand nombre de ces cellules élémentaires en cascade. Le gain résultant de l'ensemble sera aussi grand qu'on veut. Le facteur de bruit F de l'ensemble est donné par la formule de FRISS :

$$F = 1 + (F - 1) + \frac{F - 1}{G} + \frac{F - 1}{G^2} + \dots$$

à la limite F tend vers $1 + \frac{F - 1}{1 - \frac{1}{G}} = 1 + M$

Il en résulte que la chaîne d'amplificateurs a même "noise measure" qu'une des cellules élémentaires.

HAUS montre alors que les performances de bruit d'un dipôle bruyant à résistance négative (c'est le cas d'une diode à avalanche) sont optimisées (c'est à dire que l'on obtient la valeur minimale de la "noise measure") en le plaçant dans un des bras d'un circulateur idéal.

M est alors donnée par :

$$M = \frac{|P_e|}{k T_0 B} \quad (22)$$

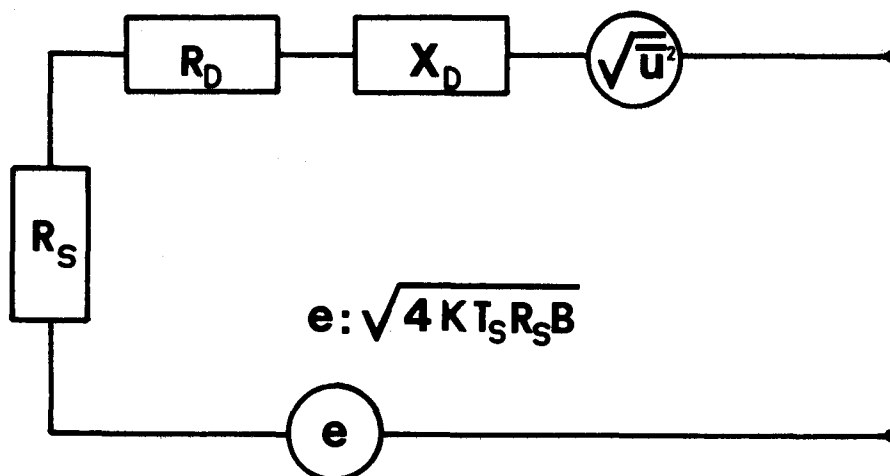
où P_e est la "puissance échangeable" de bruit du dipôle à résistance négative.

La puissance échangeable d'un dipôle (impédance $Z_g = R_g + jX_g$; force électromotrice E_g) est :

$$P_e = \frac{E_g^2}{4 R_g} \quad (R_g < 0)$$

(lorsque R_g est positive ce n'est rien d'autre que la puissance maximale utilisable du dipôle).

Nous pouvons appliquer ces définitions à la diode à avalanche, schématisée par son dipôle de THEVENIN équivalent (schéma (2)).



BUS
LILLE

T_S : Température physique de R_S

La "Puissance de bruit échangeable" s'écrit :

$$P_e = \frac{\langle u^2 \rangle + e^2}{4 R_e |Z|} = \frac{\langle u^2 \rangle + 4 k T_S R_S B}{4(R_S - R_D)} \quad (23)$$

donc :

$$M = \frac{\langle u^2 \rangle}{4 k T_O B |R_S - R_D|} + \frac{T_S}{T_O} \frac{R_S}{|R_S - R_D|} \quad (24)$$

Dans le cas d'une diode à avalanche, le 2e terme de l'expression de M est toujours négligeable vis à vis du premier (la température physique de fonctionnement est toujours très inférieure à $\frac{\langle u^2 \rangle}{4 k B |R_S - R_D|}$).

En conséquence, par la suite nous adopterons les conventions d'écriture suivantes :

$$\begin{aligned} M_D &= \frac{\langle u^2 \rangle}{4 k T_O B |R_S - R_D|} \\ &= \frac{\langle u^2 \rangle}{4 k T_O B |R_D|} \frac{1}{1 - \left| \frac{R_S}{R_D} \right|} \\ M_D &= M_I \frac{1}{1 - \left| \frac{R_S}{R_D} \right|} \end{aligned} \quad (25)$$

A partir des expressions de $\langle u^2 \rangle$ et de R_D (dans lesquelles nous avons négligé le courant de saturation) nous pouvons maintenant expliciter M_I :

$$\begin{aligned} M_I &= \frac{2qI_0}{4kT_O} \frac{1}{\omega^4 C^2 \tau_i^2} \frac{\left(\frac{\delta}{W} + (1 - \frac{\delta}{W})\lambda \right)^2 + \left((1 - \frac{\delta}{W})X \right)^2}{\frac{1}{C\omega} \left[\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ X - \frac{\omega\tau_i}{5} (1 - \lambda) \right\} + \dots \right.} \\ &\quad \left. \dots + \frac{\omega\tau_i}{5} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \left\{ 1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left(1 - \lambda + \frac{\omega\tau_i}{5} X \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

Nous exploiterons cette relation en négligeant les termes en $\omega^3 \tau_i^3$ et en y introduisant :

- le courant de polarisation normalisé B_0 :

$$B_0 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{I_0}{I_x}$$

- la résistance série normalisée R_{Sn} :

$$R_{Sn} = R_S C \omega$$

$$M_1 = \frac{q}{2kT_0 \alpha'} \frac{1}{\tau_i} \frac{\left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi \right]^2 + \left[\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right]^2}{\frac{\omega \delta}{W} \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left(1 - B_0\right) \chi + \left[\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right] \frac{\omega \tau_i}{5} \right]} \quad (27)$$

$$\frac{R_S}{|R_D|} = \frac{R_{Sn}}{B_0} \frac{(1 - B_0)^2 + \left(\frac{\omega \tau_i}{5} B_0\right)^2}{\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi (1 - B_0) + \left[\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right] \frac{\omega \tau_i}{5}} \quad (28)$$

f - Discussion de l'expression théorique (27) de la "noise measure"

Remarque préliminaire

Le premier facteur dont dépend M_1 , : $q/2kT_0 \alpha'$ (que HAUS (7) appelle "optimum noise measure") n'est fonction que de α' (dérivée du taux d'ionisation par rapport au champ électrique). Pour toute diode à avalanche, pour un angle de transit inférieur à 2π , M_0 ne peut être inférieur à cette valeur. Pour fixer un ordre de grandeur, si $\alpha' = 0,4$ et $T_0 = 290^\circ K$, alors $q/2kT_0 \alpha'$ vaut environ 17 db. On a donc intérêt à choisir un matériau où pour un α donné, α' soit le plus grand possible. La "noise measure" est inversement proportionnelle au temps de réponse intrinsèque τ_i . Le temps de réponse intrinsèque est fonction à la fois de la longueur δ , de la vitesse des porteurs et de la longueur de diffusion réduite en zone d'avalanche. Si on diminue la longueur δ , il en est de même de $\tau_\delta = \delta / (v_n + v_p)$ et à première vue de τ_i . En fait, cette diminution peut être en partie compensée par l'accroissement du terme

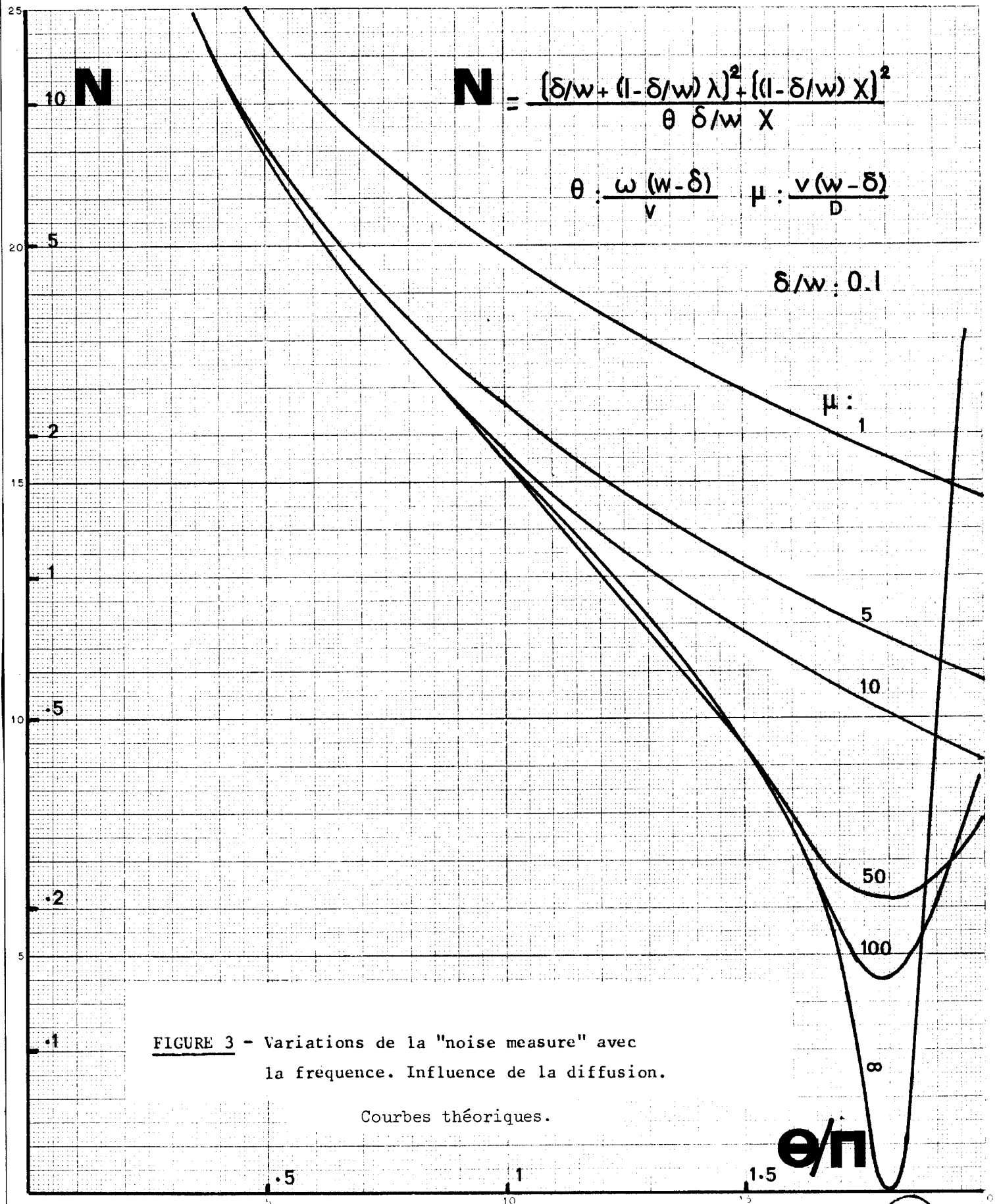
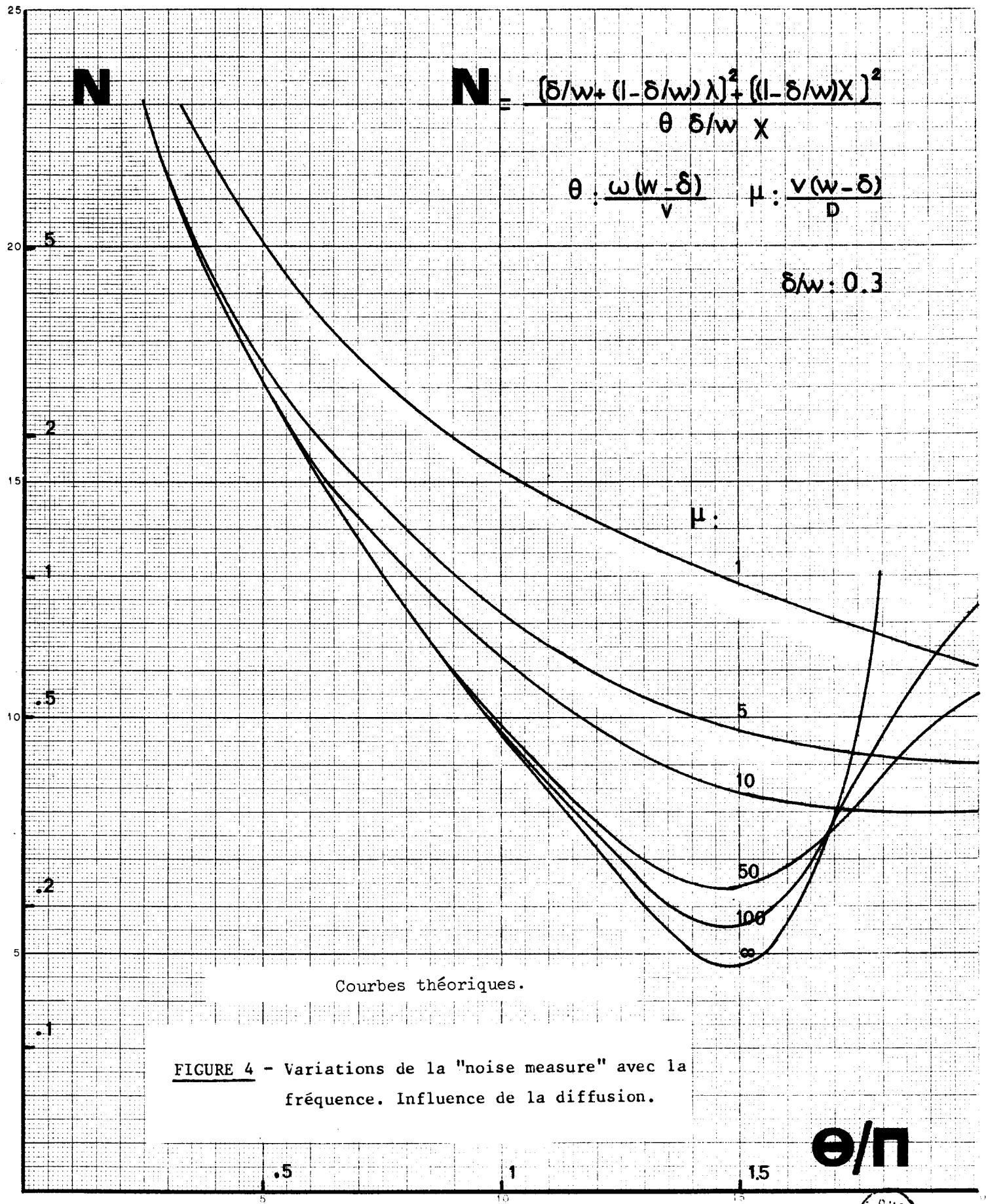


FIGURE 3 - Variations de la "noise measure" avec la frequence. Influence de la diffusion.

Courbes théoriques.



N

N

$$N = \frac{[\delta/w + (1 - \delta/w)\lambda]^2 + [(1 - \delta/w)X]^2}{\theta \delta/w \chi}$$

$$\theta = \frac{\omega(w - \delta)}{v}$$

$$\mu = \frac{v(w - \delta)}{D}$$

$\delta/w : 0.3$

$\mu :$

Courbes théoriques.

FIGURE 4 - Variations de la "noise measure" avec la fréquence. Influence de la diffusion.

e/n



correctif dû à la diffusion. A ce niveau, la diffusion peut donc avoir un effet favorable sur la "noise measure".

1) Influence de la fréquence de fonctionnement

Nous nous proposons d'étudier l'évolution de la "noise measure" en fonction de la fréquence de fonctionnement ou ce qui revient au même, de l'angle de transit θ . Ce dernier est à la fois fonction de la fréquence et de la température (par l'intermédiaire de la vitesse limite des porteurs):

$$\theta = \omega(W - \delta)/V$$

Nous devons donc faire l'hypothèse que la température est fixe. D'autre part, nous savons que $q/2kT_0\alpha'$ et τ_i sont indépendants de la fréquence. Nous tenons compte de la diffusion en zone de transit. Toutefois, afin d'obtenir des résultats faciles à exploiter, nous supposons que la résistance série est nulle, le courant de polarisation faible ($B_0 \ll 1$) et la réaction de charge d'espace en zone d'avalanche négligeable. Les variations de :

$$N = \left\{ \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right)\chi \right]^2 + \left[\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)\lambda \right]^2 \right\} / \left(\frac{\delta}{W}\right) \times \theta$$

en fonction de l'angle de transit θ traduisent à un facteur constant près l'évolution de M_1 en fonction de la fréquence. Nous représentons ces variations figures 3 et 4 avec la longueur de diffusion réduite en zone de transit comme paramètre pour deux valeurs du rapport δ/W (0,1 et 0,3).

Nous constatons que la "noise measure" dépend énormément de la fréquence et que si l'on recherche des performances optimales en bruit, il peut être intéressant de faire fonctionner la diode à un angle de transit supérieur à Π .

Le principal effet de la diffusion en zone de transit serait d'augmenter M_1 et d'atténuer l'amplitude de ses variations avec la fréquence. En fait, expérimentalement PERICHON et CASTELAIN (8) ont montré que pour des champs résiduels inférieurs à 50 kV/cm, en zone de transit, le coefficient de diffusion D est inférieur à $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ (soit μ supérieur à 100 pour les diodes que nous avons étudiées). L'influence de la diffusion est donc peu importante.

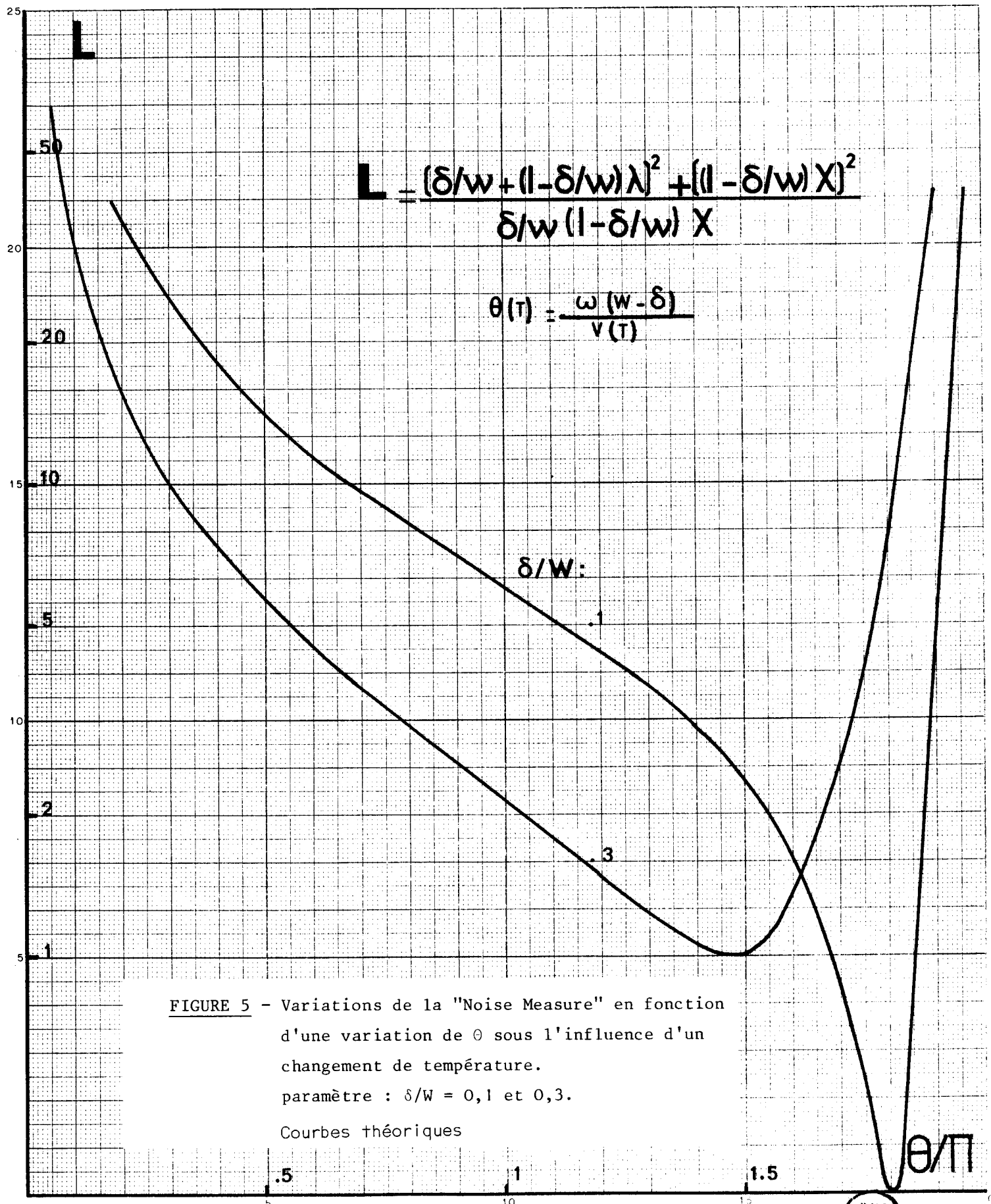


FIGURE 5 - Variations de la "Noise Measure" en fonction d'une variation de θ sous l'influence d'un changement de température.
 paramètre : $\delta/W = 0,1$ et $0,3$.
 Courbes théoriques

2) Evolution de M_{11} avec la température

Etant donné que les amplificateurs à diode à avalanche peuvent être amenés à fonctionner dans des conditions d'ambiance variées, il est nécessaire d'étudier l'évolution de la "noise measure" en fonction de la température, à fréquence fixe. Divers paramètres dont dépend M_{11} , peuvent varier avec la température : τ_i , α' , v . Nous faisons l'hypothèse que les grandeurs τ_i et α' dépendent peu de la température. A titre d'exemple, nous avons vérifié expérimentalement que lorsque la température varie de -100°C à $+200^\circ\text{C}$, τ_i varie de moins de 2 db. Par contre, la vitesse limite des porteurs varie avec la température, compte tenu de l'hypothèse que nous venons de faire sur τ_i et α' . On a pu estimer expérimentalement (9) qu'elle doublait lorsque la température passe de $+100^\circ\text{C}$ à -100°C . Les variations de :

$$L = \frac{\left[(1 - \delta/W)\chi \right]^2 + \left[\delta/W + (1 - \delta/W)\lambda \right]^2}{(1 - \delta/W) (\delta/W) \chi}$$

traduisent à un facteur constant près l'évolution de la "noise measure" avec la température. Nous représentons les variations de L figure 5 en l'absence de diffusion pour deux valeurs du rapport δ/W (0,1 et 0,3). On remarque que si à température ambiante, l'angle de transit a une valeur usuelle (ie $0,75 \Pi$), il peut être intéressant d'élever la température de fonctionnement si on cherche les performances optimales en bruit. De plus les variations de L et N sont très comparables. Nous avons donc là une méthode originale pour étudier la "noise measure" en fonction de l'angle de transit à fréquence fixe. Nous verrons plus loin que cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'étude expérimentale des amplificateurs à structure "self résonnant".

3) Influence de la structure.

Les diodes à dopage constant que nous avons étudiées, ont typiquement un rapport δ/W égal à 0,3 alors que celui des diodes à deux niveaux de dopage ("high low") peut être inférieur à 0,1. Les figures 3, 4 et 5 mettent en évidence que si les grandes valeurs du rapport δ/W conduisent à de meilleures performances en bruit pour des angles de transit usuels (inférieurs à $1,5 \Pi$), par contre les faibles valeurs du rapport δ/W semblent mieux adaptées à un fonctionnement à des angles de transit plus grands (si toutefois on accepte la perte de rendement qui en résulte).

La longueur de zone d'avalanche δ influe sur la "noise mesure" par l'intermédiaire de τ_i et de α' . Les variations de la quantité $\alpha'\delta$ (si on suppose que τ_i est proportionnel à δ) peuvent donner une bonne idée de cette dépendance. α' est une fonction constamment croissante de δ ($0,1 \leq \delta \leq 1 \mu\text{m}$). Cela entraîne une diminution de M_i de 3 à 5 db, lorsque δ varie de 0,1 à 1 μm (selon les valeurs adoptées pour le taux d'ionisation α).

4) Influence de la résistance série et du courant de polarisation.

Pour cette étude nous avons négligé la diffusion (aussi bien en zone d'avalanche qu'en zone de transit). Nous admettrons donc que $\tau_i = \delta/3v$. Nous introduisons dans le calcul de la "noise mesure" deux grandeurs normalisées : résistance série et courant de polarisation. Cette manière de faire a été utilisée par KUVAS (10), elle permet d'obtenir des expressions quasi-universelles de la "noise mesure" d'une diode à avalanche.

$$R_{Sn} = R_S C \omega = R_S \frac{\epsilon S \theta v}{W(W-\delta)} \quad (29)$$

$$B_o = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{3 \alpha' I_o (W - \delta)^2}{\epsilon S v \theta^2}$$

M_D s'écrit alors :

$$M_D = \frac{q}{2kT_o \alpha'} \frac{3}{\theta} \frac{W(W-\delta)}{\delta^2} \frac{\left(\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi \right)^2 + \left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right)^2}{\left(\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi (1 - B_o) \right) + \left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right) \frac{\theta}{15} \left(\frac{\delta}{W} \right) \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^{-1}}$$

$$\times \frac{1}{1 - \frac{R_{Sn}}{B_o} \frac{(1 - B_o)^2 + B_o^2 \frac{\theta}{15} \left(\frac{\delta}{W} \right) \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^{-1}}{\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi (1 - B_o) + \left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \lambda \right) \frac{\theta}{15} \left(\frac{\delta}{W} \right) \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^{-1}}$$

(30)

Nous utilisons cette expression pour calculer la "noise mesure" en fonction de l'angle de transit θ avec le rapport δ/W comme paramètre. Dans le cas limite, où $B_o \neq 0$ et $R_{Sn} = 0$, (figure 6) nous vérifions qu'en général les grandes valeurs du rapport δ/W améliorent la "noise mesure". Tant que l'angle de transit

M/M_{opt} (dB)

FIGURE 6 - Variations de la "Noise Measure" en fonction de l'angle de transit.
Paramètre $\delta/N = 0,1$ et $0,3$.

Courbes théoriques

R_{sn} : 0
B_o : 0
 $\tau_i : \delta/3v$

$\delta/w:$

.1

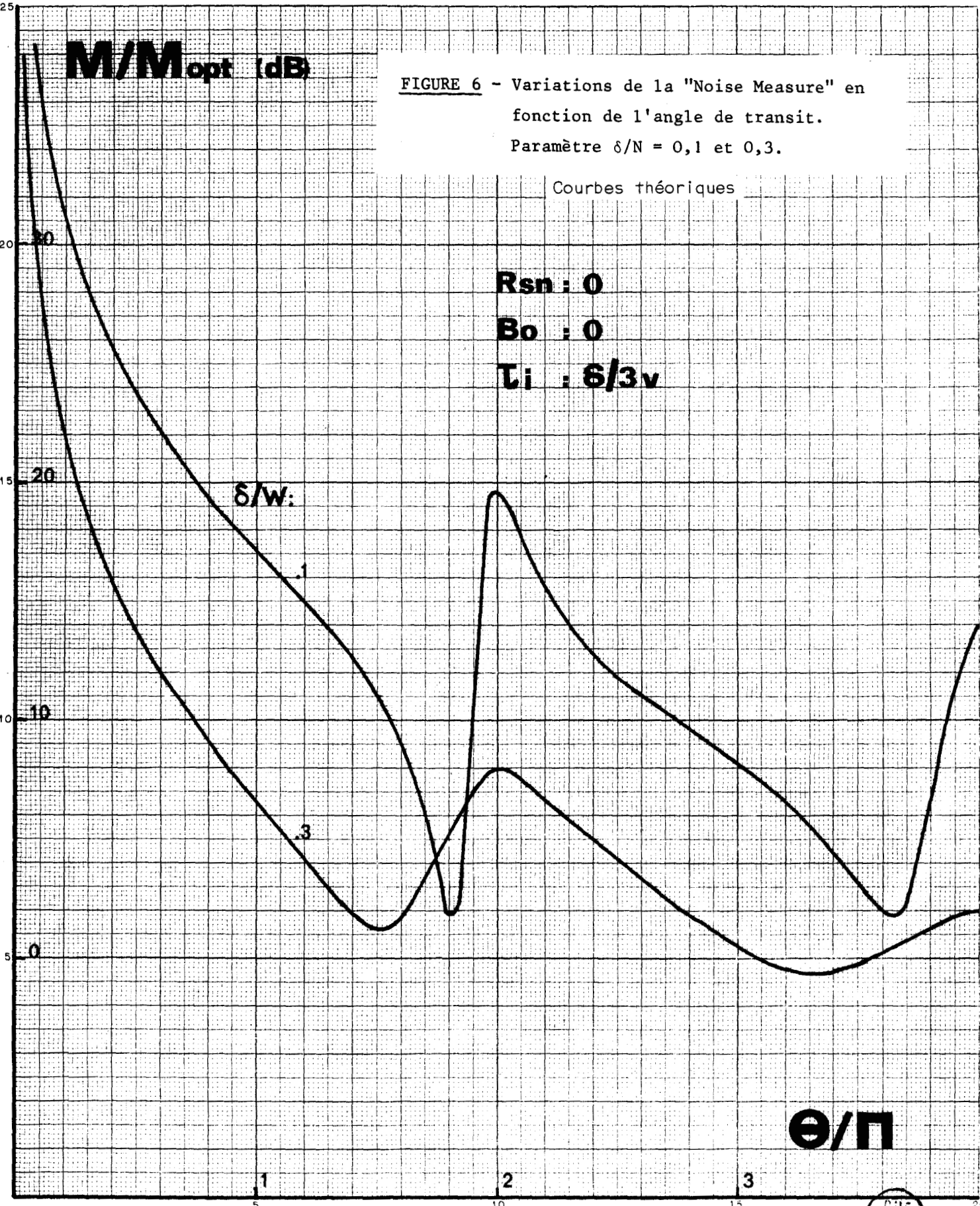
.3

θ/π

1

2

3



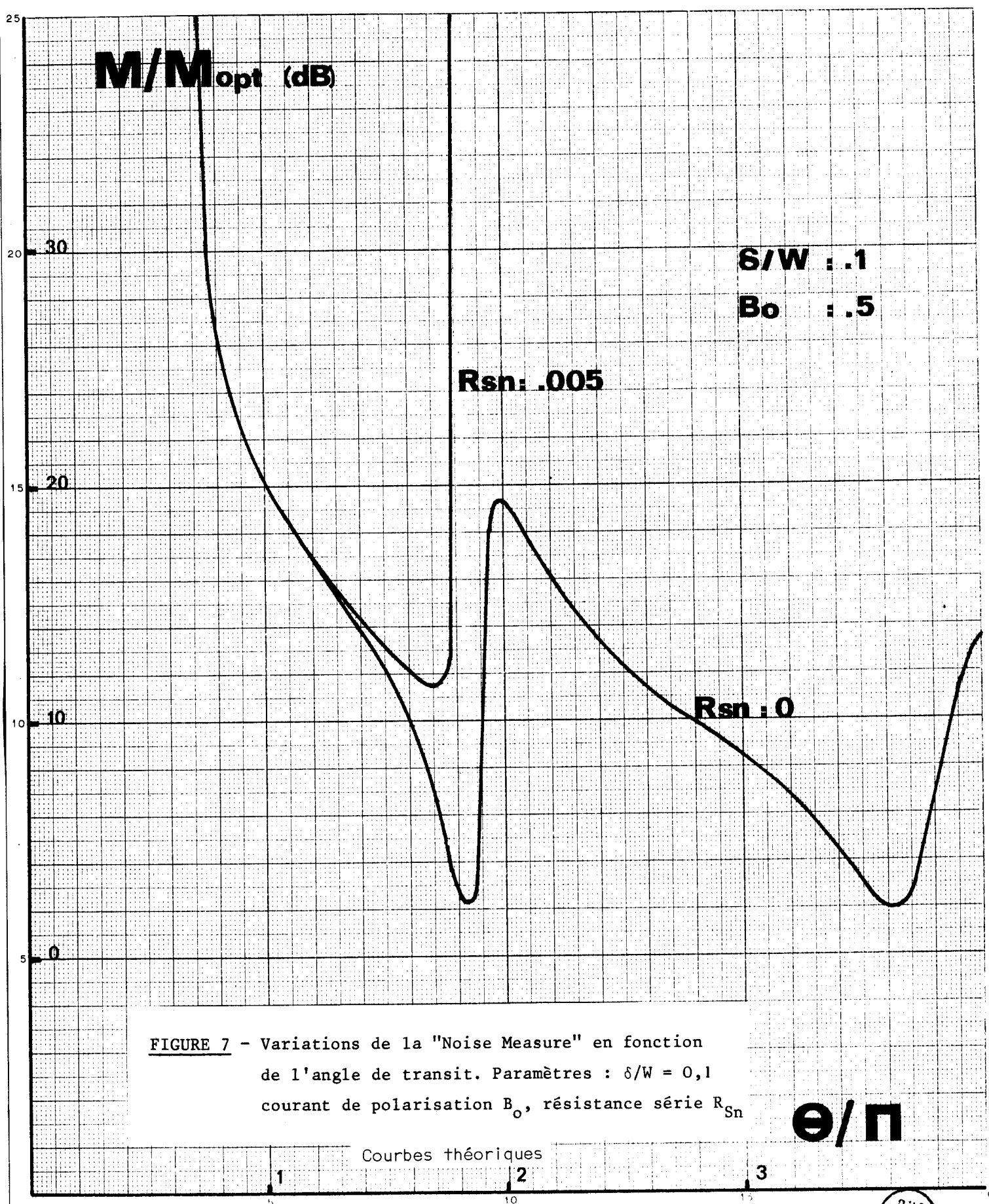


FIGURE 7 - Variations de la "Noise Measure" en fonction de l'angle de transit. Paramètres : $\delta/W = 0,1$ courant de polarisation B_0 , résistance série R_{Sn}

Courbes théoriques

1 2 3



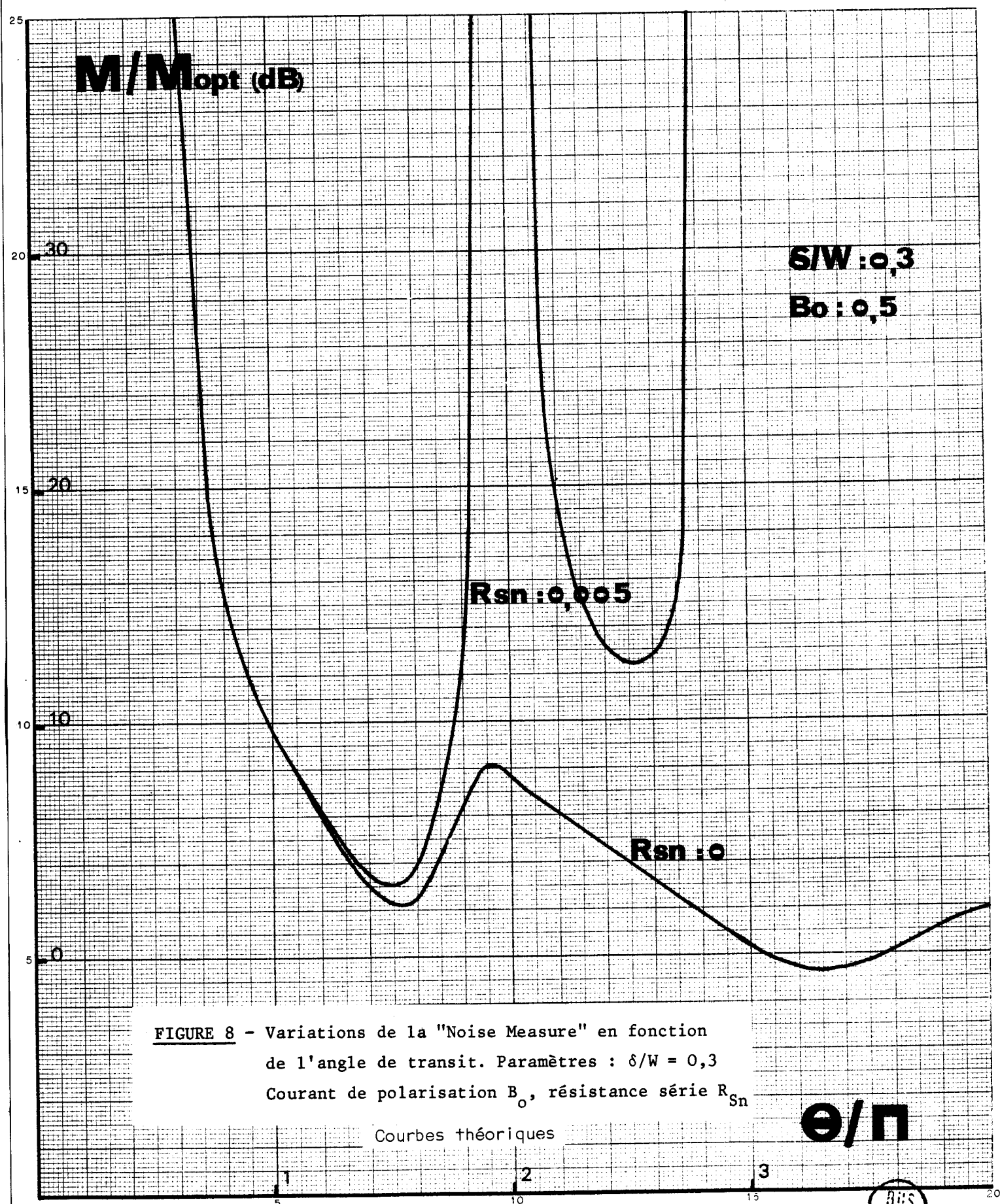


FIGURE 8 - Variations de la "Noise Measure" en fonction de l'angle de transit. Paramètres : $\delta/W = 0,3$
 Courant de polarisation B_0 , résistance série R_{Sn}

Courbes théoriques



est inférieur à $1,2 \Pi$, la "noise measure" est inversement proportionnelle au carré du temps de réponse intrinsèque τ_i . D'autre part, on remarque que pour des angles de transit supérieurs à 3Π , il est théoriquement possible d'atteindre des valeurs de "noise measure" inférieures à l'"optimum noise measure" calculée par HAUS (7). Ces valeurs sont toutes théoriques car les pertes du circuit haute fréquence empêcheront d'utiliser la faible résistance négative correspondante.

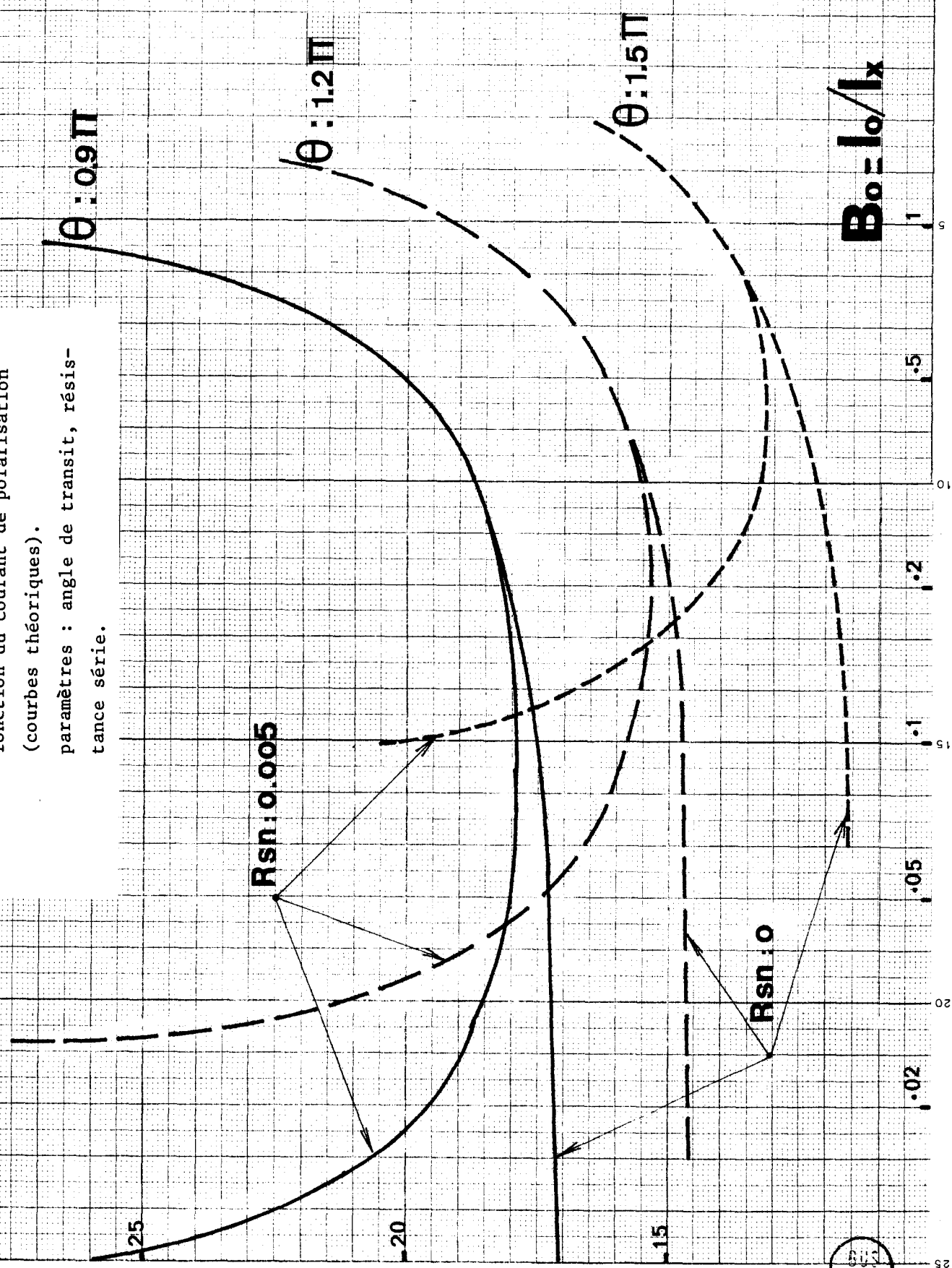
Sur les figures 7 et 8 nous avons représenté les variations de M, en fonction de θ avec cette fois des valeurs réalistes de courant de polarisation et de résistance série. Pour les diodes que nous avons étudiées, nous donnons les valeurs typiques de la densité du courant de polarisation et de la résistance série correspondant à $B_o = 0,5$ et $R_{Sn} = 0,005$ et à un angle de transit de Π .

δ/W	0,1	0,3
J_o	200 A/cm ²	400 A/cm ²
R_S	0,85 Ω	0,35 Ω

On remarque que sous l'influence de la résistance série, M présente un pôle au voisinage de $\theta = 2\Pi$, et que le fonctionnement est pratiquement impossible au-dessus. Par contre c'est l'abaissement de la fréquence d'avalanche qui accroît la "noise measure" pour les faibles angles de transit et interdit le fonctionnement au-dessous d'un certain seuil. L'expression théorique (29) peut être exploitée à angle de transit constant en faisant varier le courant de polarisation. Cette manière de procéder est très intéressante car elle met en évidence l'existence à chaque fréquence d'un courant optimum auquel correspond un minimum assez large de la "noise measure". La valeur de ce minimum dépend à la fois des pertes et de la fréquence d'avalanche (figure 9).

M/M_{opt} (dB)

**FIGURE 9 - Variations de la "Noise Measure" en fonction du courant de polarisation (courbes théoriques).
paramètres : angle de transit, résistance série.**



3717
LURE

2. ETUDE EXPERIMENTALE

Les calculs théoriques précédents indiquent que pour déterminer expérimentalement la "noise measure" nous pouvons procéder de deux manières différentes :

- a) Mesure de l'impédance et de la tension de bruit en circuit ouvert.
- b) Mesure directe sur un amplificateur.

a - Détermination de la "noise measure" à partir de l'impédance et de la tension de bruit.

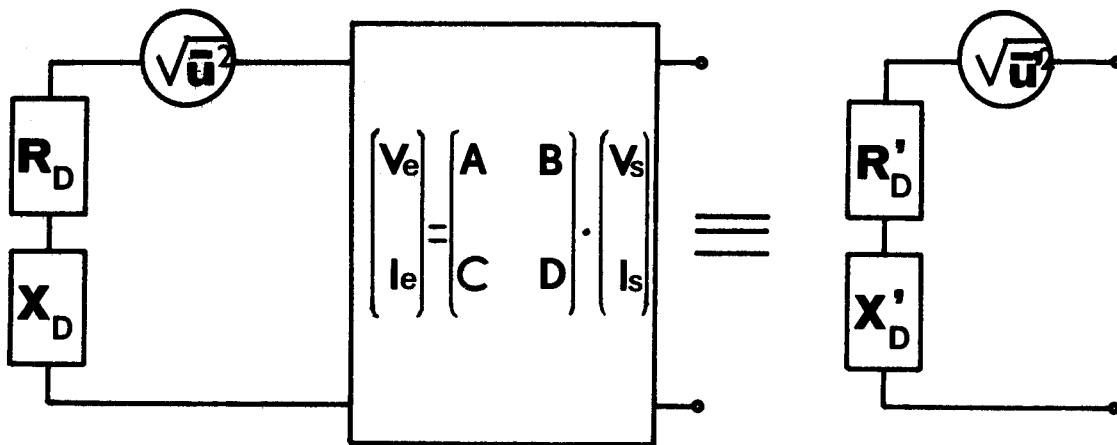
L'examen de l'expression théorique de M_1 :

$$M_1 = \frac{\langle u^2 \rangle}{4kT_0 |R_D| B} \quad (31)$$

montre qu'il suffit de déterminer $\langle u^2 \rangle$ et $|R_D|$ pour calculer M_1 . L'originalité de cette méthode de mesure réside dans le fait que bien que ne réalisant pas effectivement un amplificateur (la diode sera simplement placée sans autre adaptation à l'entrée du dispositif de mesure d'impédance) il est possible de déterminer la "noise measure" en faibles signaux de tout amplificateur qui serait réalisé avec la diode étudiée. Cette détermination de "noise measure" est d'autre part indépendante des pertes de la diode et des différents circuits d'accord. Nous éliminons à coup sûr toute oscillation parasite de la diode. Cependant, nous devons montrer qu'il est effectivement possible de mesurer l'impédance de la diode à travers les éléments parasites d'encapsulation et que nous pouvons déterminer la tension du générateur de bruit associé à la diode à avalanche. Nous allons montrer qu'il est possible moyennant quelques hypothèses de venir à bout de ces difficultés.

On admet couramment que l'encapsulation de la diode peut être schématisée par un quadripole non dissipatif. Montrons que l'interposition d'un tel quadripole entre semiconducteur et charge ne modifie pas la "noise measure".

Soient A, B, C, D les paramètres de la matrice de chaîne du quadripole passif non dissipatif. A et D sont réels, B et C imaginaires purs.



SCHEMA 3

Nous déterminons le générateur de THEVENIN équivalent vu de la sortie.

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{u^2} \frac{1}{A + (R_D + jX_D)C}$$

$$Z'_D = R'_D + jX'_D = \frac{B + (R_D + jX_D)D}{A + (R_D + jX_D)C}$$

$$= \frac{[B + (R_D + jX_D)D]}{(A + jX_D C)^2 + R_D^2 C^2} \cdot [(A + jX_D C) - R_D C]$$

$$= \frac{R_D D(A + jX_D C) - R_D C(B + jX_D D)}{(A + jX_D C)^2 + R_D^2 C^2} + \frac{(A + jX_D C)(B + jX_D D) - R'_D C D}{(A + jX_D C)^2 + R_D^2 C^2}$$

on doit alors montrer que $\frac{\langle u'^2 \rangle}{|R'_D|}$ est égal à $\frac{\langle u^2 \rangle}{|R_D|}$

$$\frac{\langle u'^2 \rangle}{|R'_D(Z'_D)|} = \frac{\langle u^2 \rangle}{(A + jX_D C)^2 - R_D^2 C^2} \times \frac{(A + jX_D C)^2 + R_D^2 C^2}{R_D D(A + jX_D C) - R_D C(B + jX_D D)}$$

$$= \frac{\langle u^2 \rangle}{R_D (DA - BC)}$$

or pour un tel quadripole $AD - BC = 1$ donc la proposition est vérifiée.
 "La puissance échangeable" est un invariant dans une transformation sans pertes.

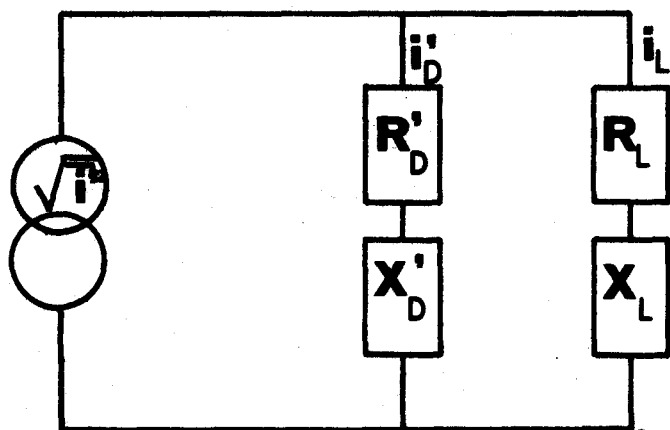
Montrons maintenant que la "noise mesure" M peut être déterminée à partir de la mesure au radiomètre de la "température équivalente de bruit" de la diode encapsulée.

$$M_1 = \frac{\langle u'^2 \rangle}{4kT_0 |R'_D| B} \text{ s'écrit en transformant le générateur de bruit}$$

en générateur de courant :

$$M_1 = \frac{\langle i'^2 \rangle (R'_D{}^2 + X'_D{}^2)}{4kT_0 |R'_D| B}$$

Le schéma suivant précise les divers courants mis en jeu.



SCHEMA 4

$$\langle i'^2 \rangle = \langle i_L^2 \rangle \frac{(R'_D + R_L)^2 + (X'_D + X_L)^2}{R'_D{}^2 + X'_D{}^2}$$

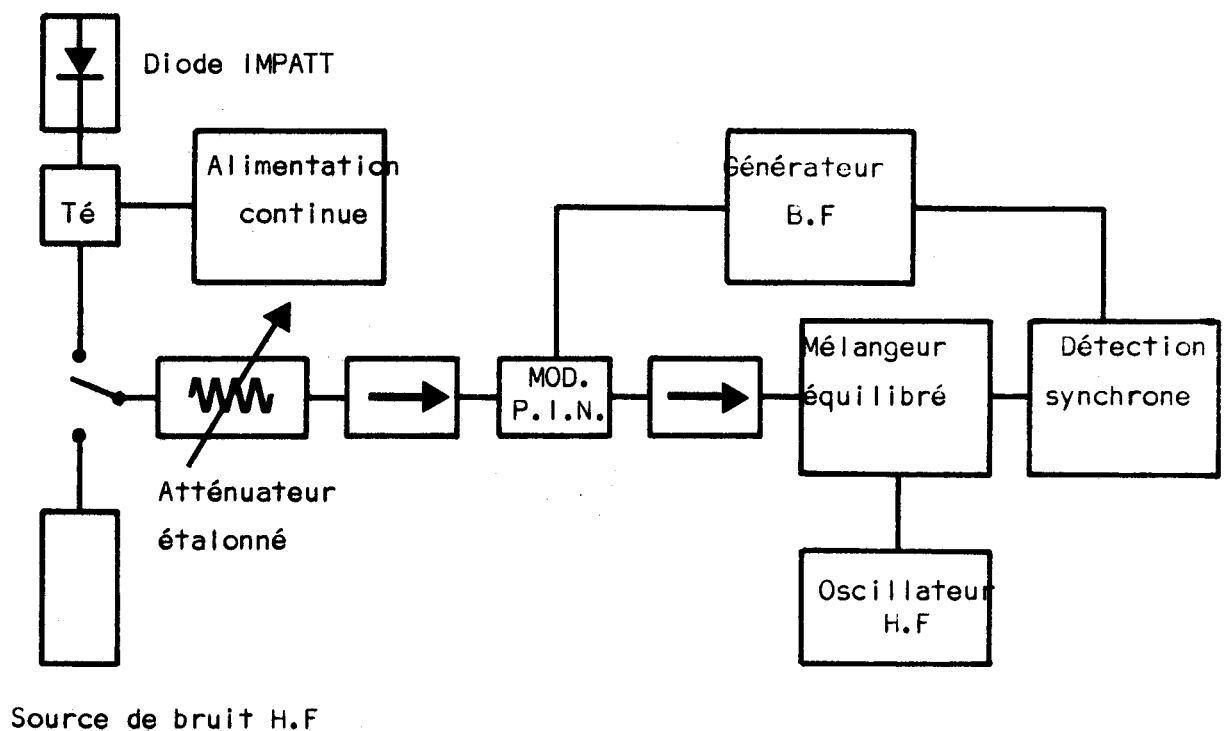
$$\text{soit } M_1 = \frac{\langle i_L^2 \rangle}{4kT_0 B} \frac{(R'_D + R_L)^2 + (X'_D + X_L)^2}{|R'_D|}$$

$$\text{compte tenu de } P = R_L \langle i_L^2 \rangle = k T_D B$$

$$M_I = \frac{T_D}{T_O} \frac{(R_L - |R'_D|)^2 + X'^2_D}{4R_L |R'_D|} \quad (32)$$

(on peut estimer raisonnablement que $X_L = 0$ puisque la mesure de la puissance de bruit est faite sur une charge adaptée).

Nous mesurons donc la puissance de bruit délivrée par la diode "encapsulée" à une charge adaptée. Pour cela nous comparons les puissances de bruit émises par la diode et par une source de bruit étalon à l'aide d'un radiomètre (schéma (5)).



SCHEMA 5

Le radiomètre est suivi d'une détection synchrone. Cette manière de faire permet d'obtenir une très grande sensibilité. Nous pouvons mettre en évidence - au prix d'un allongement de la durée de la mesure - des différences de "température de bruit" de quelques dizaines de degrés KELVIN.

La diode peut être placée dans une enceinte isotherme qui permet de faire varier la "température ambiante" de façon continue entre -100°C et $+200^{\circ}\text{C}$. Cette enceinte est aussi utilisée pour les mesures d'impédance. Celles-ci

sont faites à l'aide d'un analyseur de réseau. En général, ces mesures impliquent l'utilisation de deux ou mieux trois étalons d'impédance parfaitement connus en fonction de la fréquence et de la température. Nous avons préféré procéder différemment et utiliser la diode elle-même comme étalon(16). Pour une diode bloquée("Punch Trough"), la zone désertée ne peut s'étendre et la capacité à l'avalanche est un invariant. De plus, pour les diodes que nous avons étudiées, la résistance série (zone non désertée du substrat) est quasi nulle. Cette capacité, mesurée très précisément en basse fréquence, en fonction de la tension inverse appliquée, va servir d'étalon. Aux fréquences intéressantes, le boîtier réalise une transformation homographique sans pertes de l'impédance. On peut donc relier les variations d'impédance mesurée à l'extérieur du boîtier, à une variation connue de l'impédance à l'intérieur du boîtier. Les pertes hyperfréquences (dûes principalement au contact diode-radiateur et diode-conducteur central de la porte d'entrée de l'analyseur) sont évaluées par comparaison avec celle d'un élément de référence court-circuit quasi parfait.

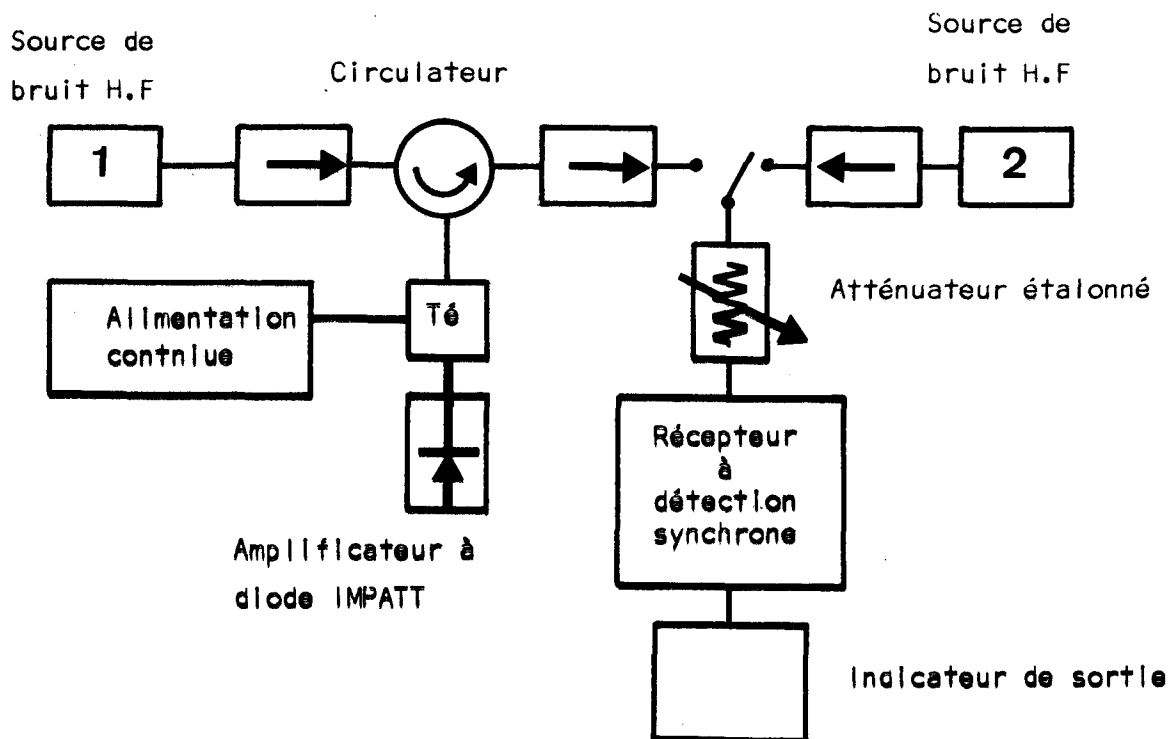
Ainsi, nous atteignons le but que nous nous étions fixé : calculer à partir de mesures faciles à réaliser la "noise measure" intrinsèque M_1 d'une diode à avalanche.

b - Mesure du gain G et de la "noise measure"

Si la méthode précédente a le mérite d'être facile à mettre en oeuvre, il est évidemment nécessaire de déterminer la "noise measure" sur un amplificateur réel ne serait-ce qu'à titre de vérification de la concordance des deux méthodes.

Le gain et la "noise measure" (en faibles signaux) d'un dispositif actif peuvent être mesurés simultanément en utilisant deux générateurs de bruit comme seules sources de signal. Cette méthode est décrite par KENNEY (11). Nous l'avons adaptée à notre problème particulier (schéma 6).

Les sources de bruit 1 et 2 possèdent une densité spectrale quasi constante et bien connue dans leur gamme de fréquence de fonctionnement. Celle-ci est très supérieure à la bande passante de l'amplificateur. Il en va de même de la bande passante des éléments passifs du montage (circulateur, isolateur, atténuateurs). Leurs pertes d'insertion sont déterminées précisément et prises en compte dans les équations de transfert. Nous vérifions d'autre part que la charge de l'amplificateur est quasi adaptée.



SCHEMA 6

Le processus de mesure est simple : nous comparons la puissance de bruit de sortie de l'étage amplificateur à une source de bruit de référence 2, tout d'abord avec la source de bruit d'entrée 1 éteinte (puissance utilisable à l'entrée de l'amplificateur $P_{E1} = k T_0 B$) ensuite avec la source d'entrée allumée (puissance utilisable $P_{E2} = k T B$) (nous ne faisons pas figurer les pertes d'insertion du montage dans les équations de transfert pour alléger l'écriture).

Ecrivons les équations de transfert de bruit dans l'amplificateur. Soient P_E la puissance de bruit à l'entrée de l'amplificateur, P_S la puissance de bruit de sortie, P_M la puissance de bruit minimale de sortie, $P_0 = k T_0 B$ (k constante de BOLTZMANN, T_0 température standard, B bande passante de mesure).

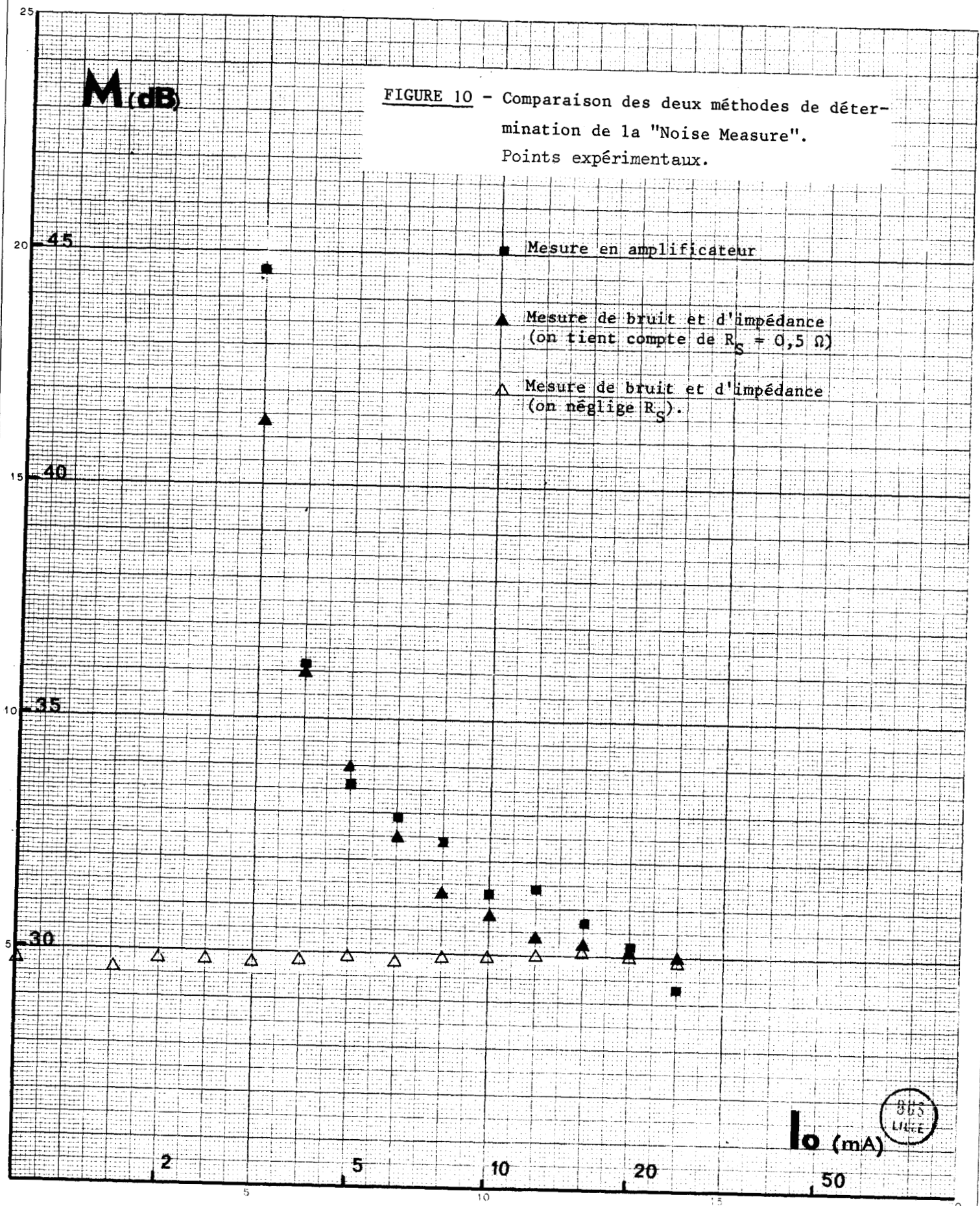
$$P_S = G P_E + P_M$$

$$= G (P_E + P_R) \quad P_R \text{ puissance de bruit ramenée à l'entrée.}$$

$$P_S = G (P_E) + P_0 M (G - 1)$$

M (dB)

FIGURE 10 - Comparaison des deux méthodes de détermination de la "Noise Measure".
Points expérimentaux.



$$M = \frac{P_M}{P_O} \frac{1}{G-1} = \frac{P_R}{P_O} \frac{G}{G-1}$$

première mesure : (générateur de bruit d'entrée éteint)

$$P_{S1} = G (P_{E1}) + P_O M (G - 1)$$

seconde mesure : (générateur de bruit d'entrée allumé)

$$P_{S2} = G (P_{E2}) + P_O M (G - 1)$$

(P_{S1} et P_{S2} sont déterminées par comparaison avec la source 2 schéma 3).

On déduit
des deux
équations
précédentes

$$G = \frac{P_{S2} - P_{S1}}{P_{E2} - P_{E1}} \quad (33)$$

$$M = \frac{P_{S2} P_{E1} - P_{S1} P_{E2}}{P_O (G - 1) (P_{E1} - P_{E2})} = \frac{P_{S2} P_{E1} - P_{S1} P_{E2}}{P_O (P_{S2} - P_{S1} + P_{E1} - P_{E2})} \quad (34)$$

COMPARAISON DES DEUX METHODES (figure 10)

La détermination de M_D , en amplificateur à réflexion est conforme aux prévisions théoriques. M_D décroît lorsque le courant de polarisation croît, ceci correspond à la diminution de $R_S / |R_D|$. On note que M est infinie lorsque le gain vaut un. C'est à dire qu'alors $|R'_D| = R_{HF} + R_S$ (on rappelle que pour nos diodes R_S est très faible).

A partir de la mesure de la puissance de bruit et de l'impédance ($|R'_D|$) nous obtenons M_I . Dans la gamme de courant exploré, M_I est quasi constant (notons que $R_S + R_{HF}$ sont très faibles vis à vis de la charge dans laquelle le bruit est mesuré, donc sont sans influence sur la mesure). Enfin si nous tenons compte de $R_S + R_{HF}$ dans l'expression de la "noise measure", nous retrouvons bien les résultats obtenus en amplificateur (les valeurs de $R_S + R_{HF}$ obtenues pour $|G| = 1$ sont en accord avec celles mesurées par comparaison avec un court-circuit à l'analyseur de réseau).

c - Résultats expérimentaux

Nous avons étudié expérimentalement l'influence de la structure (rapport δ/W) et des conditions de fonctionnement (température, fréquence, courant de polarisation, gain). Nous avons utilisé deux types de diodes ; De la sorte nous avons à notre disposition deux valeurs différentes du rapport δ/W .

- 1) diode type 1 profil de dopage constant ($\delta/W = 0,25$)
- 2) diode type 2 deux niveaux de dopage "high low" ($\delta/W = 0,1$)

Lorsque nous avons fait fonctionner ces diodes en amplificateur, nous les avons placées dans une cellule coaxiale de type "self résonnant". SALMER et al (12) ont décrit les avantages de ce procédé. Cependant cette manière de faire impose la fréquence centrale de l'amplificateur et sa bande passante et interdit toute évolution importante de la fréquence à courant de polarisation et charge constants. En fait, c'est un inconvénient apparent puisqu'on a vu théoriquement que le paramètre fondamental est l'angle de transit θ . On remplacera donc une évolution en fréquence par une évolution en température. Une évolution en température de -100° à $+100^\circ\text{C}$ entraîne une variation d'environ 100% de l'angle de transit. De plus, la structure "self résonnant" interdit presque toujours les oscillations parasites difficiles à éviter en structure IGLESIAS classique.

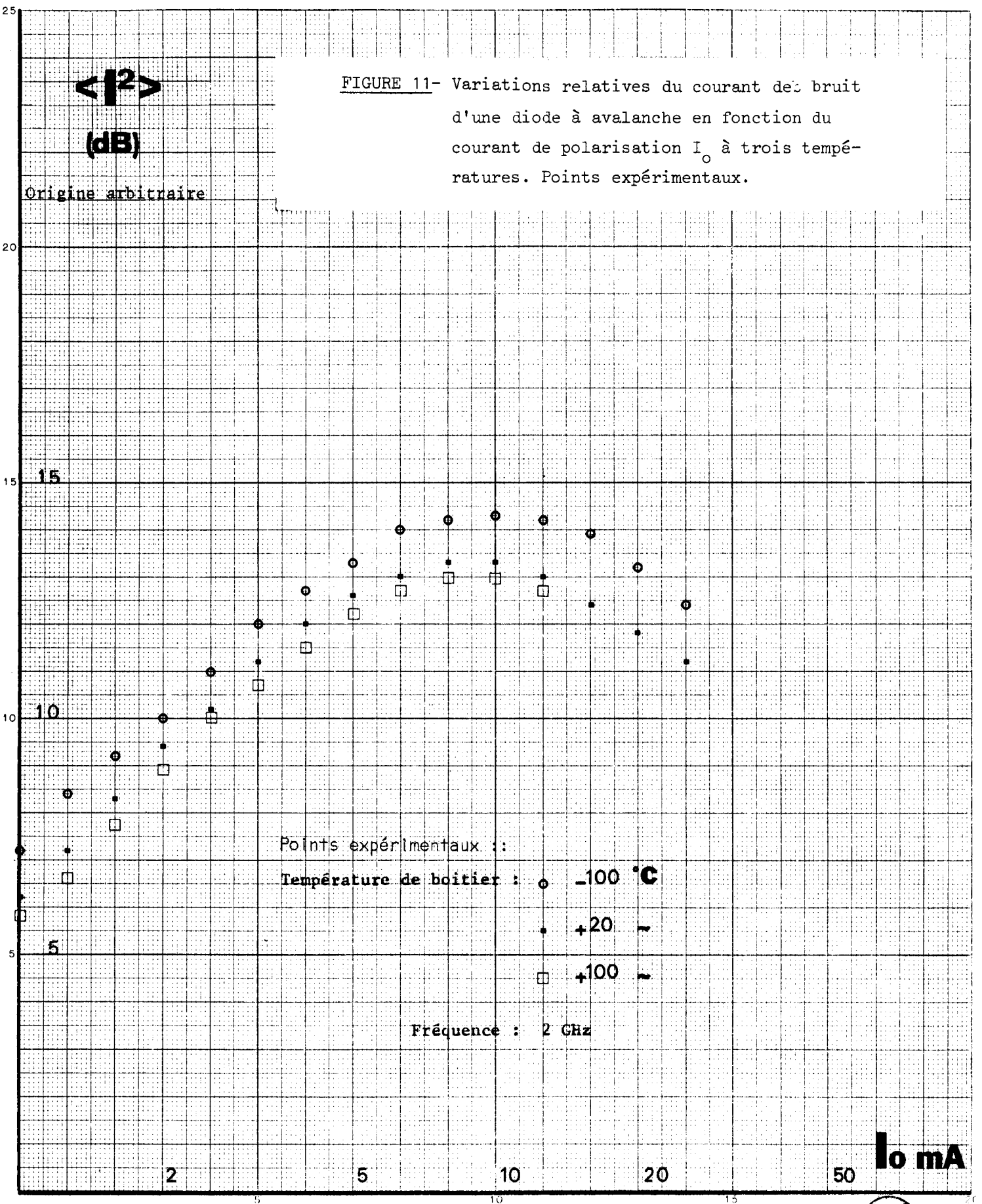
Temps de réponse intrinsèque τ_i

Le temps de réponse intrinsèque τ_i est déterminé en mesurant la puissance de bruit de la diode au radiomètre à une fréquence suffisamment basse (2 GHz) pour minimiser l'influence du temps de transit et de l'encapsulation qui peut être bien connue à partir des mesures d'impédances. Connaissant l'expression théorique du générateur de courant de bruit (4)

$$\langle i^2 \rangle = \frac{2qI_0 \Delta f}{\omega^2 \tau_i^2} \left[\left(\frac{\delta}{W} + (1 - \frac{\delta}{W}) \lambda \right)^2 + \left((1 - \frac{\delta}{W}) \chi \right)^2 \right] \quad \text{avec } B_0 \ll 1$$

et les paramètres intrinsèques de la diode, nous pouvons déterminer le temps de réponse intrinsèque. Nous avons constaté expérimentalement que dans l'intervalle -100°C , $+150^\circ\text{C}$, les variations de τ_i étaient de l'ordre de deux dB. Nous montrons figure 11 un exemple de cette variation pour une diode de type 2 ("high low"). Les valeurs de τ_i que nous avons mesurées expérimentalement à 2 GHz sont de l'ordre de 5 à 6 ps (tableau (1)). D'autres auteurs (GOEDBLOED (13)) ont aussi fait part de déterminations expérimentales du même ordre de grandeur (pour des diodes assez comparables aux nôtres). Ces valeurs sont très supérieures à celles que l'on peut calculer à partir des paramètres physiques déterminés par ailleurs.

FIGURE 11- Variations relatives du courant de bruit d'une diode à avalanche en fonction du courant de polarisation I_0 à trois températures. Points expérimentaux.



Ce désaccord est plus accentué pour les diodes à dopage différencié que pour les diodes à dopage uniforme. Le temps de réponse intrinsèque devrait théoriquement être proportionnel à la longueur de zone d'avalanche or l'expérience prouve qu'il ne décroît pratiquement pas lorsqu'on passe d'une diode à profil de dopage constant à une diode différenciée qui est pourtant caractérisée par une zone d'avalanche beaucoup plus étroite. Cette invariance relative du temps de réponse intrinsèque influe très favorablement sur les performances de bruit des diodes à profil de dopage différencié. Celle-ci peut résulter de plusieurs mécanismes dont vraisemblablement la diffusion (14) et la non localisation du taux d'ionisation (22). Il y a là un aspect important et mal connu du fonctionnement des diodes à avalanche qui doit faire l'objet d'un travail ultérieur.

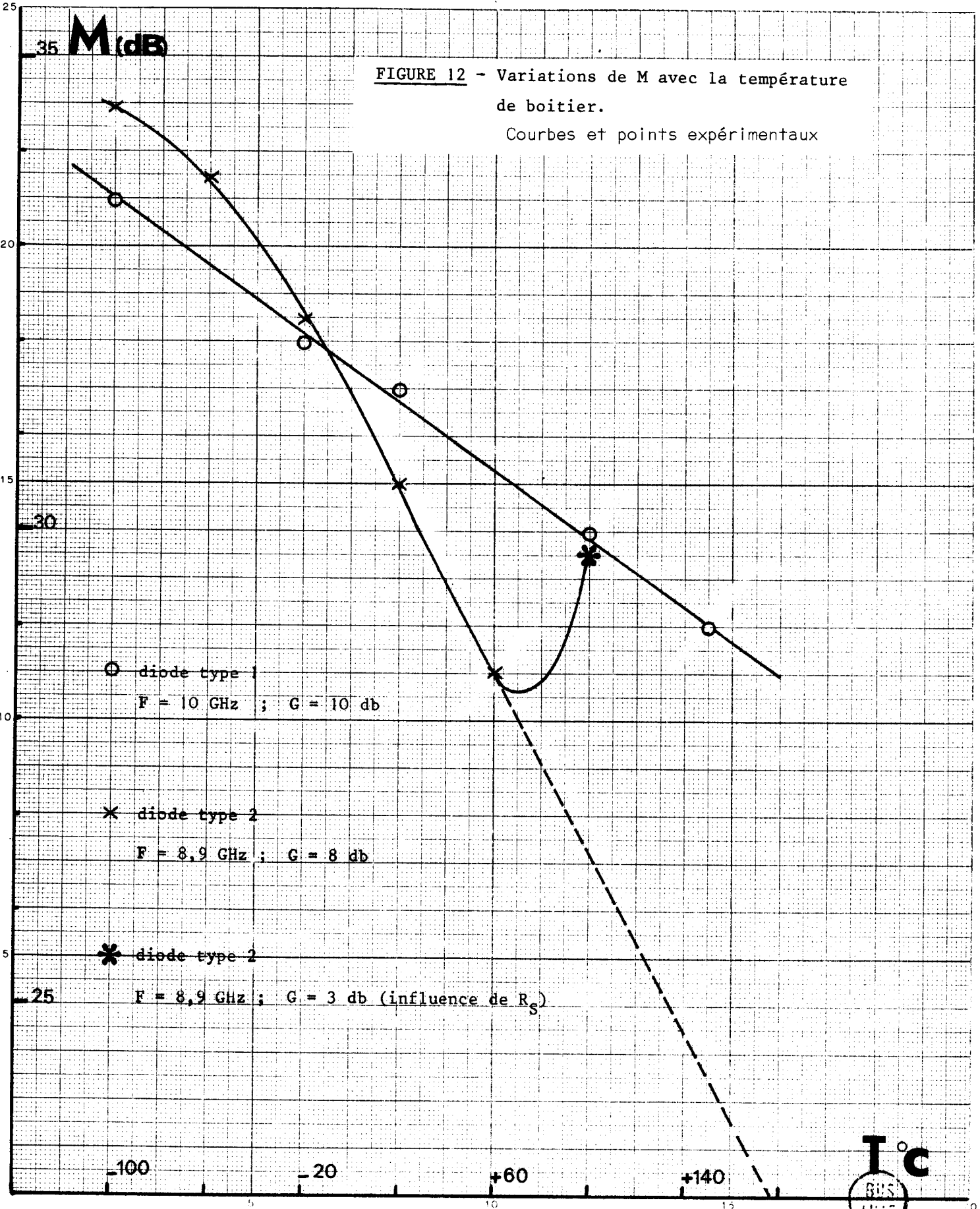
diode	F GHz	θ/Π	δ/W	τ_i ps	M dB	τ_i théorique ($\delta/3v$) ps
type 1 dopage uniforme	10	0,6	0,25	5,7	31,5	2,5
type 2 dopage différencié	8,9	1,35	0,1	6	30,5	2,5

Tableau 1

1) Influence de la température (LE BORGNE et al.(15)).

Nous avons fait varier dans une large gamme (de -100°C à $+150^{\circ}\text{C}$) la température de boîtier de deux diodes (type 1 et type 2) de manière à mettre en évidence l'influence de la structure et celle de l'angle de transit sur la "noise measure".

Nous donnons dans le tableau 1 la fréquence de fonctionnement, l'angle de transit, le rapport δ/W , le temps de réponse intrinsèque expérimental et la "noise measure" à température ambiante.



On doit remarquer que ces deux diodes ont à peu près le même produit $\omega\tau_i$; la diode à deux niveaux de dopage, qui fonctionne à un angle de transit plus grand que Π présente à peu près la même "noise measure" que la diode à dopage constant ce qui confirme qualitativement la théorie. Nous avons déterminé la "noise measure" de ces diodes à partir de mesures du gain et du facteur de bruit. Tant que cela a été possible, nous avons maintenu le gain constant en faisant varier le courant de polarisation. Toutefois, à $+100^\circ\text{C}$, pour la diode type 2, le gain tombe à 3 db et l'influence de la résistance série se fait sentir. Les résultats expérimentaux sont consignés sur la figure 12. On voit que lorsque la température augmente, la "noise measure" décroît selon les prévisions théoriques. Cela peut être expliqué par les variations de l'angle de transit θ avec la vitesse limite des électrons en supposant que α' , δ/W et τ_i sont constants. En comparant les variations expérimentales et théoriques de M , on peut supposer que, toutes choses égales par ailleurs, v_n vaut $1,1 \cdot 10^7$ cm/s à -100°C et $0,5 \cdot 10^7$ cm/s à $+150^\circ\text{C}$ en fixant à $0,7 \cdot 10^7$ cm/s sa valeur à température ambiante. Ces résultats ont été confirmés par des mesures d'impédance effectuées par KRAMER et MIRCEA (9).

Cette faible valeur de la vitesse limite des électrons aux températures effectives de fonctionnement, peut expliquer la nécessité d'utiliser des dopages plus importants dans l'arseniure de Gallium que dans le Silicium pour un fonctionnement en IMPATT. D'autre part, on doit porter une grande attention à la variation rapide de la vitesse des porteurs pour optimiser le fonctionnement d'un amplificateur IMPATT qui opérerait à haute température.

2) Evolution de la noise measure avec le courant de polarisation

Nous avons montré théoriquement (figure 9) que sous l'influence conjuguée de la résistance série et de la fréquence d'avalanche, la "noise measure" présente un large minimum lorsque le courant de polarisation croît de zéro au courant d'avalanche. D'autre part M présente un pôle :

- lorsque la résistance dynamique R_D est égale à la résistance série,
- lorsque le courant atteint une valeur égale à celle du courant d'avalanche.

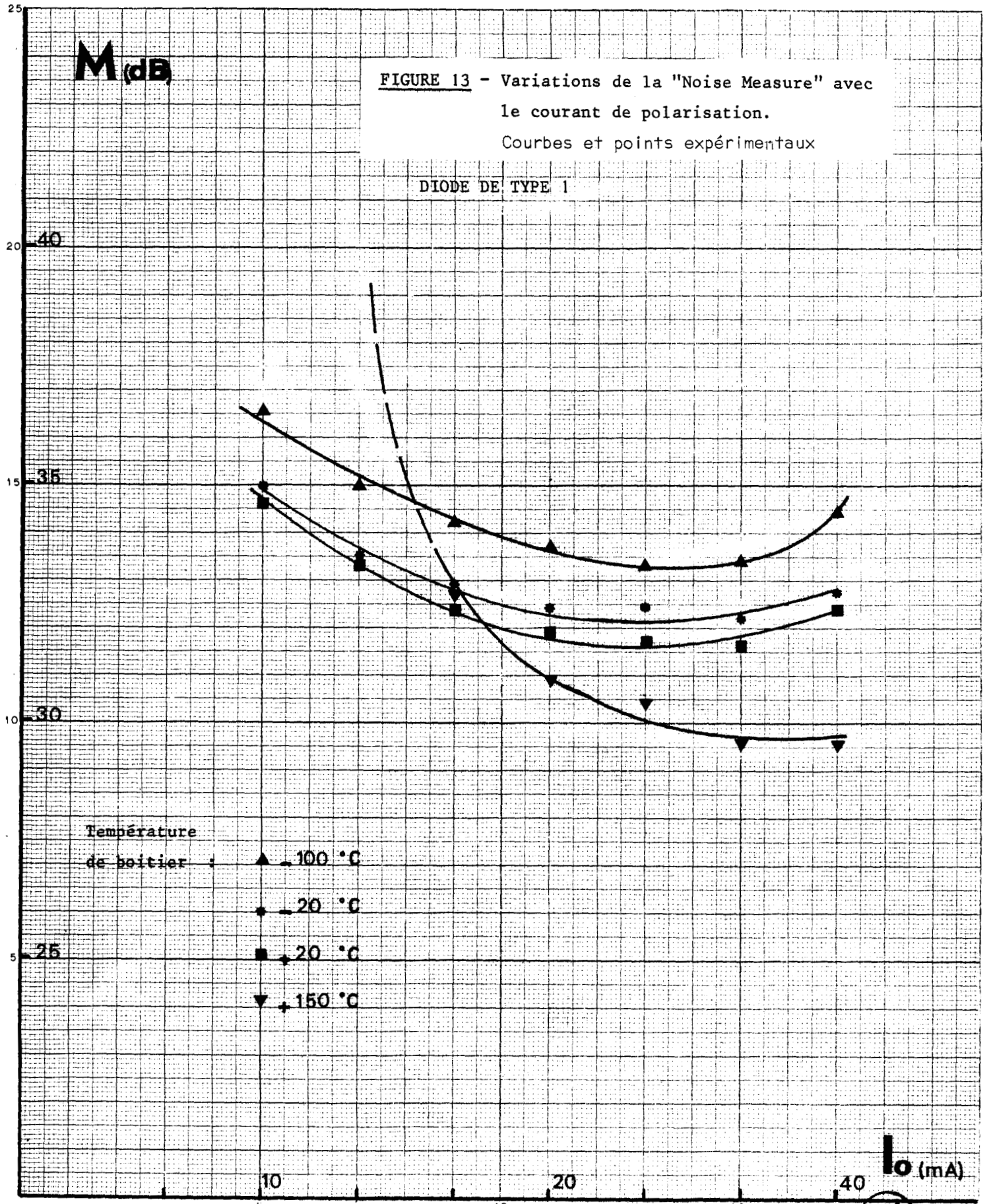
Ces prévisions théoriques sont confirmées qualitativement pour une diode de type 1 (figure 13) fonctionnant à 10 GHz.

Nous avons comparé quantitativement théorie - expérience sur une diode de type 2. Nous montrons nos résultats expérimentaux figure 14.

M (dB)

FIGURE 13 - Variations de la "Noise Measure" avec le courant de polarisation.
Courbes et points expérimentaux

DIODE DE TYPE 1



Température
de boitier : ▲ - 100 °C
● - 20 °C
■ - 20 °C
▼ - 150 °C

Io (mA)



M (dB)

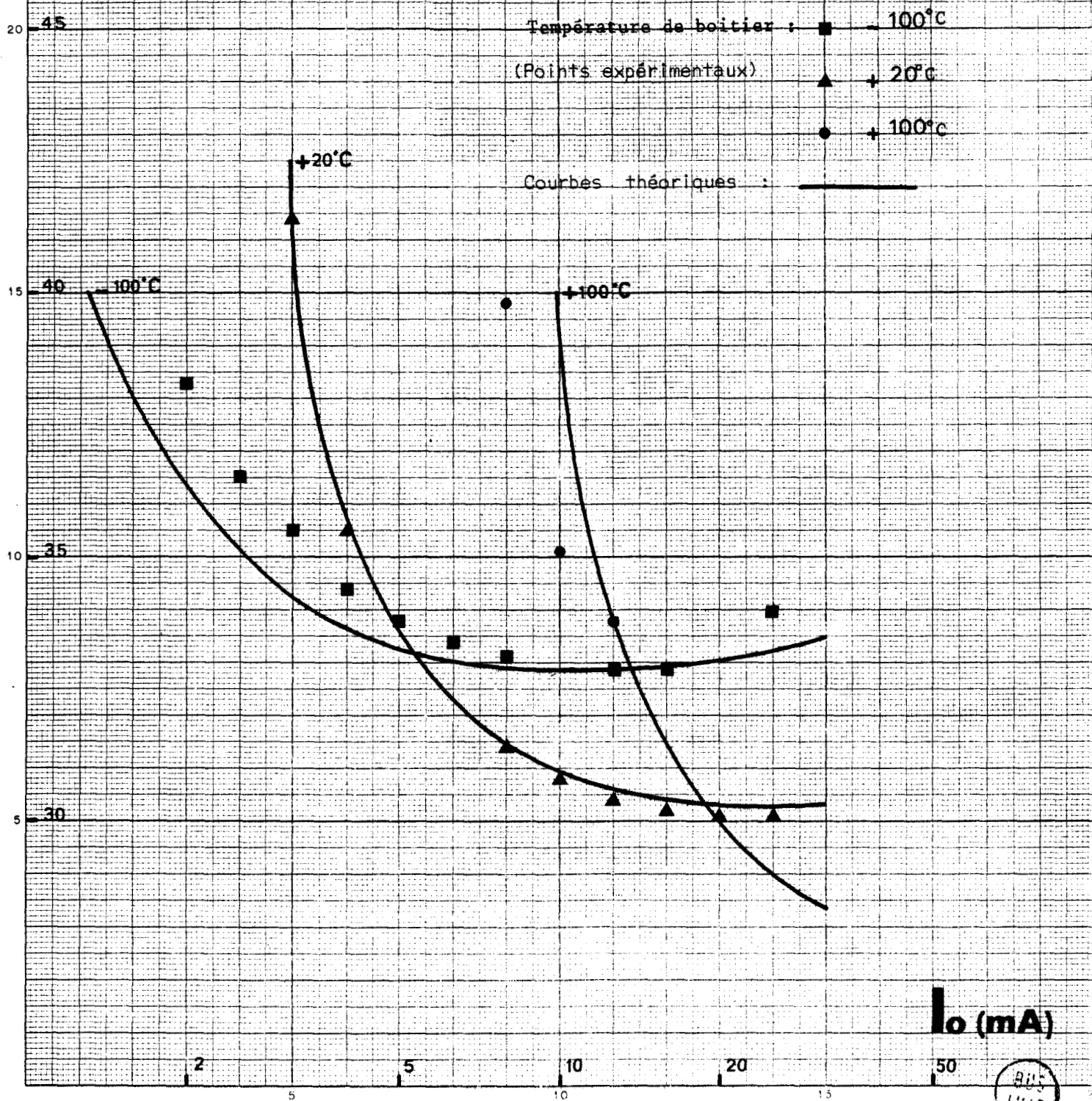
FIGURE 14 - Variations de la "Noise Measure" avec le courant de polarisation. Comparaison théorie-expérience

DIODE DE TYPE 2 ("HIGH-LOW")

Température de boîtier : ■ - 100°C
 ▲ + 20°C
 ● + 100°C

(Points expérimentaux)

Courbes théoriques : —



Io (mA)



A la fréquence de 8,9 GHz, nous avons placé le boîtier de cette diode à trois températures différentes (-100°C , $+20^{\circ}\text{C}$, $+100^{\circ}\text{C}$). Ces trois températures correspondent respectivement aux angles de transit $\theta = 0,9 \Pi$; $1,2 \Pi$; $1,5 \Pi$. La somme de la résistance de contact haute fréquence (prépondérante) et de la résistance série (faible) estimée à partir de l'annulation du gain et des mesures d'impédance, vaut environ $0,7 \Omega$ et ne semble pas dépendre de la température. C'est la dissipation thermique maximale qui a limité les évolutions vers les forts courants (I_0 maximum 30 mA). Ces divers paramètres déterminés à partir des mesures d'impédance sont introduits dans le calcul théorique (équation 30) dont le résultat est représenté figure 9. Pour cette même diode, nous avons représenté figure 14 points de mesures expérimentaux et courbes théoriques. Nous constatons que l'accord entre les deux déterminations est satisfaisant.

3) Evolution de la "noise measure" avec le gain

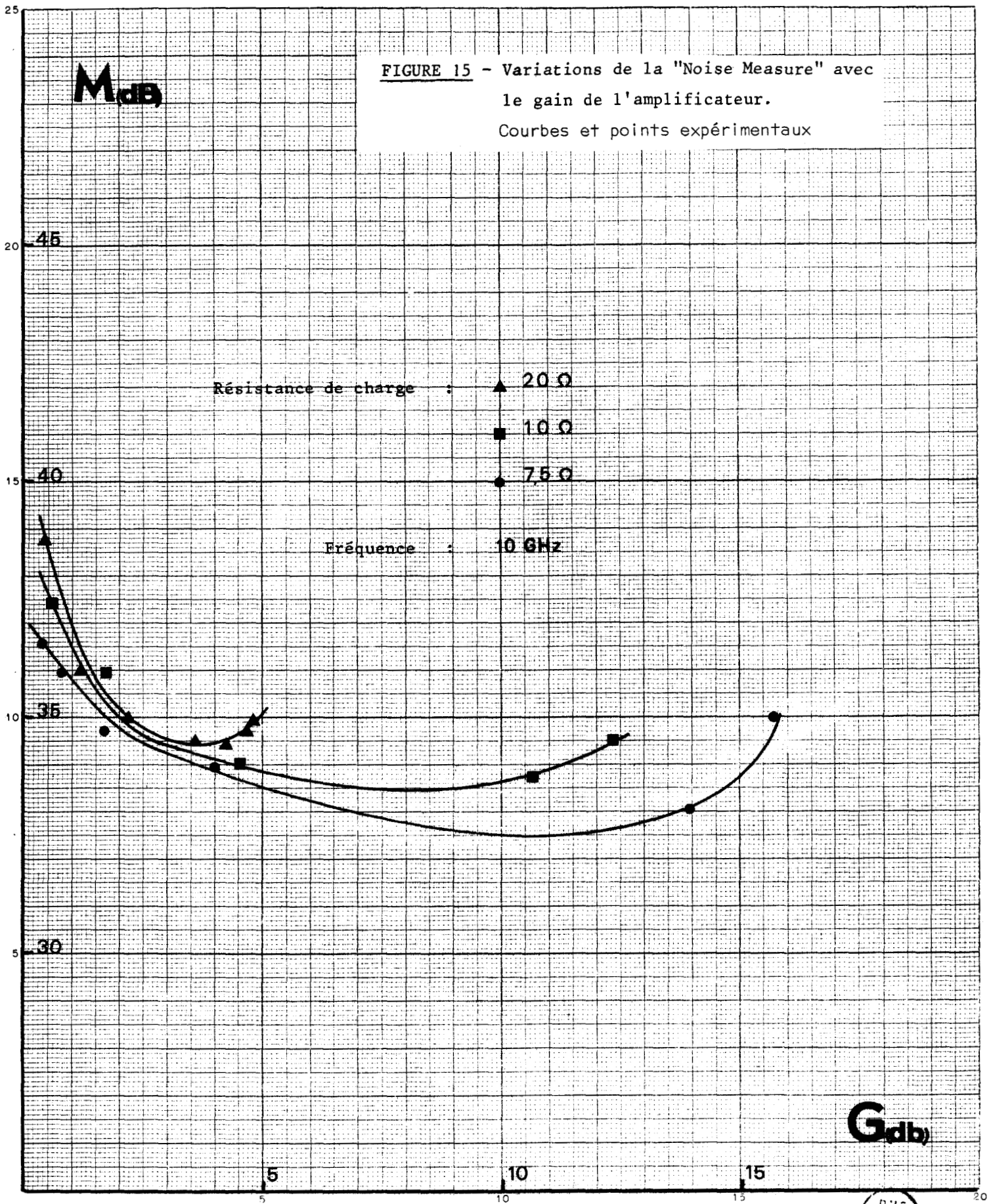
En théorie, la "noise measure" est indépendante de la charge présentée à l'amplificateur donc du gain de ce dernier. Nous avons vérifié expérimentalement cette affirmation de façon satisfaisante (figure 15). La diode étudiée est de type 1, montée en amplificateur avec trois résistances de charge différentes ($R_L = 20 \Omega$; 10Ω ; $7,5 \Omega$). Sur la figure 15 nous avons reporté nos points de mesure expérimentaux. On remarque que globalement, la "noise measure" présente un large minimum lorsque le gain croît. Aux faibles valeurs du gain, la décroissance rapide de M est dû à la diminution de l'influence de la résistance série. Au delà d'une certaine valeur du gain (variable avec la résistance de charge), la "noise measure" augmente. Cela est dû soit à une saturation du gain (charge 20Ω , augmentation de la partie réactive de l'impédance de la diode) soit à l'entrée en oscillation (charge $7,5$ ou 10Ω).

Ces deux remarques indiquent qu'il faut attacher une grande importance à l'élaboration du circuit de charge associé à la diode tant du point de vue pertes, que du point de vue impédance (résistance et réactance) ramenée.

4) Conclusion

Nous avons montré expérimentalement que dans le domaine de fréquences exploré soit de 8 à 11,5 GHz, il était possible de réaliser un

FIGURE 15 - Variations de la "Noise Measure" avec le gain de l'amplificateur.
Courbes et points expérimentaux



amplificateur à réflexion à diode IMPATT présentant un gain d'environ 10 db et une "noise measure" de l'ordre de 29 - 30 db. Les variations de cette grandeur est très voisine de celles que l'on peut prévoir en fonction de la fréquence, de la température ou de la charge. Ceci semble confirmer que dans ce cas le bruit d'avalanche est bien prépondérant par rapport aux autres sources de bruit.

Il faut cependant remarquer que les valeurs calculées de M sont assez largement supérieures (6 dB) aux valeurs expérimentales. Le temps de réponse de l'avalanche τ_i (mesuré à 2 GHz) s'est révélé en effet beaucoup plus grand que celui que l'on peut calculer à partir de la théorie classique particulièrement pour les diodes à profil différencié. Dans ces conditions, les diodes à deux paliers de dopage ("high low") se montrent équivalentes ou même parfois meilleures que les diodes à dopage constant à condition de fonctionner à de grands angles de transit ($1,5 \pi$ environ). Si l'on désire tirer pleinement partie de cet effet, il est nécessaire de diminuer au maximum la résistance série parasite (nous avons vu qu'une valeur de $0,7 \Omega$ permettait ce fonctionnement).

D'autre part, les expressions et courbes théoriques que nous présentons, peuvent guider utilement le dessin et l'élaboration matérielle des diodes à avalanche si on désire les optimiser du point de vue bruit pour un fonctionnement en amplificateur.

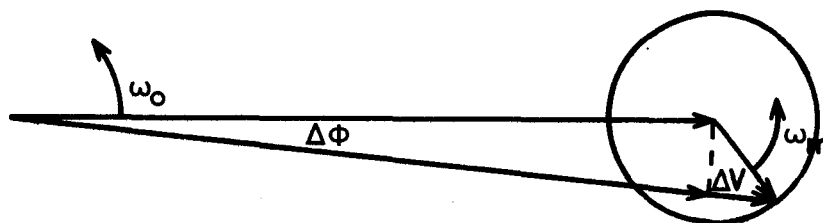
II - PERFORMANCES GRAND SIGNAL DES AMPLIFICATEURS A DIODE A AVALANCHE

Nous avons caractérisé les performances de bruit d'un amplificateur IMPATT - GaAs en régime faible signal par sa "noise measure". Cette manière globale d'appréhender le bruit ne permet pas de distinguer les contributions respectives des bruits de modulation d'amplitude et de phase (ou de fréquence). Si en régime linéaire, ces deux composantes ont même densité spectrale, elles peuvent être très inégales en fort signal. De plus, nous n'avons attribué qu'une seule origine à la "noise measure" : le bruit hyperfréquence d'avalanche engendré autour de la fréquence à amplifier.

En régime fort ou moyen signal, nous adoptons un point de vue plus précis. Si la puissance du signal est toujours très supérieure à la puissance de bruit mesurée dans la bande passante de l'amplificateur, par contre, l'information contenue dans les bandes latérales est dégradée par le bruit de l'amplificateur. Cet effet est d'autant plus important qu'en réalité le bruit observé résulte de plusieurs mécanismes (fluctuation hyperfréquence, bruit basse fréquence converti, fluctuation d'impédance) dont nous nous proposons de discuter plus en détail dans ce chapitre.

1. CARACTERISATION DE L'ENSEMBLE SIGNAL ET BRUIT AVANT ET APRES AMPLIFICATION.

L'ensemble signal et bruit est formé d'une porteuse (fréquence ω_0) et de deux bandes latérales qui résultent de la modulation de la porteuse par le bruit : modulation d'amplitude et modulation de phase (ou de fréquence). Les indices de modulation respectifs sont toujours petits. Nous schématisons sur un diagramme de Fresnel, une onde porteuse (ω_0) modulée à la fois en amplitude et en phase par une tension de bruit (ω_m).



Nous voyons apparaître la fluctuation de phase instantanée $\Delta\phi$ et la fluctuation d'amplitude ΔV . Dans l'espace des fréquences, en plus de la fréquence porteuse, il existe alors deux raies aux fréquences $\omega_0 + \omega_m$ et $\omega_0 - \omega_m$. Nous pouvons donc caractériser l'ensemble signal et bruit, que ce soit avant ou après

amplification, par deux rapports :

$$\frac{P_{AM}}{P_o} = \frac{\text{Puissance de bruit de modulation d'amplitude}}{\text{Puissance de la porteuse}} \quad (\text{db/Hz})$$

$$\frac{P_{FM}}{P_o} = \frac{\text{Puissance de bruit de modulation de fréquence}}{\text{Puissance de la porteuse}} \quad (\text{db/Hz})$$

Les puissances respectives de bruit sont calculées ou mesurées, dans deux bandes de largeur B situées à $+ f_m$ ($f_m = \omega_m/2\pi$) de la porteuse. ($B \ll f_m$). Pour clarifier les résultats, ceux-ci seront (sauf indication contraire) ramenés à deux bandes de largeur 100 Hz.

Le bruit de modulation de fréquence est très fréquemment évalué en déviation de fréquence efficace Δf_{rms} (Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$) :

$$\frac{P_{FM}}{P_o} = \frac{\Delta f_{rms}^2}{f_m^2}$$

On relie également simplement la déviation efficace de phase $\Delta \phi_{rms}$ (radian/ $\sqrt{\text{Hz}}$) à ces deux grandeurs :

$$\Delta \phi_{rms} = \frac{\Delta f_{rms}}{f_m} = \sqrt{\frac{P_{FM}}{P_o}}$$

(Δf_{rms} et $\Delta \phi_{rms}$ sont mesurées dans les mêmes conditions que P_{FM} : dans deux bandes de largeur B situées à $+ f_m$ de la porteuse).

Nous nous intéressons au bruit ajouté par l'amplificateur. Donc lors de nos calculs théoriques de P_{AM}/P_o et P_{FM}/P_o ou Δf_{rms} ou $\Delta \phi_{rms}$, nous supposons que le signal d'entrée de l'amplificateur est parfaitement non bruyant (il est donc monochromatique, à la fréquence ω_o).

Nous verrons par la suite que notre appareillage de mesure détermine la déviation de phase efficace $\sqrt{\Delta \phi_{rms}^2}$ et P_{AM}/P_o (dans deux bandes latérales) ajoutés au signal d'entrée de l'amplificateur.

Avant d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus, il nous paraît intéressant de discuter les diverses origines du bruit de fond observé en hyperfréquences. P_{AM}/P_o , P_{FM}/P_o ou Δf_{rms} ou $\Delta\phi_{rms}$ résultent de plusieurs mécanismes que nous avons classés en trois catégories :

- Bruit hyperfréquence intrinsèque
- Bruit basse fréquence dans le circuit d'alimentation converti en haute fréquence par modulation.
- Bruit d'impédance.

a - Bruit hyperfréquence

C'est le bruit d'avalanche pur engendré directement au voisinage de la fréquence porteuse. Chaque composante individuelle de bruit à la fréquence $\omega_o + \omega_m$ s'ajoute à la fréquence porteuse (ω_o) selon le processus que nous avons vu précédemment. Calculons sa contribution au bruit de l'amplificateur.

En régime "petit signal", en présence d'une onde porteuse, la puissance de bruit hyperfréquence se répartit également en bruit de modulation d'amplitude et bruit de modulation de fréquence (ou de phase). On peut exprimer P_{AM}/P_o , P_{FM}/P_o ou Δf_{rms} ou $\Delta\phi_{rms}$ (calculés dans deux bandes de largeur B, situées à + et - f_m de la porteuse) en fonction du facteur de bruit F, du gain G, des puissances d'entrée P_e et de sortie P_s .

$$\frac{P_{AM}}{P_o} = \frac{P_{FM}}{P_o} = \frac{2B}{P_s} \cdot \frac{KT_o FG}{2} = \frac{KT_o FB}{P_e} \quad (35)$$

On obtient immédiatement :

$$\Delta f_{rms} = f_m (KT_o FB/P_e)^{1/2} \quad (36)$$

$$\Delta\phi_{rms} = (KT_o FB/P_e)^{1/2} \quad (37)$$

On constate que P_{AM}/P_o , P_{FM}/P_o et $\Delta\phi_{rms}$ ne dépendent pas de f_m contrairement à Δf_{rms} qui croît de 10 db par décade quand on s'éloigne de la porteuse. Nous avons calculé et rassemblé dans le tableau 2 des valeurs numériques typiques de ces grandeurs.

En régime "fort signal", le facteur de bruit augmente. Nous expliquerons ce phénomène par l'augmentation avec le niveau hyperfréquence du générateur intrinsèque de courant de bruit lié au processus d'avalanche. De plus les composantes en phase (bruit AM) et en quadrature (bruit FM) du bruit hyper-

fréquence peuvent ne plus être égales. Ceci nous conduit à définir à côté du facteur de bruit global F , un facteur de bruit "AM" F_{AM} et un facteur de bruit "FM" F_{FM} liés tous trois par la relation $F = F_{AM} + F_{FM}$ (cette relation peut évidemment s'appliquer à la "noise measure" M).

b - Bruit basse fréquence dans le circuit d'alimentation converti en haute fréquence par modulation.

Ses origines sont multiples : bruit d'avalanche basse fréquence, bruit résiduel de l'alimentation, bruit associé à des hétérogénéités du semi-conducteur ou à des contacts imparfaits ... Le courant continu de polarisation I_0 de la diode est donc soumis à toutes ces fluctuations. L'impédance de la diode est fonction de ce courant I_0 , donc les fluctuations de courant entraînent des fluctuations de l'impédance, qui elles mêmes sont à l'origine de fluctuations du gain de l'amplificateur (en module et en phase).

Nous allons calculer les P_{AM}/P_0 , P_{FM}/P_0 , Δf_{rms} et $\Delta\phi_{rms}$ résultants de la "modulation" du courant I_0 par ses fluctuations basse fréquence.

Le gain G et la phase ϕ d'un amplificateur à résistance négative (R_D , X_D) chargé par une impédance (R_L , X_L) s'écrivent :

$$G = \frac{(R_D - R_L)^2 + (X_D + X_L)^2}{(R_D + R_L)^2 + (X_D + X_L)^2} \quad (38)$$

$$\phi = \text{Arctg} \frac{X_D + X_L}{R_D - R_L} - \text{Arctg} \frac{X_D + X_L}{R_D + R_L} \quad (39)$$

On calcule dG/dI_0 et $d\phi/dI_0$ en fonction de $\partial R_D/\partial I_0$ et $\partial X_D/\partial I_0$

$$\frac{dG}{dI_0} = 4R_L \frac{2 R_D (X_D + X_L) \frac{\partial X_D}{\partial I_0} + \left[(R_D^2 - R_L^2) - (X_D + X_L)^2 \right] \frac{\partial R_D}{\partial I_0}}{\left[(R_D + R_L)^2 + (X_D + X_L)^2 \right]^2} \quad (40)$$

$$\frac{d\phi}{dI_0} = 2R_L \frac{\left[(R_D^2 - R_L^2) - (X_D + X_L)^2 \right] \frac{\partial X_D}{\partial I_0} - 2 R_D (X_D + X_L) \frac{\partial R_D}{\partial I_0}}{\left[(R_D + R_L)^2 + (X_D + X_L)^2 \right] \left[(R_D - R_L)^2 + (X_D + X_L)^2 \right]} \quad (41)$$

Nous faisons l'hypothèse justifiée que $X_D + X_L = 0$

$$\Delta G = 4 R_L \frac{R_D^2 - R_L^2}{(R_D + R_L)^4} \left(\frac{\partial R_D}{\partial I_0} \right) \Delta I_0 \quad (42)$$

$$\Delta \Phi = 2 R_L \frac{1}{R_D^2 - R_L^2} \left(\frac{\partial X_D}{\partial I_0} \right) \Delta I_0 \quad (43)$$

Un calcul simple qui tient compte du gain G_0 pour $X_D + X_L = 0$ mène à :

$$\frac{P_{AM}}{P_0} = \left(\frac{2 R_L}{R_D^2 - R_L^2} \right)^2 \left(\frac{\partial R_D}{\partial I_0} \right)^2 (\Delta I_{0 \text{ rms}})^2 \quad (44)$$

$$\frac{P_{FM}}{P_0} = \frac{\Delta f_{\text{rms}}^2}{f^2} = \left(\frac{2 R_L}{R_D^2 - R_L^2} \right)^2 \left(\frac{\partial X_D}{\partial I_0} \right)^2 (\Delta I_{0 \text{ rms}})^2 \quad (45)$$

$$\Delta \Phi_{\text{rms}} = \left[\left(\frac{2 R_L}{R_D^2 - R_L^2} \right)^2 \left(\frac{\partial X_D}{\partial I_0} \right)^2 (\Delta I_{0 \text{ rms}})^2 \right]^{1/2} \quad (46)$$

Nous donnons dans le tableau 2 un ordre de grandeur typique de ces contributions, calculé à partir de nos résultats de mesure. On remarque que la contribution du bruit basse fréquence au bruit de l'amplificateur dépend de nombreux paramètres (impédance basse fréquence, valeur de la résistance négative, de la résistance de charge, sensibilités intrinsèques $\partial R_D / \partial I_0$, $\partial X_D / \partial I_0$...). D'autre part, on sait que les diodes IMPATT présentent en fonctionnement un important effet de rectification qui accroît considérablement le bruit dans le circuit basse fréquence quand le niveau haute fréquence croît. MIRCEA - PERICHON (16). Cet effet est susceptible d'augmenter encore la composante de bruit que nous venons de calculer.

c - Bruit d'impédance

Dans l'Arséniure de Gallium, on met souvent en évidence un bruit supplémentaire basse fréquence, largement dépendant de la fréquence. Pour un oscillateur, ce bruit se retrouve en hyperfréquence au voisinage de la porteuse. On peut supposer qu'il en sera de même pour un amplificateur à

fort niveau. Ce bruit est provoqué par les fluctuations de porteurs, liées à un processus de piégeage - dépiégeage au niveau des défauts de structure du matériau. A courant de polarisation I_0 constant, l'impédance (et donc les grandeurs macroscopiques qui lui sont directement reliées : gain, phase, puissance,...) est une fonction de la densité de porteurs en chaque point du semiconducteur. On comprend facilement qu'une fluctuation de la densité de porteurs entraîne une fluctuation d'impédance - et c'est le point important - en l'absence de toute fluctuation de courant. Ces fluctuations sont lentes vis à vis de la période du signal hyperfréquence. MIRCEA (17) a développé ce point de vue à la fois théoriquement et expérimentalement pour des dispositifs à transfert d'électrons et a clairement montré qu'il ne pouvait aucunement s'agir d'un processus de conversion BF - HF résultant d'une modulation de la tension continue de polarisation (ou du courant continu de polarisation dans le cas d'une diode à avalanche).

Nous pensons que sa méthode de calcul théorique (méthode comparable à celle de l'"impédance-field-Vector") peut être adaptée au cas des diodes à avalanche. En utilisant le formalisme développé pour calculer les fluctuations de gain et de phase de l'amplificateur (équations (42) et (43)) sous l'effet d'une fluctuation d'impédance, nous pouvons chiffrer globalement le bruit d'impédance à partir des mesures de bruit de modulation d'amplitude et de phase.

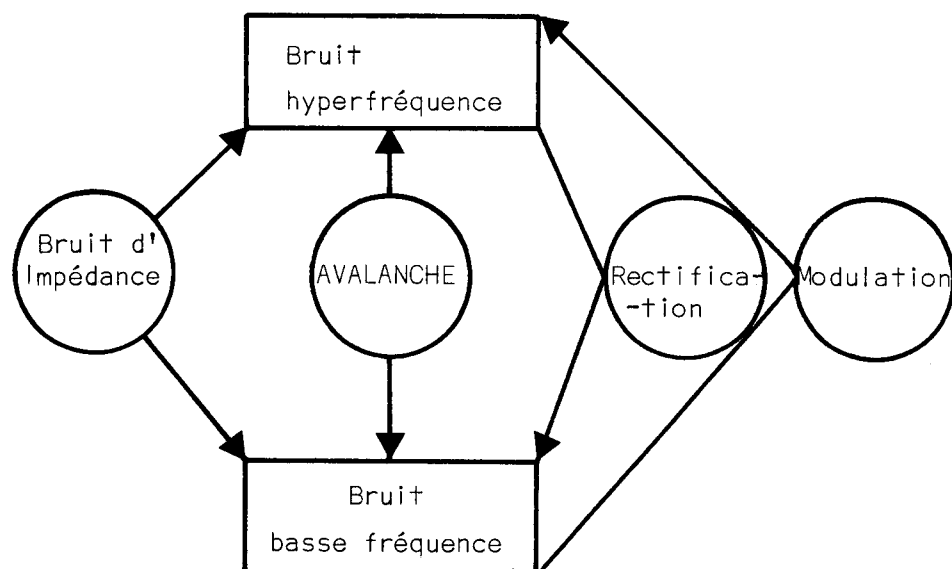
Dans le cas où $X_D + X_L = 0$, on obtient :

$$\frac{P_{AM}}{P_0} = \left(\frac{2 R_L}{R_D^2 - R_L^2} \right)^2 (\Delta R_{D \text{ rms}})^2 \quad (47)$$

$$\frac{P_{FM}}{P_0} = \left(\frac{2 R_L}{R_D^2 - R_L^2} \right)^2 (\Delta X_{D \text{ rms}})^2 \quad (48)$$

Cette manière de faire, qui met bien en évidence le bruit d'impédance, est très approximative car elle néglige la répartition spatiale des centres dépiégeage - dépiégeage dans le semiconducteur. Nous pensons que cette répartition spatiale a certainement une grande influence sur le bruit d'impédance. Néanmoins, cela nous permet de donner un ordre de grandeur des fluctuations de phase causées par le bruit d'impédance, tableau 2 .

Nous résumons la description des divers mécanismes et origines du bruit dans un amplificateur IMPATT - GaAs fort niveau dans un organigramme (schéma 7).



SCHEMA 7

Nous rassemblons dans le tableau 2 les ordres de grandeurs caractéristiques de ces diverses contributions au bruit de l'amplificateur.

Grandeurs caractéristiques du point de fonctionnement de l'amplificateur						
$G = 10 \text{ db}$ $F_o = 10 \text{ GHz}$ $P_{\text{entrée}} = 1 \text{ mW}$ $F \text{ (faibles signaux)} = 35 \text{ db}$ $ R_D = 5 \Omega$ $R_L = 10 \Omega$ $X_D + X_L = 0$ $\left \frac{\partial R_D}{\partial I_o} \right = 100 \Omega/A$ $\left \frac{\partial X_D}{\partial I_o} \right = 100 \Omega/A$ $\Delta I_o^2_{\text{rms}} = 10^{-19} \text{ A}^2/\text{Hz}$ $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ $\Delta N_D = 10^{10} \text{ at/cm}^3/100 \text{ Hz}$						
	$\frac{P_{AM}}{P_o}$	db 100Hz	$\frac{P_{FM}}{P_o}$	db 100Hz	$\frac{\Delta f_{\text{rms}}}{\sqrt{100\text{Hz}}}$ ($f_m = 10^5 \text{ Hz}$)	$\frac{\Delta \phi_{\text{rms}}}{\sqrt{100\text{Hz}}}$ rd
bruit Hyperfréquence ajouté	$\frac{kT_o FB}{P_{\text{entrée}}}$	- 120	$\frac{kT_o FB}{P_{\text{entrée}}}$	- 120	10^{-1}	10^{-6}
bruit ajouté par modulation du courant		- 140		- 140	10^{-2}	10^{-7}
Bruit d'impédance (estimation "forte")				- 120	10^{-1}	10^{-6}

Tableau 2

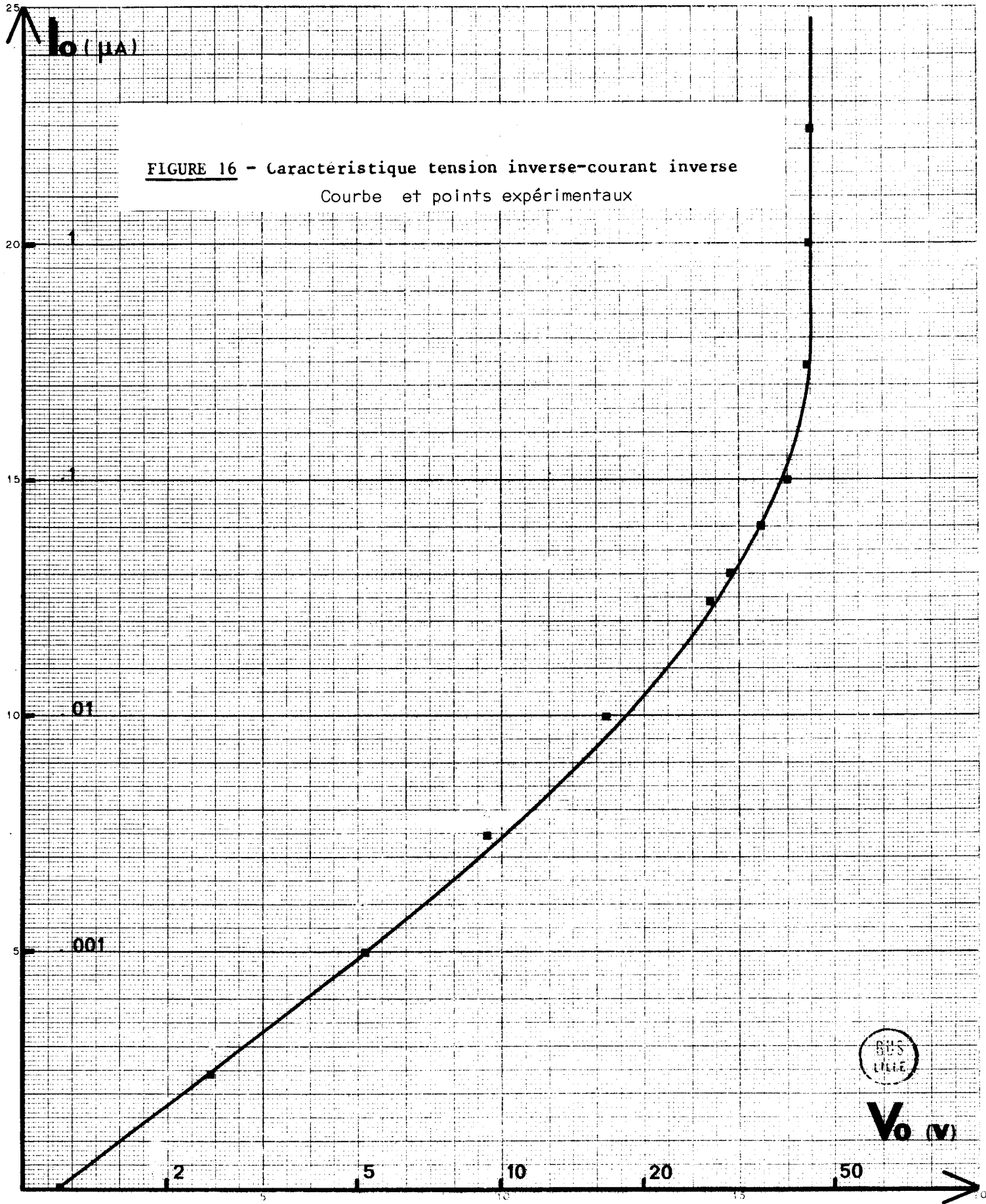


FIGURE 16 - Caractéristique tension inverse-courant inverse
 Courbe et points expérimentaux



V_o (V)

2. MISE EN EVIDENCE DU "BRUIT D'IMPEDANCE" DANS UNE DIODE IMPATT POLARISEE EN VARACTOR.

Nous décrivons une méthode originale de mesure (voir aussi le paragraphe mesures et appareillage) qui vise essentiellement à confirmer l'existence du bruit d'impédance dans les diodes à avalanche à l'Arséniure de Gallium. Les échantillons sont placés dans la structure où ils sont capables de fonctionner en amplificateur mais ils sont polarisés à une tension inférieure à la tension d'avalanche. Le semiconducteur n'est parcouru que par le courant de saturation et peut être schématisé par sa résistance série R_s et la capacité C_j de la zone désertée. Nous lui appliquons une certaine puissance haute fréquence. La puissance de sortie est inférieure à la puissance d'entrée. En théorie le bruit ajouté au signal incident se réduit au bruit thermique associé aux pertes du circuit et à R_s . De même, dans le circuit basse fréquence de polarisation, nous ne devrions trouver que le bruit thermique des résistances de protection (et éventuellement le bruit résiduel d'alimentation). Nous avons apporté le plus grand soin aux conditions expérimentales. En particulier l'alimentation stabilisée a été filtrée, le voltmètre (contrôle de la tension de polarisation) est placé en un point où il n'introduit pas de bruit dans le circuit de mesure. On a vérifié que le bruit de la chaîne de mesure, en l'absence de diode était indépendant de la tension de polarisation. On utilise comme indicateur de niveau, en fin de chaîne de mesure, un corrélateur qui intègre le signal de sortie et permet de travailler très près du bruit de fond de la chaîne.

L'intérêt de cette méthode est d'éliminer le bruit d'avalanche. Le champ électrique statique (variable avec la tension de polarisation) peut être voisin de celui qui existe en régime d'avalanche. La température "ambiante" peut être modifiée à volonté. La principale différence est, évidemment, l'absence de porteurs mobiles dans le semiconducteur.

Nous avons étudié expérimentalement deux diodes qui présentent du "bruit d'impédance" (toutes les diodes au GaAs ne sont pas sujettes à ce phénomène).

a - Diode à profil de dopage constant

(barrière métal GaAs n ; $W = 2 \mu\text{m}$; $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{at/cm}^3$)

Le relevé de la caractéristique courant - tension inverses figure 16 montre que l'avalanche est particulièrement nette et que le courant inverse reste voisin du courant de saturation tant que V_R est inférieure à 40 volts (on est certain que le bruit mesuré ne sera ni du bruit de grenaille, ni du bruit d'avalanche).

En basse fréquence (10 kHz), la densité spectrale de bruit croît proportionnellement au cube de la tension inverse figure 17

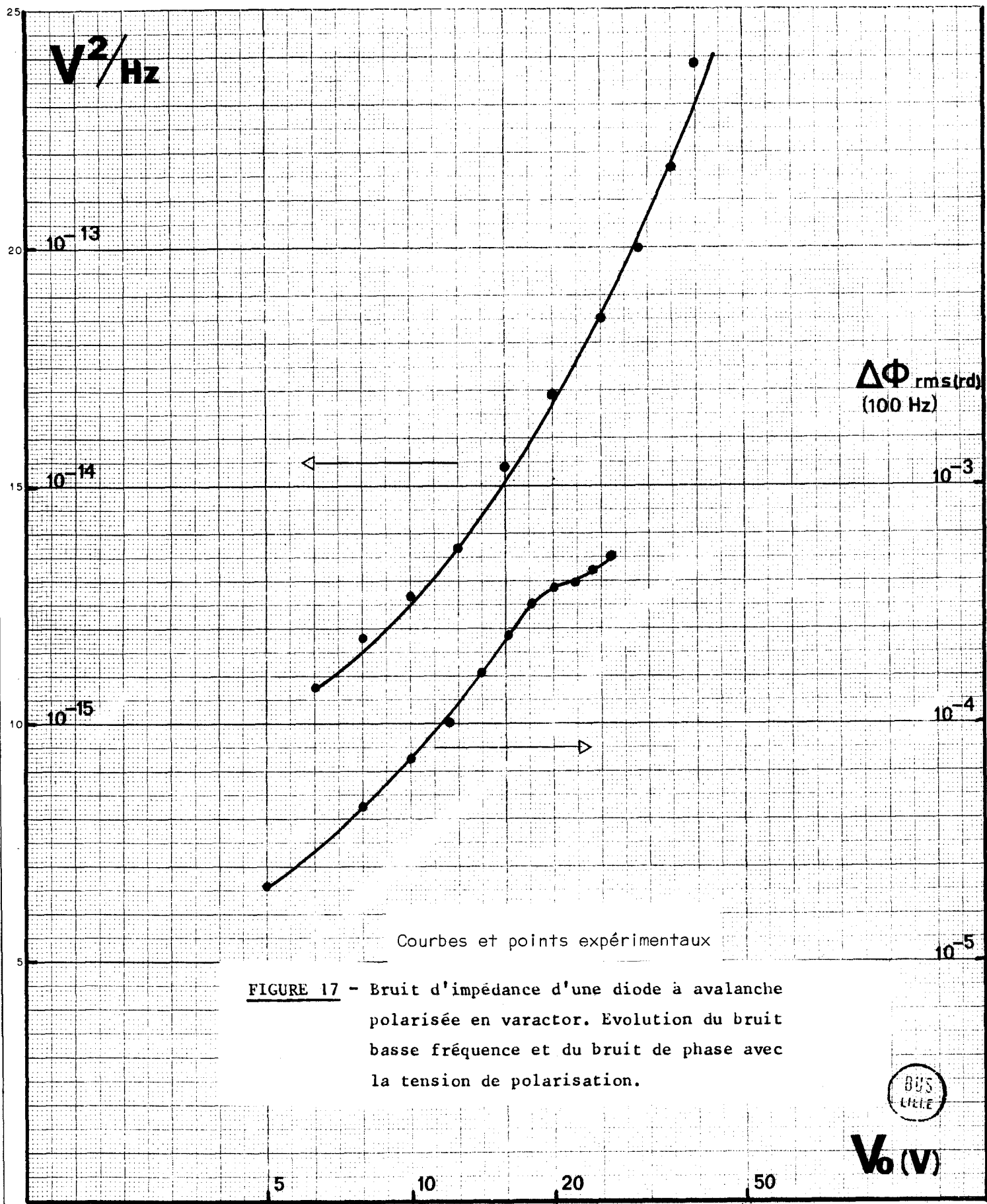
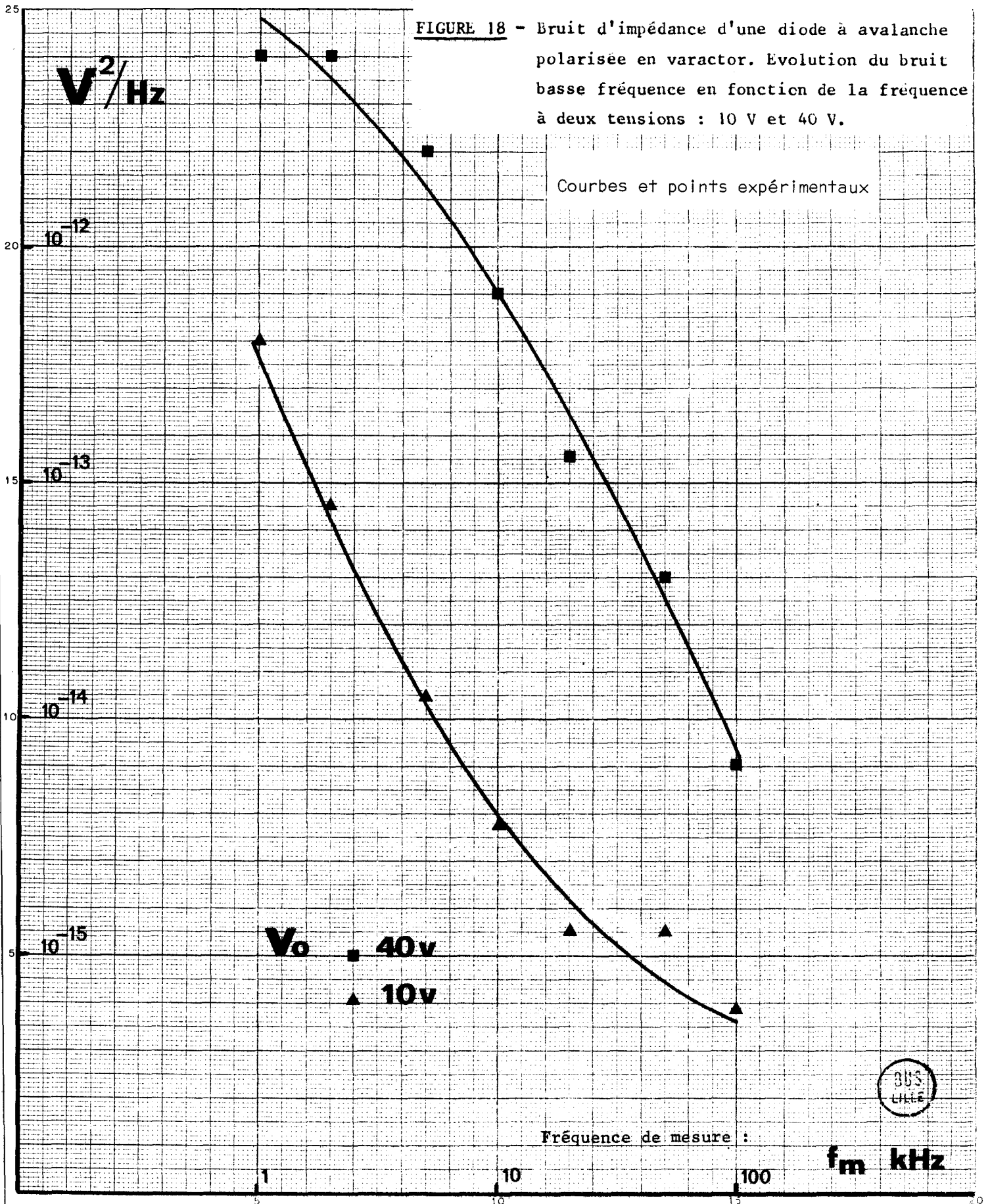


FIGURE 17 - Bruit d'impédance d'une diode à avalanche polarisée en varactor. Evolution du bruit basse fréquence et du bruit de phase avec la tension de polarisation.



FIGURE 18 - Bruit d'impédance d'une diode à avalanche polarisée en varactor. Evolution du bruit basse fréquence en fonction de la fréquence à deux tensions : 10 V et 40 V.

Courbes et points expérimentaux



A tension de polarisation constante, la densité spectrale décroît à peu près en $(f)^{-2}$ entre 1 et 100 kHz, figure 18).

En hyperfréquence, le bruit de phase ajouté semble croître comme le carré de la tension de polarisation (figure 17). La variation de sa densité spectrale avec l'écart f_m à la porteuse est légèrement différente de celle du bruit basse fréquence, (Figure 19).

Ces deux comparaisons semblent indiquer que dans ces deux cas, il ne s'agit pas de mécanismes tout à fait identiques.

A ce stade, nous pouvons estimer ce qui du bruit de phase mesuré, revient à la modulation de la capacité du varactor par la tension basse fréquence et au bruit d'impédance. Ces deux bruits en première approximation, s'ajoutent quadratiquement :

$$(\Delta\phi_{rms})^2_{mesuré} = (\Delta\phi_{rms})^2_{modulation} + (\Delta\phi_{rms})^2_{impédance} \quad (49)$$

Compte tenu de la relation (43)

$$(\Delta\phi_{rms})^2_{mesuré} = \frac{4}{R_L^2} \left(\left(\frac{\partial X_D}{\partial V_0} \right)^2 \langle V_{BF}^2 \rangle + \Delta X_D^2_{impédance} \right) \quad (50)$$

(la relation est adaptée aux fluctuations de tension et simplifiée en considérant que $X_D + X_L = 0$ et que R_s est négligeable devant R_L).

Nous avons mesuré (à 10 kHz, à 20 volts de polarisation, avec une résistance dans le circuit de polarisation de $10^5 \Omega$, une puissance hyperfréquence appliquée de 1 mW et une charge de 10Ω) une déviation de phase moyenne : $\Delta\phi_{rms} = 3,7 \cdot 10^{-6}$ radian/ \sqrt{Hz} . Nous pouvons donc calculer (formule 50) la déviation de phase résultant de la modulation de la tension de polarisation V_0 par la tension de bruit $\langle V_{BF}^2 \rangle$, nous obtenons :

$$\Delta\phi_{rms} \text{ modulation} = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ radian } \sqrt{Hz} \ll 3,7 \cdot 10^{-6}$$

Ce résultat est beaucoup plus petit que la déviation de phase mesurée. Il est remarquable de constater que les fluctuations de tension basse fréquence ne peuvent en aucun cas expliquer les fluctuations de phase observées en hyperfréquence. Nous concluons que ces fluctuations sont entièrement causées par les fluctuations de l'impédance que l'on peut donc estimer. Pour ce faire, nous calculons d'abord la fluctuation d'impédance ΔX_D , puis la fluctuation de capacité ΔC correspondant à la fluctuation de phase observée $\Delta\phi_{rms}$.

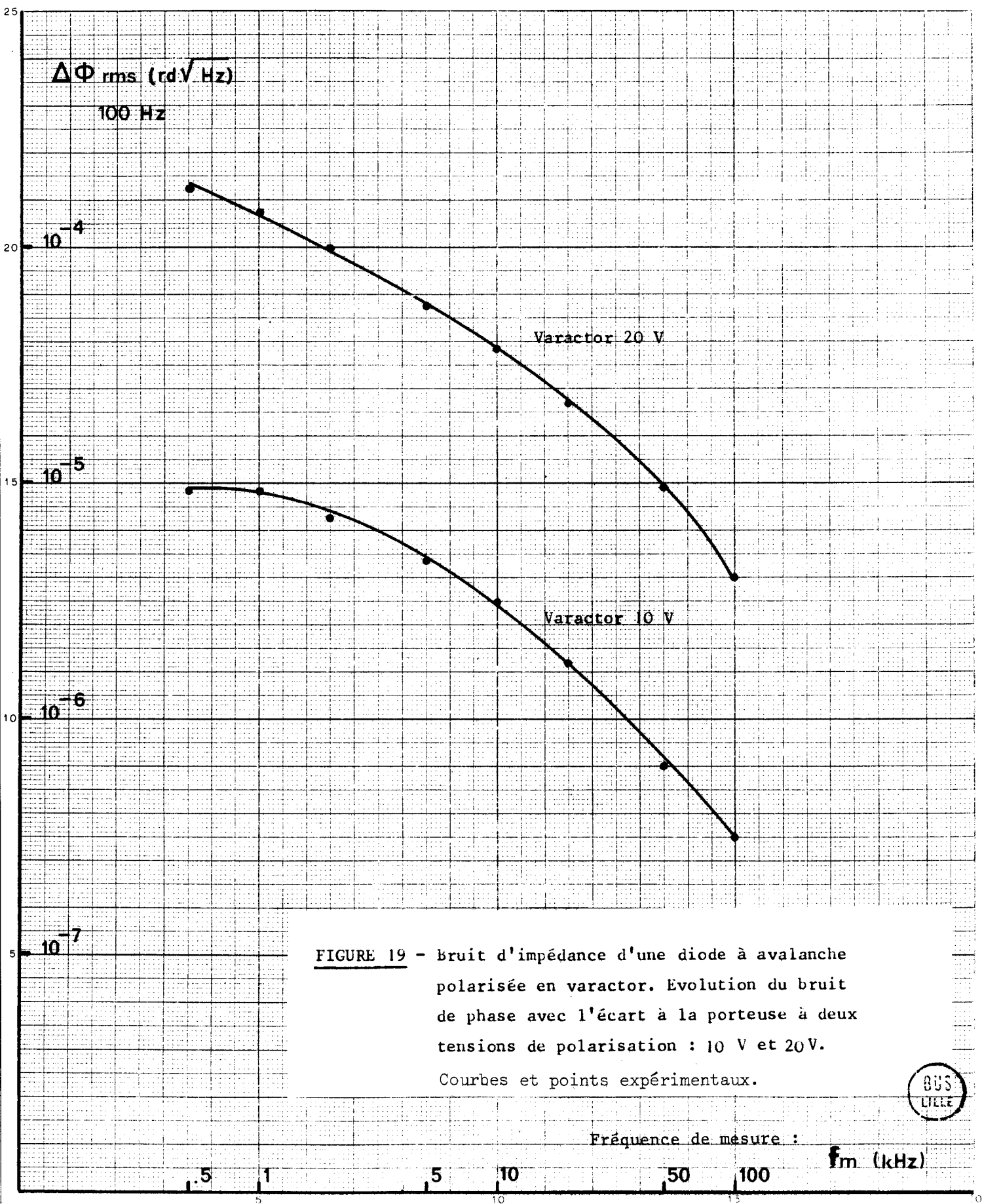


FIGURE 19 - Bruit d'impédance d'une diode à avalanche polarisée en varactor. Evolution du bruit de phase avec l'écart à la porteuse à deux tensions de polarisation : 10 V et 20V.

Courbes et points expérimentaux.



$$\Delta X_D^2 = (\Delta \phi_{\text{rms}})^2 \frac{R_L^2}{4}$$

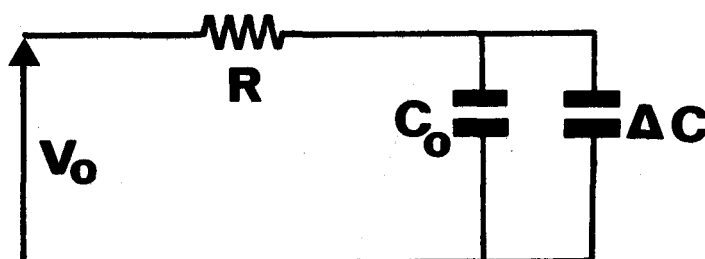
$$(\Delta C_{\text{rms}})^2 = \Delta X_D^2 C^4 \omega_o^2$$

Dans l'exemple choisit, $C = 0,35 \text{ pF}$, $\omega_o = 2\pi 8,6 \cdot 10^9$, on obtient :

$$(\Delta C_{\text{rms}})^2 = 1,5 \cdot 10^{-14} (\text{pF})^2 / \sqrt{\text{Hz}}$$

On peut alors se poser la question : ces fluctuations de capacité peuvent-elles être à l'origine du bruit BF observé ? un calcul élémentaire va nous donner l'ordre de grandeur des fluctuations de tension que l'on devrait observer.

La diode est schématisée par sa capacité C_o et sa fluctuation $\Delta C \sin \Omega t$ (supposée sinusoïdale, de faible amplitude $\Delta C/C_o \ll 1$, à la pulsation Ω). Elle est alimentée par une source de tension constante à travers une résistance de polarisation R (schéma 8).



SCHEMA 8

(C_o comprend la capacité de la diode et les capacités parasites du circuit associé).

Ecrivons l'équation différentielle régissant le transfert des charges dans le circuit :

$$V_o = \frac{q_o + q_1}{C_o} \left(1 - \frac{\Delta C}{C_o} \sin \Omega t \right) + R \frac{dq_1}{dt}$$

En régime permanent, $V_o = \frac{q_o}{C_o}$; nous recherchons la solution sinusoïdale :

$$\frac{q_1}{C_o} + j R \Omega q_1 = q_o \frac{\Delta C}{C_o^2}$$

$$q_1 = \frac{q_0 \frac{\Delta C}{C_0}}{1 + jC_0 R\Omega}$$

$$V_1 = Ri_1 = j\omega q_1 R$$

$$\langle V_1^2 \rangle = R^2 V_0^2 \Omega^2 \frac{\Delta C^2}{1 + R^2 C_0^2 \Omega^2} \quad (51)$$

compte tenu de la valeur de $(\Delta C_{rms})^2$ calculée précédemment et de $C_0 \approx 100\text{pF}$, nous obtenons :

$$\langle V_1^2 \rangle = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ V}^2/\text{Hz}$$

Cette valeur est plus de 100 fois inférieure à celle que nous avons effectivement mesurée ($\langle V_{BF}^2 \rangle = 2,5 \cdot 10^{-14} \text{ V}^2/\text{Hz}$). Il paraît donc impossible, dans le cas présent, de mettre en évidence le bruit d'impédance dans le circuit basse fréquence de polarisation. Le bruit effectivement mesuré doit être attribué à une autre cause.

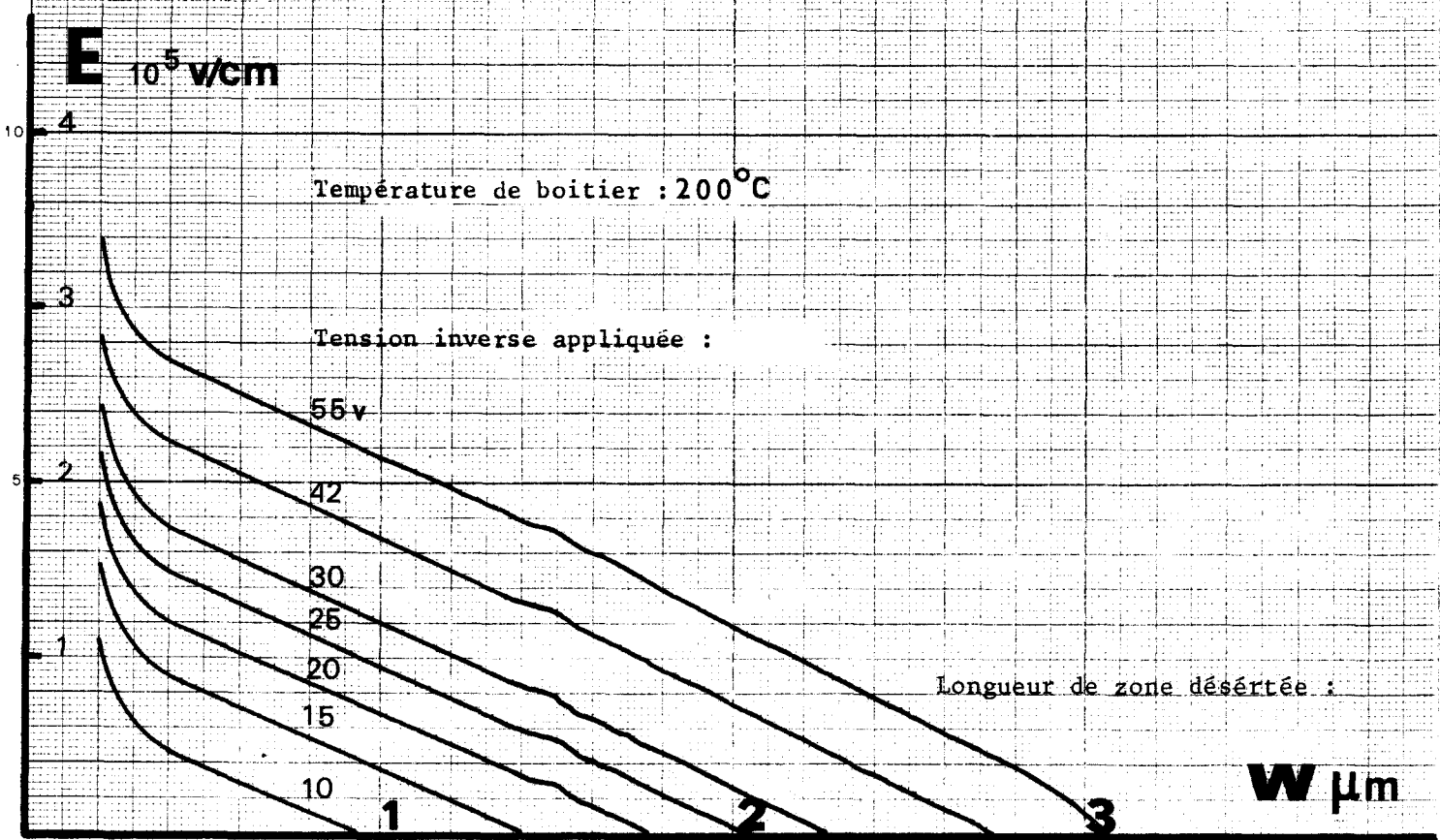
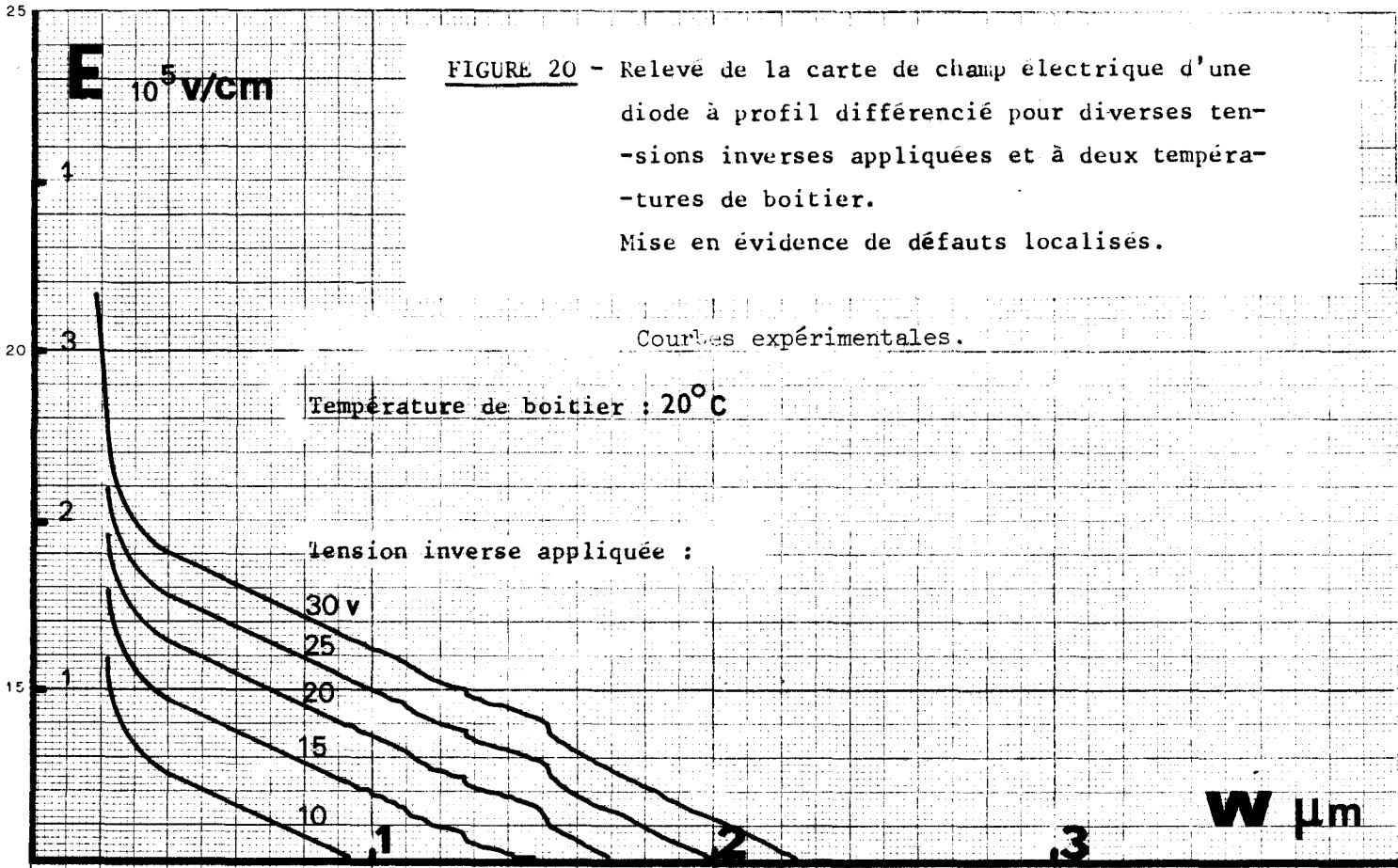
b - Diode à profil de dopage différencié ("High-Low")

(barrière métal - GaAs $n^+ - n$; $W = 2,5 \mu$; zone $n^+ N_D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$
zone $n N_D = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^3$)

Le relevé de la carte du champ électrique dans cette diode (figure 20) met en évidence des irrégularités dans l'évolution du champ électrique en fonction de la distance à la barrière métallique. Ces irrégularités qui peuvent être la manifestation d'une hétérogénéité du dopage dans la zone n où ce dernier devrait être constant sont situées à une distance comprise entre 1,1 et 1,6 μm de la barrière métallique. Cette distance est balayée par la frontière de la zone désertée lorsque la tension de polarisation appliquée à la diode croît de 10 à 20 volts. De plus, une augmentation de la température ambiante jusqu'à 200°C (en enceinte thermostatée) a révélé que les irrégularités du champ électrique avaient tendance à s'atténuer.

Ces observations nous ont conduit à étudier le bruit de phase ajouté par cette diode - dans ces conditions expérimentales identiques à celles utilisées pour la première diode à profil de dopage constant - Ceci de manière à mettre en évidence une corrélation entre le bruit de phase et les anomalies constatées sur le relevé de la carte de champ.

Nous avons obtenu expérimentalement trois résultats importants :



- 1 - Le bruit de phase ajouté (mesuré à 10 kHz de la porteuse) et le bruit basse fréquence en excès (mesuré à 10 kHz) sont présents (figure 21). Ils ont une densité spectrale plus importante que celle relevée pour la diode à profil de dopage constant et globalement croissent avec la tension de polarisation.

- 2 - A température ambiante (20°C) le spectre du bruit de phase et le spectre du bruit basse fréquence présentent la même allure entre 10 et 20 volts : croissance rapide entre 10 et 13 volts, décroissance brusque de 13 à 14 volts, à nouveau croissance entre 14 et 15 volts et "plateau" entre 15 et 18 volts.

- 3 - A deux cents degrés C, les irrégularités dans l'évolution de chacun des spectres sont presque effacées (il subsiste seulement un point d'inflexion dans le spectre du bruit de phase à 13,5 volts). On peut remarquer que les irrégularités des spectres obtenus à 20°C, se présentent, d'une certaine manière, comme des déviations autour d'une évolution "moyenne" qui serait celle obtenue à 200°C.

Nous pensons donc au vu de ces résultats que cette diode présente dans la zone désertée à environ 1,3 μm de la barrière, un défaut d'homogénéité du semiconducteur. Ce défaut peut agir comme centre de recombinaison. Le processus de piégeage-dépiégeage qu'il déclenche est à l'origine du bruit d'impédance observé.

De plus nous avons clairement montré que le bruit d'impédance dépendait étroitement de la température et de la position spatiale du centre de piégeage-dépiégeage. Cette remarque peut expliquer pourquoi bien que présent dans la diode polarisée en varactor, le bruit d'impédance puisse s'atténuer ou disparaître en amplificateur.

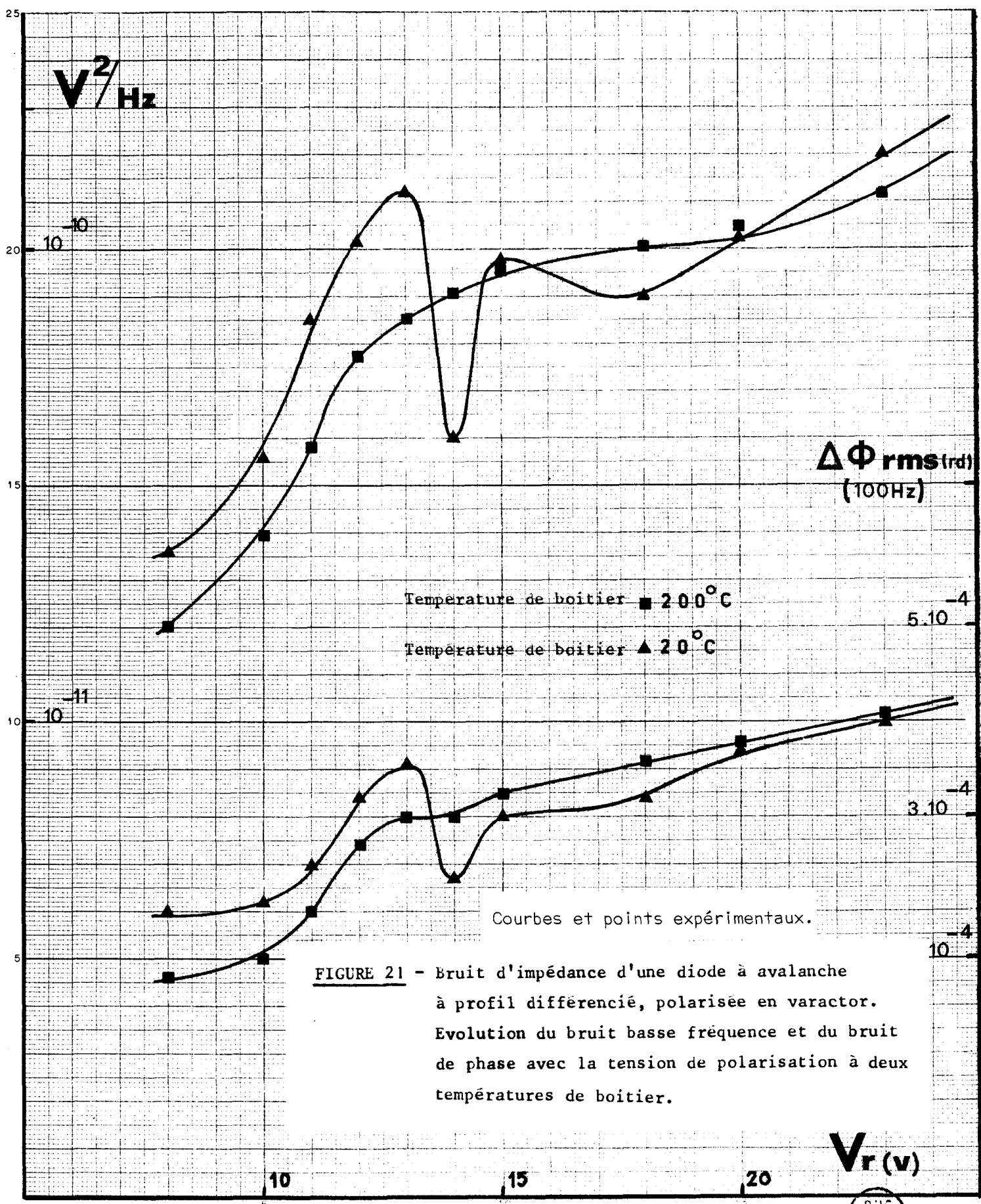


FIGURE 21 - Bruit d'impédance d'une diode à avalanche à profil différencié, polarisée en varactor. Evolution du bruit basse fréquence et du bruit de phase avec la tension de polarisation à deux températures de boitier.

3. BRUIT AJOUTE EN AMPLIFICATEUR "GRAND SIGNAL"

Nous avons mené une étude expérimentale visant à mettre en évidence les principaux phénomènes qui accompagnent ce mode de fonctionnement. Nous montrerons que contrairement à ce qui se passe dans les oscillateurs à diode IMPATT, le bruit ajouté par l'amplificateur est particulièrement faible. Cette constatation a été confirmée par LEE et al. (18) qui ont mesuré et comparé le bruit du signal source et celui du signal amplifié par un amplificateur multidiode. Pratiquement, ils ne peuvent distinguer le bruit FM du signal amplifié de celui de la source : le bruit AM ajouté par leur amplificateur est un peu plus important, en particulier très près de la porteuse. Nous avons donc du mettre au point un appareillage de mesure du bruit ajouté que nous décrirons plus loin (paragraphe "mesures et appareillage"). Nous avons décrit le "bruit d'impédance" dans un paragraphe précédent. Nous avons vu que sa densité spectrale décroissait rapidement avec la fréquence. Cela tient à son origine : les constantes de temps du processus de piégeage - dépiégeage sont très grandes vis à vis de la période du signal à amplifier. On peut donc considérer que son influence devient négligeable au-delà de 1 à 2 MHz. Ceci nous conduit à scinder notre étude en deux plages de fréquence : l'une loin de la porteuse (60 MHz), l'autre dans son voisinage (200 Hz - 200 kHz), (ce choix est aussi motivé par les caractéristiques des appareils de mesure dont nous disposons). De cette manière, nous pouvons espérer être en présence à 60 MHz de bruit d'avalanche et entre 200 Hz et 200 kHz de bruit d'avalanche, bruit d'impédance et bruit basse fréquence convertis.

a - Bruit de modulation de phase et d'amplitude à 60 MHz de la fréquence porteuse.

Diode à profil de dopage constant (jonction p-n; $W=3\mu$; $N_D=10^{16}$ at./cm³).

Dans l'ensemble des diodes que nous avons étudiées, bien que de structure fort différente, beaucoup présentent un comportement très voisin. Nous avons donc choisi d'en présenter une qui semblait représentative d'un certain état de développement de ces composants. C'est la même diode que nous étudierons au voisinage de la fréquence porteuse. Elle ne présentait pas de bruit d'impédance en varactor. C'est une jonction p⁺-n-n⁺ à dopage constant dans la zone n. L'amplificateur est à structure self résonnant. Avec une charge de 10 Ω à 36 mA, le gain "petit signal" est de 10 db à 8,6 GHz (figure 22).

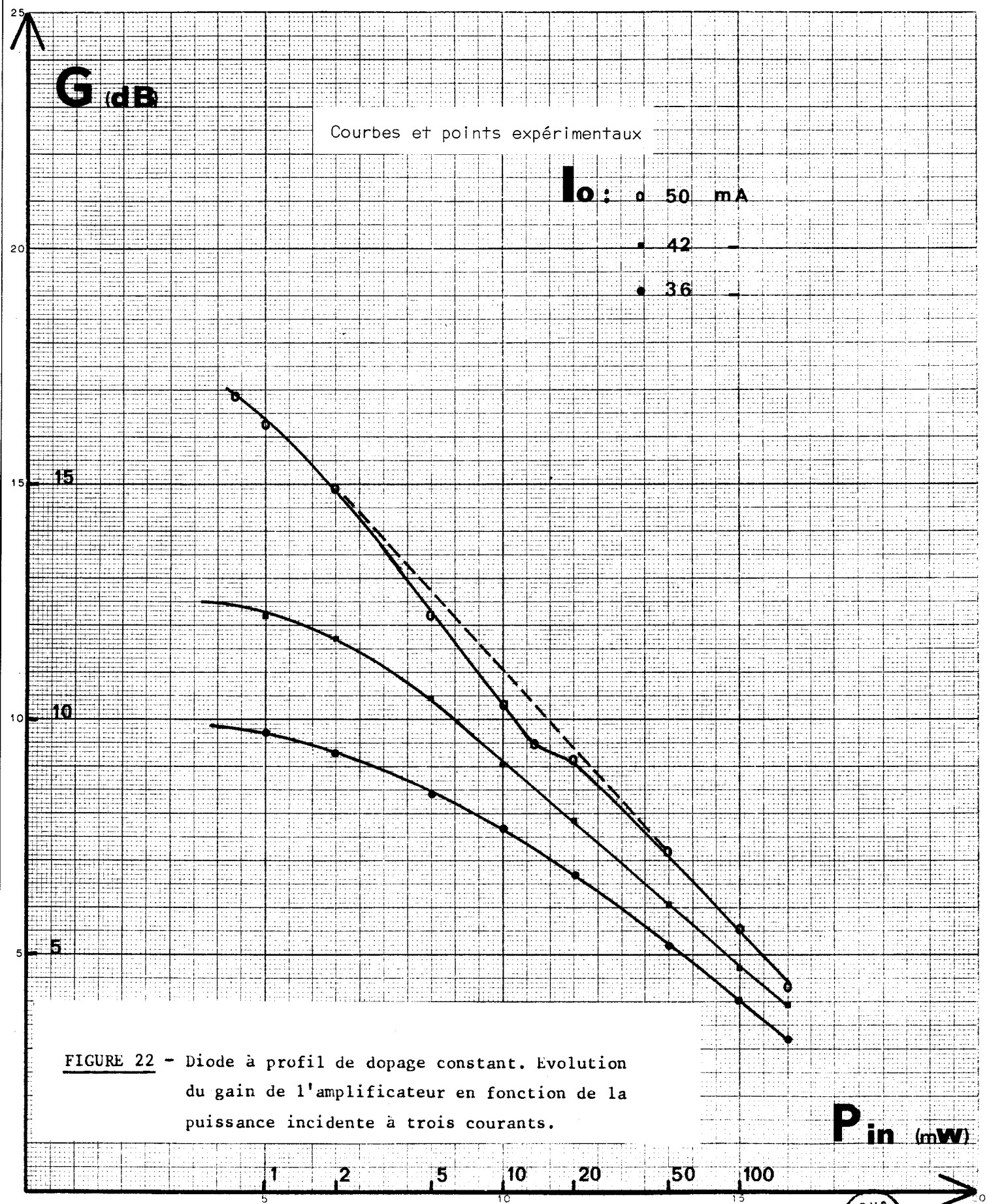


FIGURE 22 - Diode à profil de dopage constant. Evolution du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance incidente à trois courants.

Nous avons relevé la densité spectrale de bruit délivrée par cette diode à 60 MHz (figure 23), en fonction du courant de polarisation I_0 (nous n'appliquons pas pour l'instant de puissance haute fréquence à cette diode). L'allure de ce spectre est classique et la décroissance monotone en I_0^{-1} à partir de 10 mA indique une avalanche régulière.

L'application de puissance hyperfréquence à la diode provoque un accroissement remarquable du bruit présent dans le circuit de polarisation à 60 MHz (figure 24). Montrons que cet effet est prévu par la résolution de l'équation de Read "grand signal". Cette équation est formellement identique à celle que nous avons écrite en régime "petit signal" (équation 5) mais le champ électrique et le courant de conduction ont maintenant leurs valeurs "grand signal" (on négligera le courant de saturation).

Le courant total est la somme du courant permanent et du courant de bruit :

$$I_{ca0}(t) = I_{ca0}(t) + i_{ca}(t) \quad (52)$$

De même pour les champs électriques

$$E_a(t) = E_{a0}(t) + e_a(t) \quad (53)$$

L'équation de Read s'écrit :

$$\tau_i \frac{d}{dt} (I_{ca}(t)) = \alpha' \delta E_a(t) I_{ca}(t) + ig(t) \quad (54)$$

La solution permanente sans bruit s'écrit :

$$I_{ca0}(t) = I_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{B_n(Y)}{B_0(Y)} e^{jn\omega_0 t}$$

$B_n(Y)$ est la fonction de Bessel modifiée de première espèce de rang n , d'argument Y .

$$Y = \frac{\alpha' \delta}{\omega_0 \tau_i} E_{a1} \quad (E_{a0}(t) = E_{a1} \sin \omega_0 t)$$

On résout l'équation pour le bruit :

$$i_{n_0}(t) = I_{ca0}(t) \int_{t_0}^t \frac{ig(t')}{i I_{ca0}(t')} dt' \quad (55)$$

Nous cherchons alors à calculer la densité spectrale $\langle i_{n_0}(\omega)^2 \rangle$ de $i_{n_0}(t)$

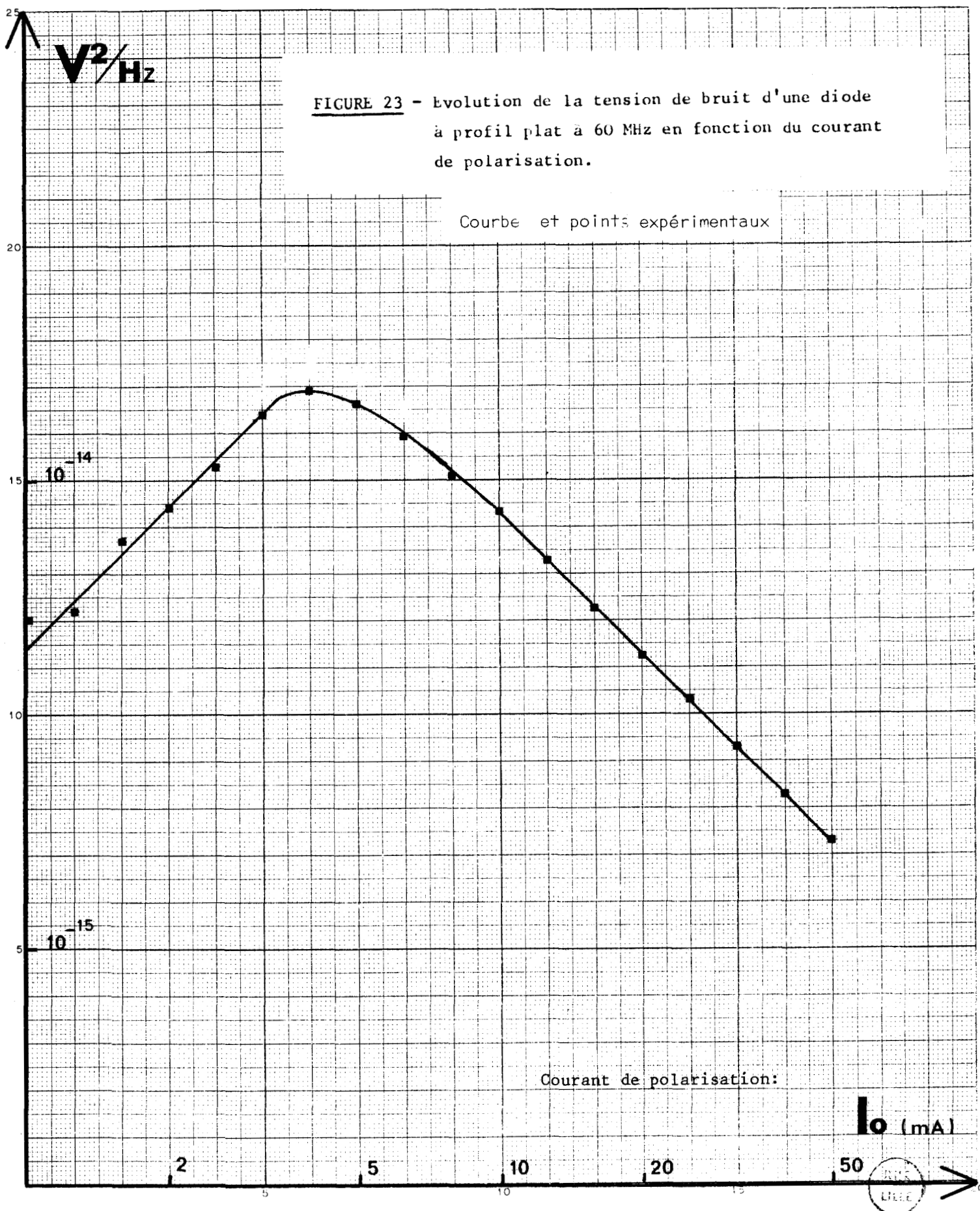
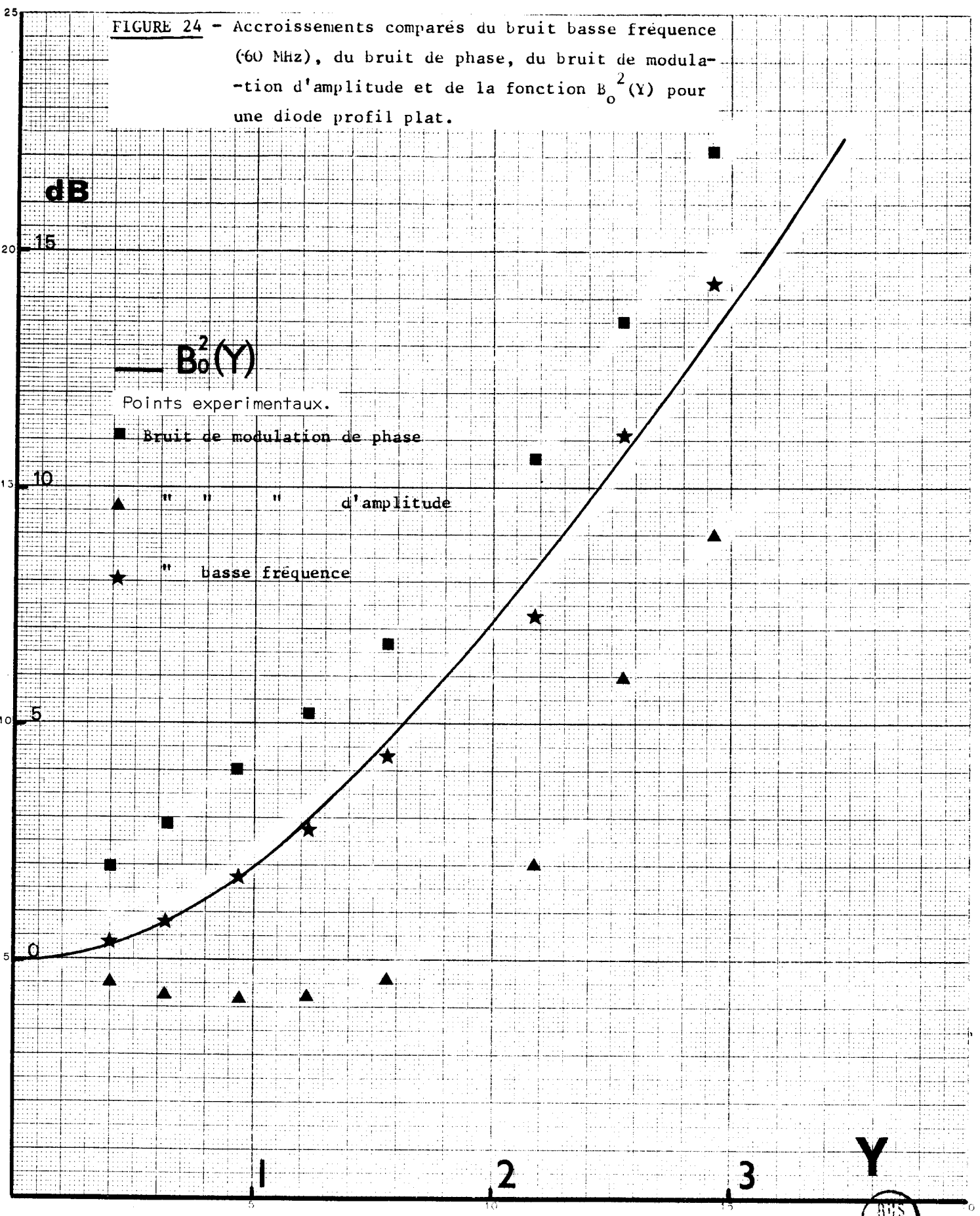


FIGURE 24 - Accroissements comparés du bruit basse fréquence (60 MHz), du bruit de phase, du bruit de modulation d'amplitude et de la fonction $B_0^2(Y)$ pour une diode profil plat.



$i_g(t)$ est la différence entre le courant instantané et le courant moyen. Le courant instantané apparaît comme une suite d'impulsions de Dirac.

$$i_g(t) = \sum_j q \delta(t - t_j) - I_{ca0}(t) \quad (56)$$

on reporte cette expression dans l'équation (55). Ceci nous permet de calculer l'effet d'une seule impulsion apparaissant à l'instant t_j .

$$i_{no_j}(t) = \frac{qI_o}{\tau_i} \sum_j \frac{1(t-t_j)}{I_{ca0}(t_j)} \quad (57)$$

$$\begin{aligned} 1(t - t_j) &= 0 \text{ si } t < t_j \\ &= 1 \text{ si } t \geq t_j \end{aligned}$$

on obtient la densité spectrale de la fonction génératrice de bruit $\langle i_n(\omega)^2 \rangle$ à partir de la transformée de Fourier de $i_{no_j}(t)$ en faisant une première moyenne sur une période du signal ($T_o = 2\pi/\omega_o$), une seconde moyenne sur un grand nombre (n) d'impulsions élémentaires (le courant moyen I_o est égal à $n e T$).

Finalement, on obtient :

$$\langle i_n(\omega)^2 \rangle = \frac{2qI_o}{\omega^2 \tau_i^2} B_o^2(Y) \quad (58)$$

On retrouve le régime faible signal en remarquant que dans ce cas $B_o^2(Y) \rightarrow 1$.

Figure 24 nous avons comparé l'accroissement de $B_o^2(Y)$ avec celui de la puissance de bruit délivrée à 60 MHz dans le circuit de polarisation (Y est calculé à partir de la puissance de sortie de l'amplificateur et des paramètres fondamentaux déterminés par ailleurs). L'accord théorie - expérience est très satisfaisant. Cette croissance du bruit basse fréquence doit théoriquement être accompagnée d'une croissance comparable du bruit hyperfréquence.

Bruit Hyperfréquence.

L'accroissement du bruit hyperfréquence avec le niveau peut résulter de deux contributions : l'accroissement du bruit intrinsèque hyperfréquence, l'accroissement du bruit basse fréquence converti par modulation. Nous avons mesuré la puissance de bruit délivrée par la diode dans deux bandes à 60 MHz de la porteuse. La puissance globale de bruit à la sortie de l'amplificateur croît de la même manière que le bruit BF, en $B_o^2(Y)$. Il en est à peu près de même pour la composante en quadrature (bruit FM) ; par contre

la composante en phase (bruit AM) commence par décroître légèrement et passe par un minimum (figures 24 et 25).

On peut expliquer cet effet en remarquant que pour des puissances d'entrée comprises entre 2 et 50 mW, le gain subit une réduction notable alors que $B_o^2(Y)$ reste voisin de un.

La mesure des puissances de bruit FM et AM, nous permet de calculer P_{FM}/P_o , P_{AM}/P_o et leur rapport P_{FM}/P_{AM} . Ces résultats sont représentés figure 26.

On remarque que P_{FM}/P_o est toujours supérieure à P_{AM}/P_o . Leur rapport P_{FM}/P_{AM} croît lentement avec le niveau hyperfréquence et vaut environ 8 db à fort signal. (évidemment à faible signal $P_{FM}/P_{AM} \rightarrow 1$). Ce résultat expérimental est en bon accord avec ceux obtenus en étudiant le fonctionnement en oscillateur. GOEDBLOED (13).

Phénomènes annexes

Il nous a semblé nécessaire de voir comment varient les diverses grandeurs déterminées précédemment lorsqu'on modifie le courant de polarisation. De 36 mA nous l'avons augmenté à 42 et 50 mA (dissipation thermique maximale). Pour ces deux courants, aux faibles puissances d'entrée, la diode présente une instabilité. Celle-ci se manifeste par une augmentation sensible du bruit dans le circuit de polarisation figure 27. Cette instabilité entraîne une augmentation considérable du bruit de modulation d'amplitude. Par contre, son influence est faible sur le bruit de modulation de fréquence (et même indécélable à 42 mA) figure 27. Nous nous proposons d'expliquer ces accroissements de P_{AM}/P_o et P_{FM}/P_o par la conversion BF - HF résultant de la modulation du courant de polarisation par le bruit BF à 60 MHz. Supposant qu'il n'existe pas de corrélation entre les courants de bruit BF et HF, la puissance de bruit intrinsèque et celle due à la modulation s'ajoutent.

$$(P_{AM}/P_o)_{\text{mesuré}} = (P_{AM}/P_o)_{\text{int.}} + (P_{AM}/P_o)_{\text{mod.}} \quad (59)$$

$$(P_{FM}/P_o)_{\text{mesuré}} = (P_{FM}/P_o)_{\text{int.}} + (P_{FM}/P_o)_{\text{mod.}} \quad (60)$$

Nous connaissons $(P_{AM}/P_o)_{\text{mesuré}}$ et $(P_{FM}/P_o)_{\text{mesuré}}$. Nous extrapolons sur les courbes de la figure 27 les valeurs de $(P_{AM}/P_o)_{\text{int.}}$ et $(P_{FM}/P_o)_{\text{int.}}$. Nous obtenons une valeur approximative expérimentale de $(P_{AM}/P_o)_{\text{mod.}}$ et $(P_{FM}/P_o)_{\text{mod.}}$.

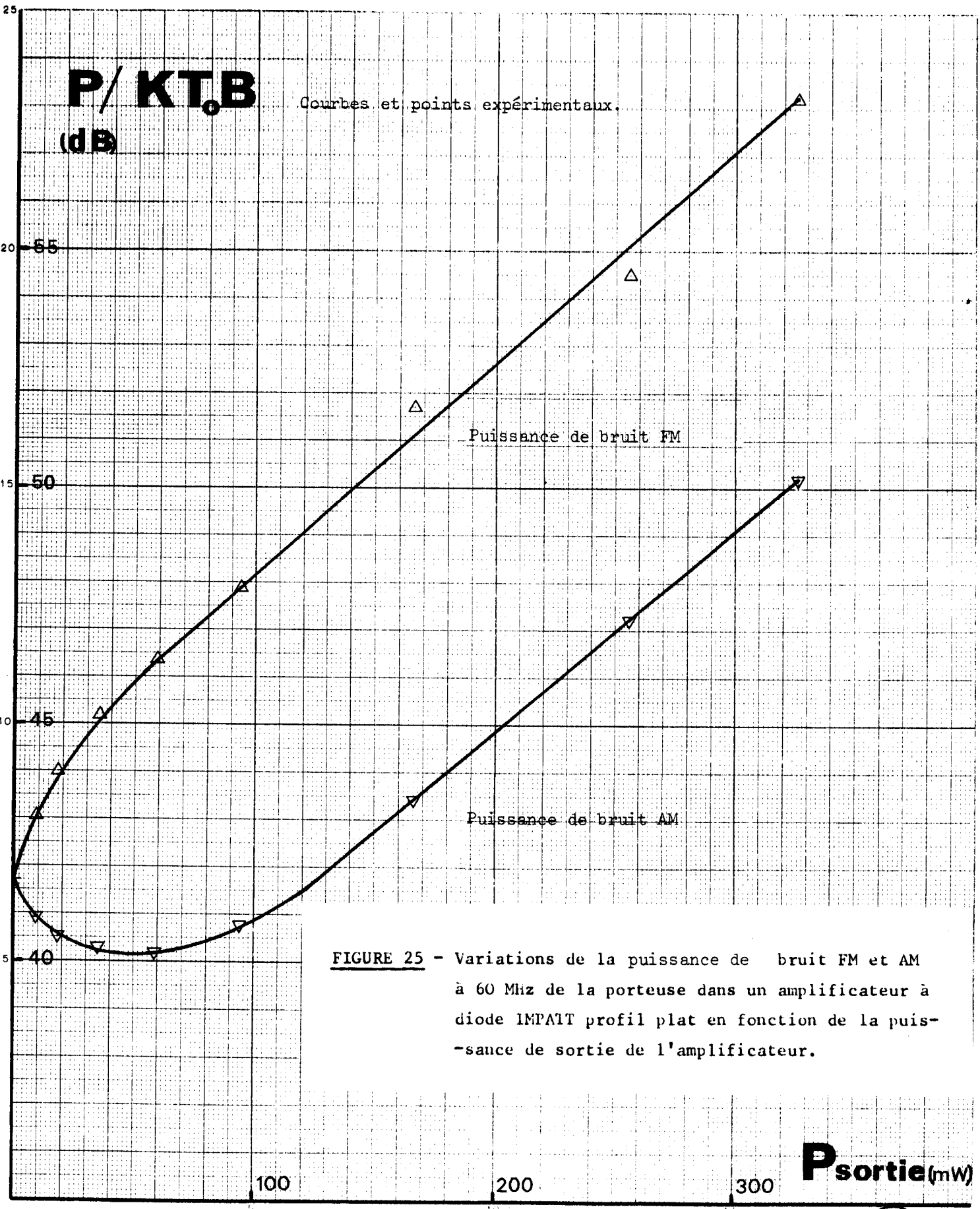
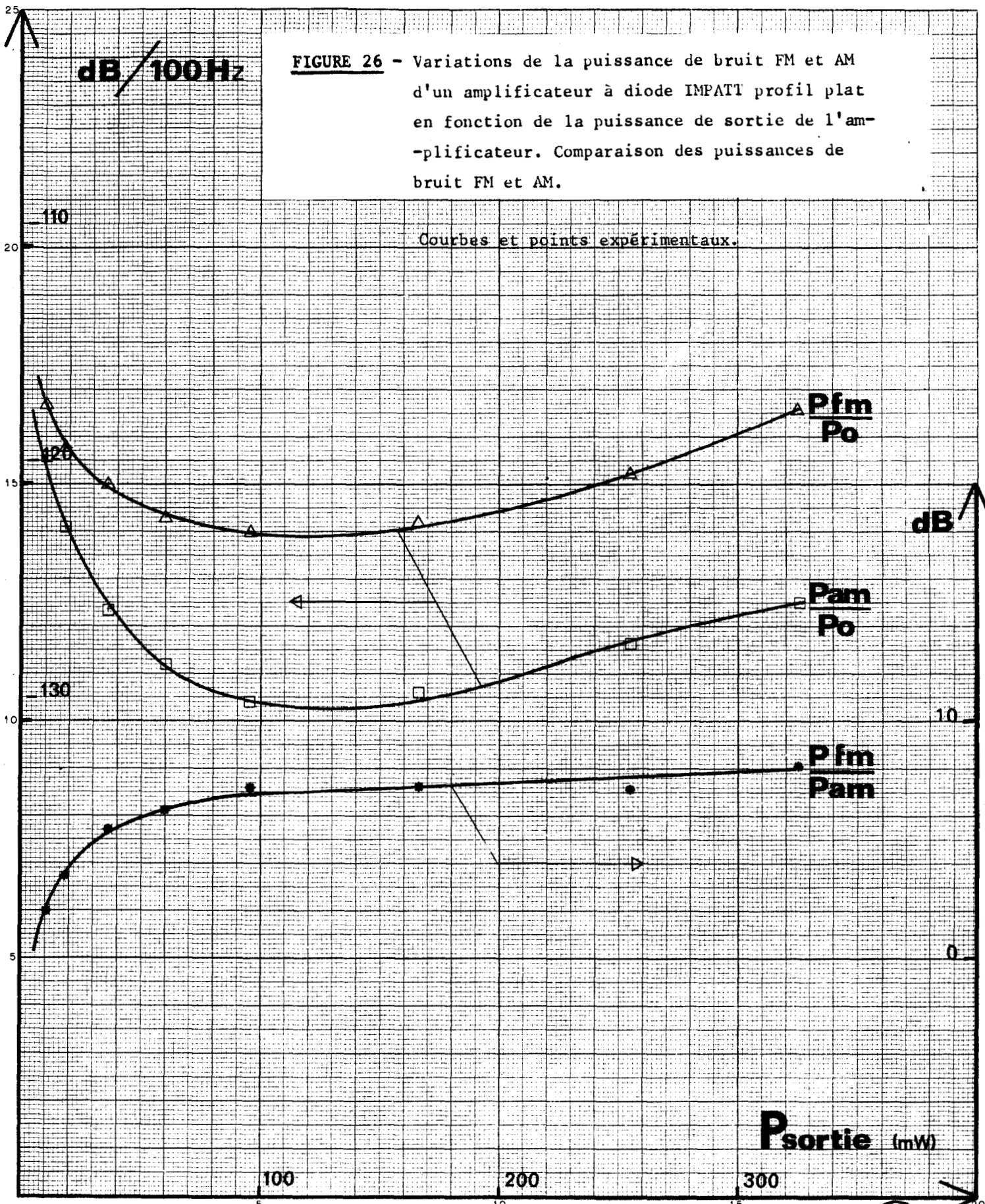


FIGURE 25 - Variations de la puissance de bruit FM et AM à 60 Mhz de la porteuse dans un amplificateur à diode IMPACT profil plat en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.

P_{sortie} (mW)



FIGURE 26 - Variations de la puissance de bruit FM et AM d'un amplificateur à diode IMPATT profil plat en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur. Comparaison des puissances de bruit FM et AM.



Nous savons d'autre part calculer $(P_{AM}/P_o)_{mod}$ et $(P_{FM}/P_o)_{mod}$ à partir des relations (44) et (45). On note que le bruit BF se convertit en $(P_{AM}/P_o)_{mod}$ et $(P_{FM}/P_o)_{mod}$ dans le rapport $(\partial R_D/\partial I_o)^2/(\partial X_D/\partial I_o)^2$.

Nous avons mesuré $\Delta I_o^2_{rms}$. Les valeurs de $|R_D|$, $\partial R_D/\partial I_o$, $\partial X_D/\partial I_o$, sont obtenues par ailleurs.

Nous réunissons les résultats de mesure et de calcul dans le tableau 3

	Mesuré	intrinsèque extrapolé	du à la modulation (expérimental)	du à la modulation (calculé)
$\frac{P_{AM}}{P_o}$	$8 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$7,8 \cdot 10^{-12}$	$7,5 \cdot 10^{-12}$
$\frac{P_{FM}}{P_o}$	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$6,3 \cdot 10^{-13}$	$9,6 \cdot 10^{-13}$	$8,3 \cdot 10^{-13}$

$R_L = 10 \Omega$, $X_D + X_L = 0$, $P_{sortie} = 124 \text{ mW}$, $I_o = 50 \text{ mA}$, résultats donnés dans deux bandes de 100 Hz.

On constate donc que les résultats expérimentaux et ceux calculés sont en bon accord. Ils montrent clairement l'importance que peut prendre le bruit de modulation si le circuit de polarisation n'est pas soigneusement réalisé.

A plus forte puissance, l'instabilité disparaît rapidement et après une discontinuité, l'évolution de P_{AM}/P_o et P_{FM}/P_o rejoint et confirme celle déjà enregistrée à 36 mA figure 27.

Diodes à profil de dopage différencié ("High Low") (Barrière métal-GaAs; $W=2,2 \mu$; $N_D: n=1,5 \cdot 10^{17}$; $n=5,5 \cdot 10^{15}$)

Un certain nombre de diodes (barrières métal GaAs) que nous avons étudiées ont un profil de dopage à deux paliers ("High Low"). Le premier palier est très dopé et étroit donc le champ électrique continu est assez intense pour qu'il y ait émission de porteurs par effet tunnel. (*)

Nous avons appliqué le même processus expérimental à une de ces diodes qu'à la diode à dopage constant vue précédemment. Nous constatons que le bruit délivré par cette diode dans le circuit de polarisation à 60 MHz, en l'absence de puissance HF, évolue en fonction du courant I_o , comme celui d'une diode à avalanche classique figure 28.

Par contre, il croît beaucoup moins vite sous l'influence de la puissance

(*) MIRCEA - PERICHON ; Communication privée.

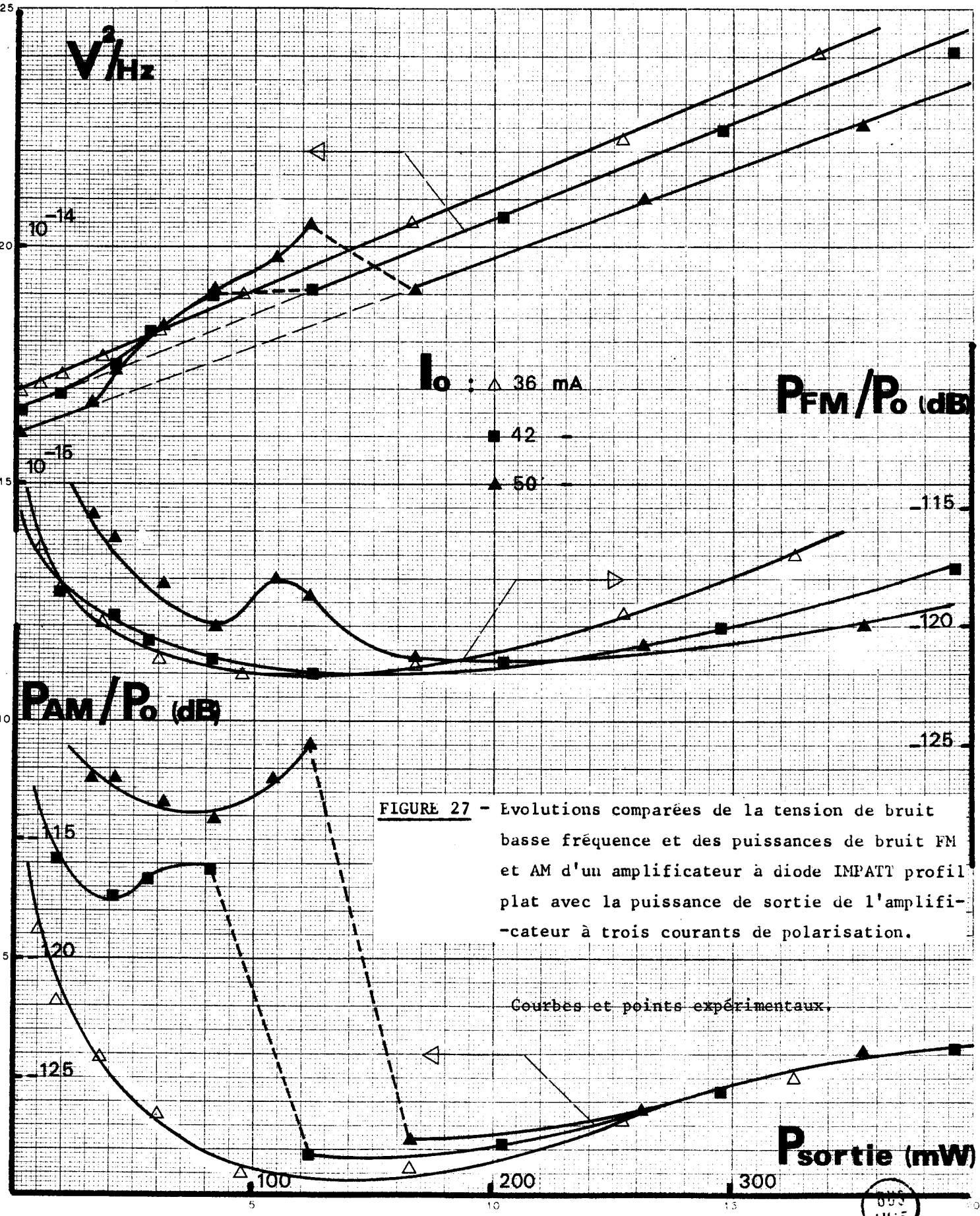


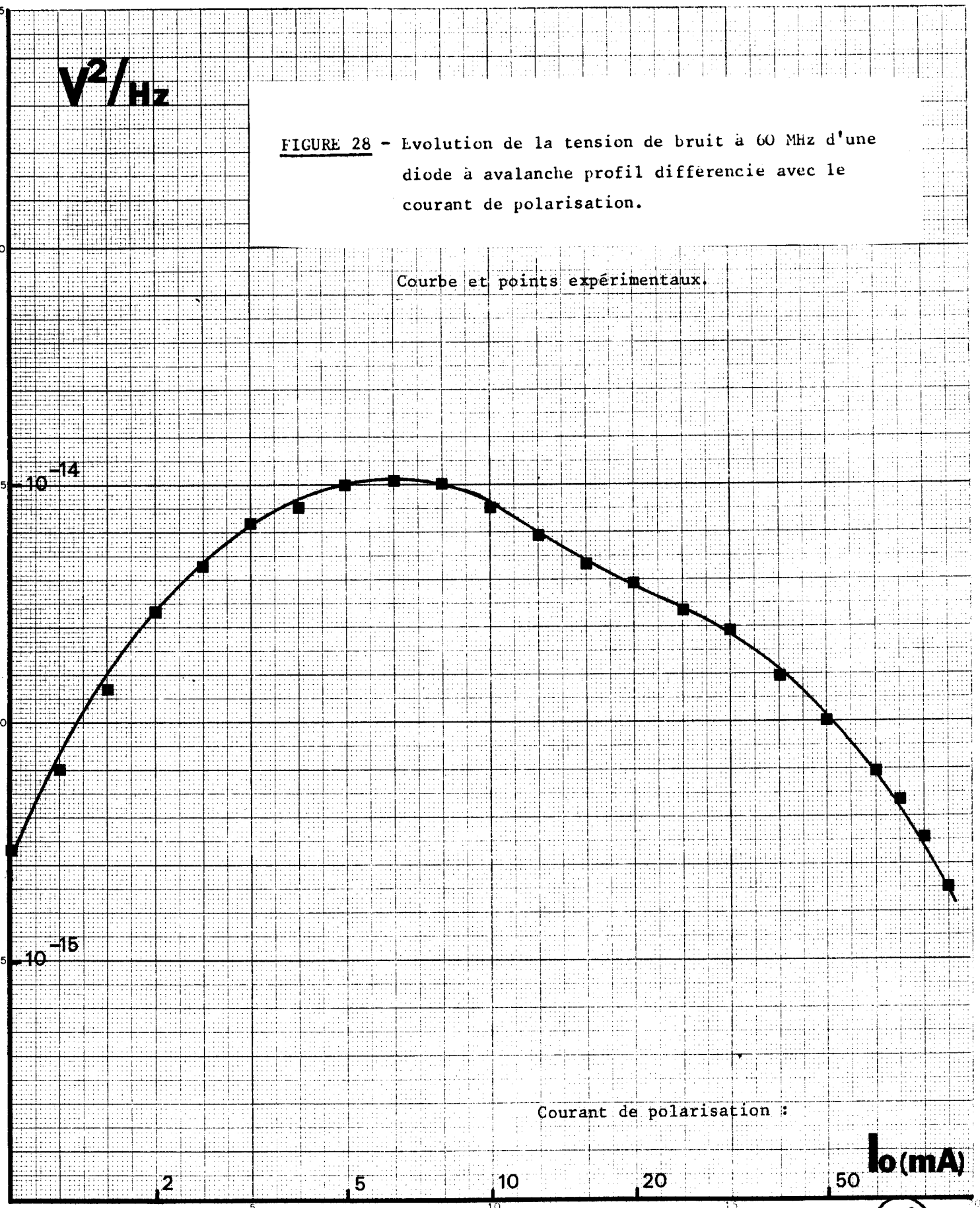
FIGURE 27 - Evolutions comparées de la tension de bruit basse fréquence et des puissances de bruit FM et AM d'un amplificateur à diode IMPATT profil plat avec la puissance de sortie de l'amplificateur à trois courants de polarisation.

Courbes et points expérimentaux.

V^2/Hz

FIGURE 28 - Evolution de la tension de bruit à 60 MHz d'une diode à avalanche profil différentiel avec le courant de polarisation.

Courbe et points expérimentaux.

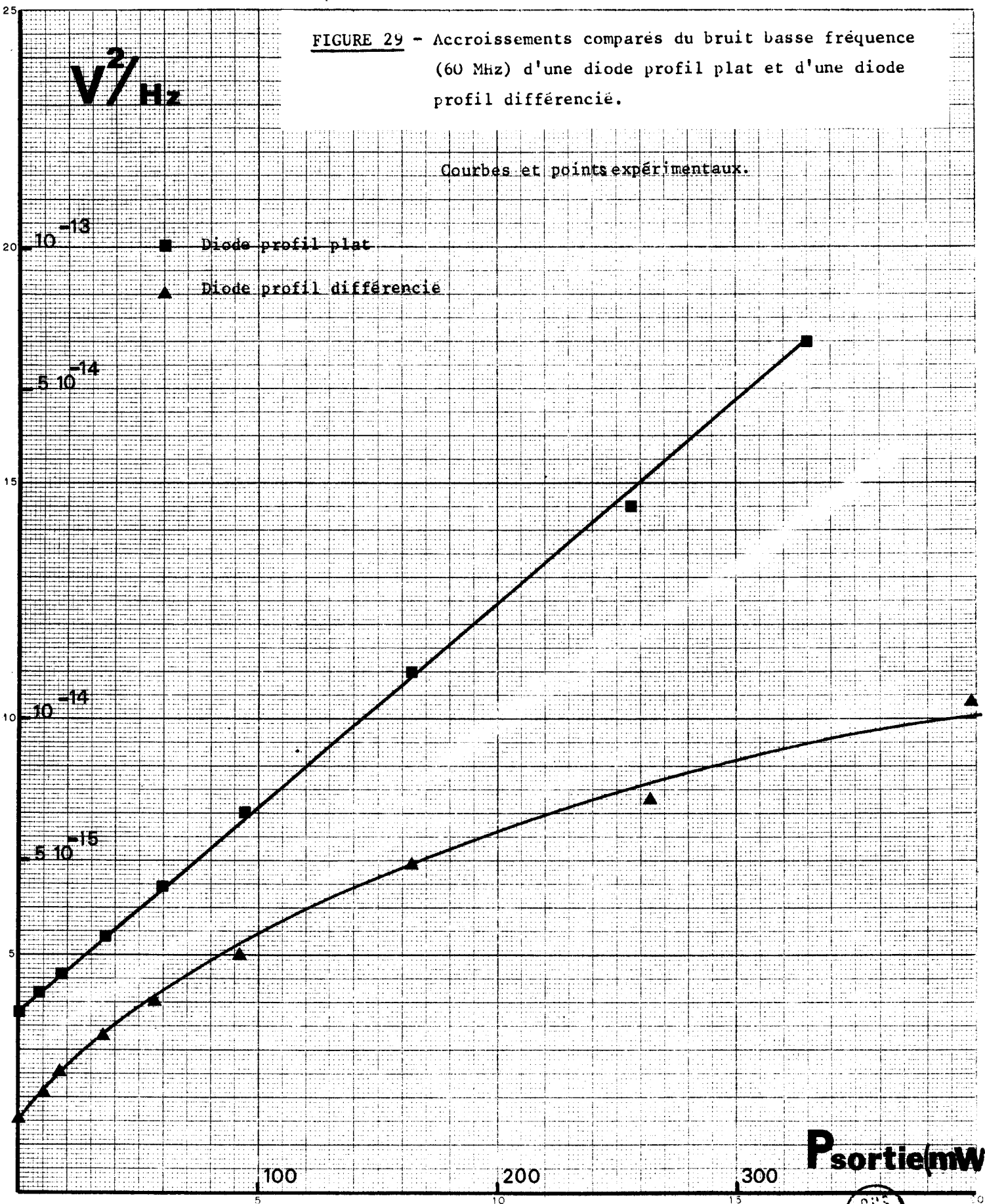


Courant de polarisation :

I_0 (mA)



FIGURE 29 - Accroissements comparés du bruit basse fréquence (60 MHz) d'une diode profil plat et d'une diode profil différencié.



P_{sortie} (mW)



hyperfréquence figure 29 . Mais ce sont les résultats concernant le bruit hyperfréquence qui sont les plus remarquables. C'est maintenant le bruit de modulation de fréquence qui est inférieur au bruit de modulation d'amplitude et leur écart (7 db à 70 mA, 12 db à 90 mA) croît avec le courant de polarisation. D'autre part P_{AM}/P_o et P_{FM}/P_o décroissent d'environ 20 db en passant du régime faible au régime fort signal figure 30 . Il en résulte que la valeur du "facteur de bruit" grand signal, modulation de fréquence est de l'ordre de 30 à 35 db. figure 31.

Pour expliquer ce comportement, on se réfère à l'expression (55) :

$$i_{n0}(t) = I_o \int_{t_0}^t \frac{ig(t')dt'}{\tau_i I_{ca0}(t)}$$

Le courant primaire de bruit est inversement proportionnel à $I_{ca0}(t)$. Il y a donc intérêt pour diminuer $i_{n0}(t)$ à augmenter la valeur minimale de $I_{ca0}(t)$. Or dans notre cas c'est le courant tunnel très supérieur au courant de saturation qui donne la valeur minimale de $I_{ca0}(t)$.

On constate que l'injection de porteurs par effet tunnel dans une diode à avalanche amène une réduction importante du bruit hyperfréquence. Cette remarque est illustrée sur la figure 32 où nous avons comparé P_{FM}/P_o pour une diode à profil plat et pour une diode à profil différencié.

b - Bruit ajouté par un amplificateur IMPATT au voisinage de la porteuse ($0,2 \leq f_m \leq 200$ KHz)

Dans cette gamme de fréquence, nous avons orienté notre étude expérimentale dans deux directions principales :

- Evolution du bruit de phase ajouté avec l'écart f_m à la fréquence porteuse.
- Influence du bruit d'impédance et du bruit converti BF - HF par modulation.

La figure 33 représente l'évolution de la fluctuation efficace de phase $\Delta\phi_{rms}$ pour une diode à dopage constant, en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur, pour 4 écarts à la porteuse ($f_m = 1, 10, 100$ KHz et 60 MHz). L'examen de cette figure montre que les fluctuations de phase $\Delta\phi_{rms}$ sont - aux erreurs de mesures près - indépendantes de la fréquence f_m de mesure. Il semble donc bien que ce soit le bruit intrinsèque hyperfréquence qui soit à l'origine de ces fluctuations. De plus, dans la gamme des puissances explorées, $\Delta\phi_{rms}$ varie peu en fonction du niveau. Cela implique que le facteur de bruit "modulation de fréquence" croisse à peu près comme la puissance de sortie.

DB (100 Hz)

FIGURE 30 - Puissances de bruit AM et FM délivrées à 60 MHz de la porteuse par un amplificateur à diode IMPATT GaAs à profil différencié.

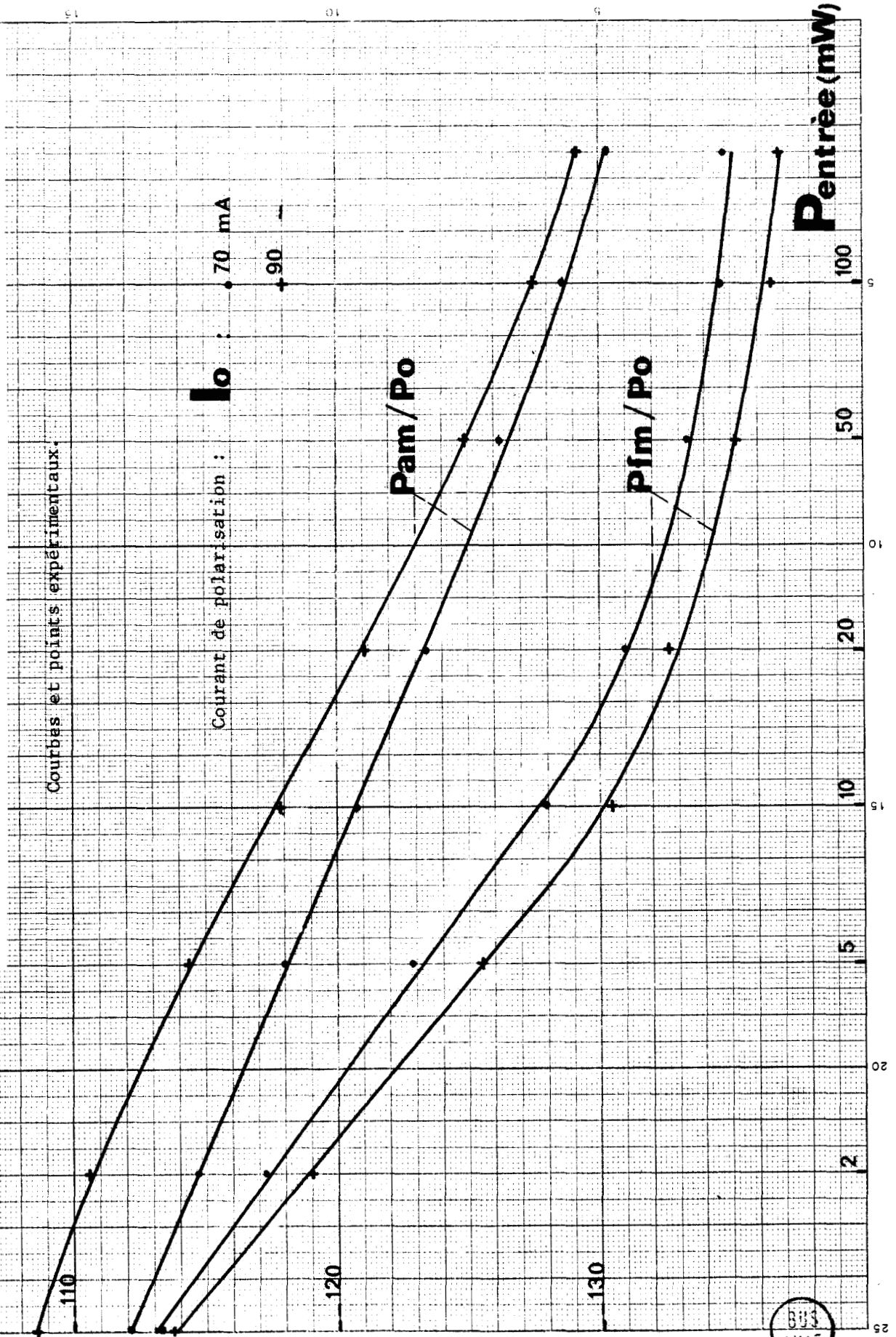


FIGURE 31 - "Noise measure" FM et AM, grand signal à 60 MHz de la porteuse d'un amplificateur à diode IMPATT GaAs à profil différencié.

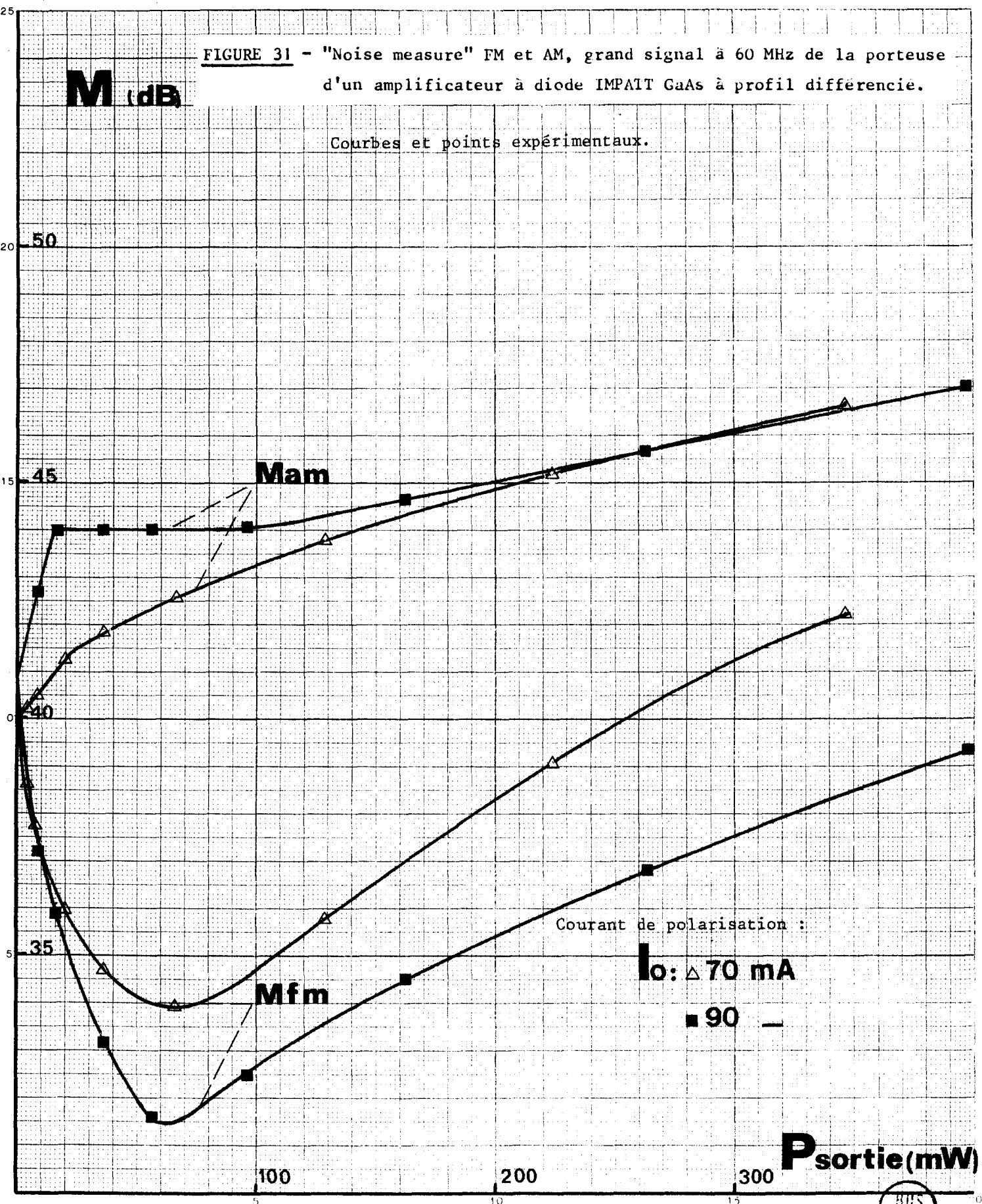


FIGURE 32 - Comparaison des puissances de bruit FM délivrées par un amplificateur à diodes IMPATT GaAs profil plat et profil différencié.

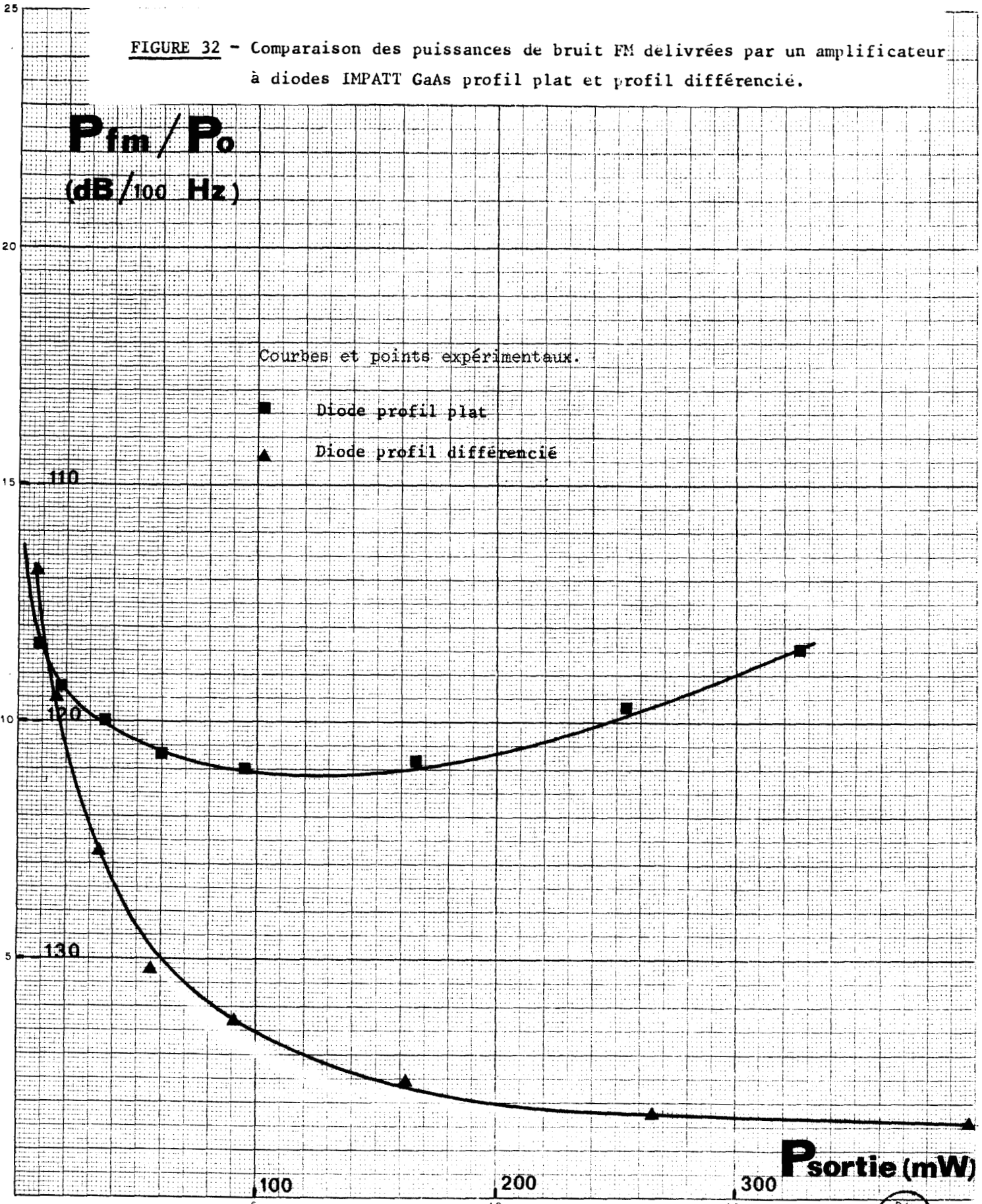


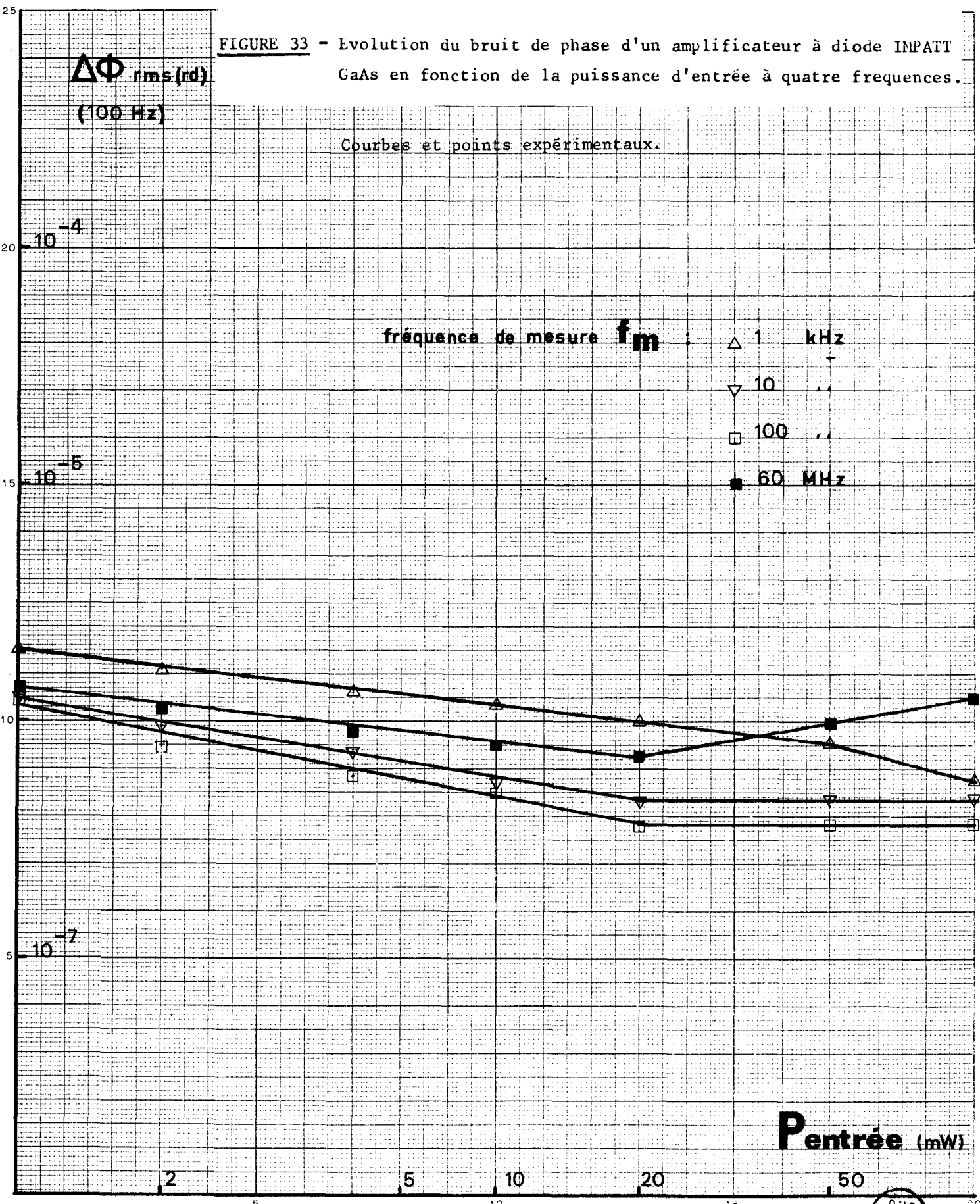
FIGURE 33 - Evolution du bruit de phase d'un amplificateur à diode IMPATT GaAs en fonction de la puissance d'entrée à quatre fréquences.

$\Delta\Phi_{rms}(rd)$
(100 Hz)

Courbes et points expérimentaux.

fréquence de mesure f_m :

- \triangle 1 kHz
- ∇ 10 "
- \square 100 "
- \blacksquare 60 MHz



Pentrée (mW)



Ce fait a été constaté expérimentalement figure 25.

On peut donc dire que le bruit de phase ajouté, dans ce cas, résulte directement du facteur de bruit de l'amplificateur.

Il n'est donc pas surprenant qu'une diode qui présentait du bruit d'impédance en varactor, possède un comportement spectral totalement différent en amplificateur et en varactor, figure 34.

Pour des fréquences inférieures à 1 kHz, on voit apparaître d'autres effets. Nous avons tenté de les attribuer au bruit d'impédance ou à une conversion BF - HF.

La comparaison déjà évoquée des spectres obtenus en amplificateur et en varactor (pour une diode qui présentait un bruit d'impédance notable en varactor) n'incite pas à penser qu'il s'agisse de bruit d'impédance. Pour mettre en évidence les effets d'une conversion BF - HF, nous avons fait varier largement la résistance série du circuit de polarisation ($R = 10$ et 1000Ω). Le courant de bruit basse fréquence subit de ce fait de grandes variations (environ 30 db) figure 35 . L'effet observé sur le bruit de phase ajouté est quasi-nul figure 36 en tout cas non significatif.

Il nous est donc impossible de conclure quant à l'origine de la remontée du bruit de phase en dessous de 1 kHz. Notons qu'une possible influence instrumentale (élargissement de la raie par effet microphonique) n'est pas tout à fait à exclure. L'obtention de résultats plus précis implique de faire des manipulations longues, difficiles quant aux conditions, et coûteuses quant au matériel.

CONCLUSION

L'étude du bruit ajouté dans un amplificateur IMPATT grand signal met bien en évidence que c'est le bruit d'avalanche hyperfréquence intrinsèque qui domine toutes les autres sources de bruit (nous avons trouvé un résultat analogue en faible signal, mais alors le bruit d'avalanche ne dépendait pas du niveau HF).

Nous avons vu que l'injection de courant tunnel en zone d'avalanche pouvait considérablement améliorer les performances bruit.

Nous pensons qu'il est possible pour prolonger ce travail ultérieurement, de mener une étude théorique et expérimentale d'optimisation des performances bruit "grand signal" dans l'optique de celle développée dans le chapitre "petits signaux".

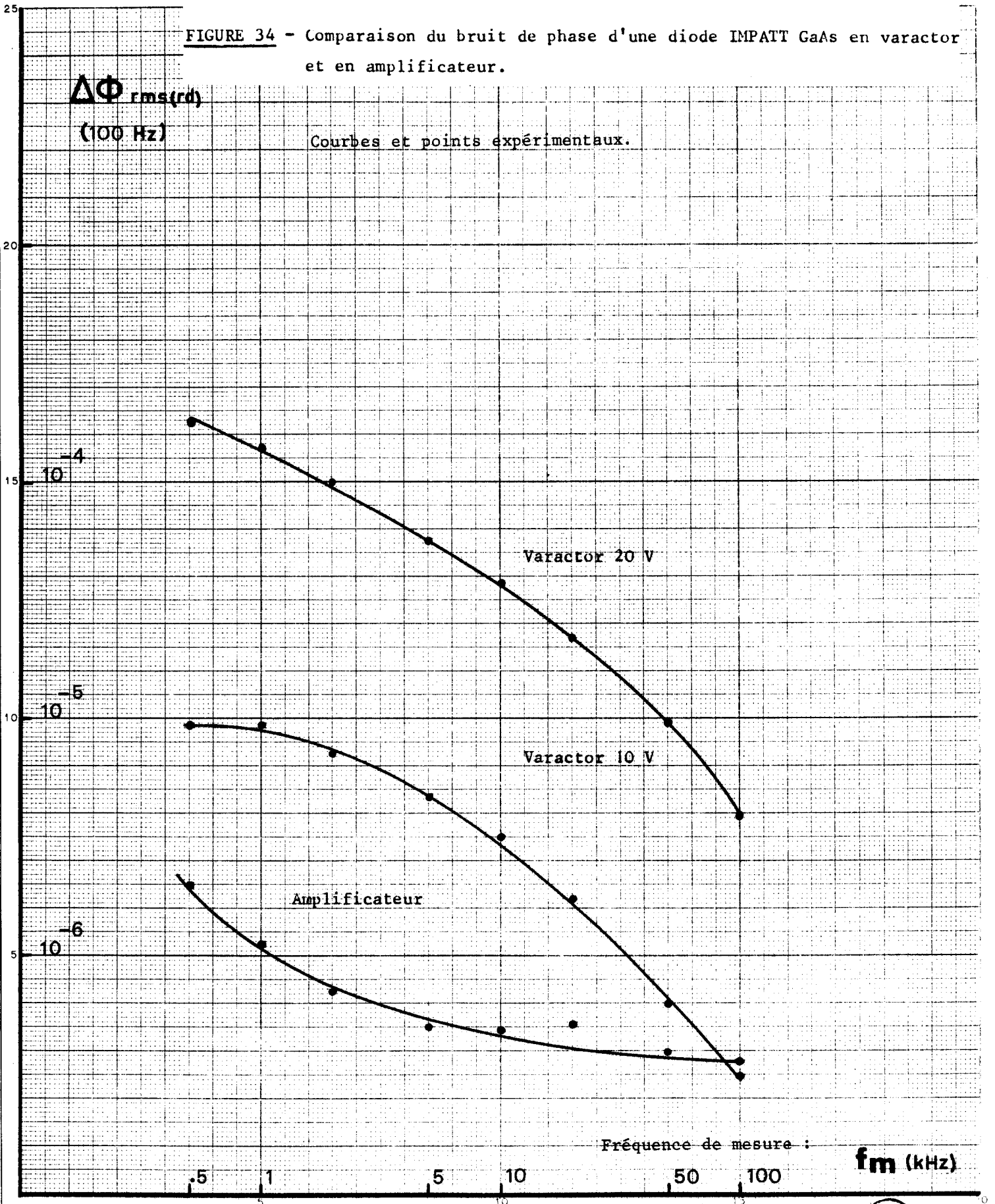
Enfin nous donnons un exemple d'application d'un amplificateur à diode IMPATT GaAs dans un système de téléphonie multiplex à division de fréquence.

Les amplificateurs à diodes GaAs que nous avons étudiés peuvent être utilisés dans de nombreux systèmes de télécommunications.

FIGURE 34 - Comparaison du bruit de phase d'une diode IMPATT GaAs en varactor et en amplificateur.

$\Delta\Phi_{rms}(rd)$
(100 Hz)

Courbes et points expérimentaux.



Fréquence de mesure : f_m (kHz)



FIGURE 35 - Influence de la résistance basse fréquence R du circuit de polarisation sur le courant de bruit basse fréquence.

I^2/Hz

Courbes expérimentales.

R: 10 Ω

Pentrée mW

100

20

0

R: 1000 Ω

100

20

0

Fréquence de mesure: **f_m (kHz)**

.5

1

5

10

50

100



$\Delta\Phi_{rms}(rd)$
(100 Hz)

FIGURE 36 - Influence de la résistance basse fréquence du circuit de polarisation sur le bruit de phase hyperfréquence.

Courbes et points expérimentaux.

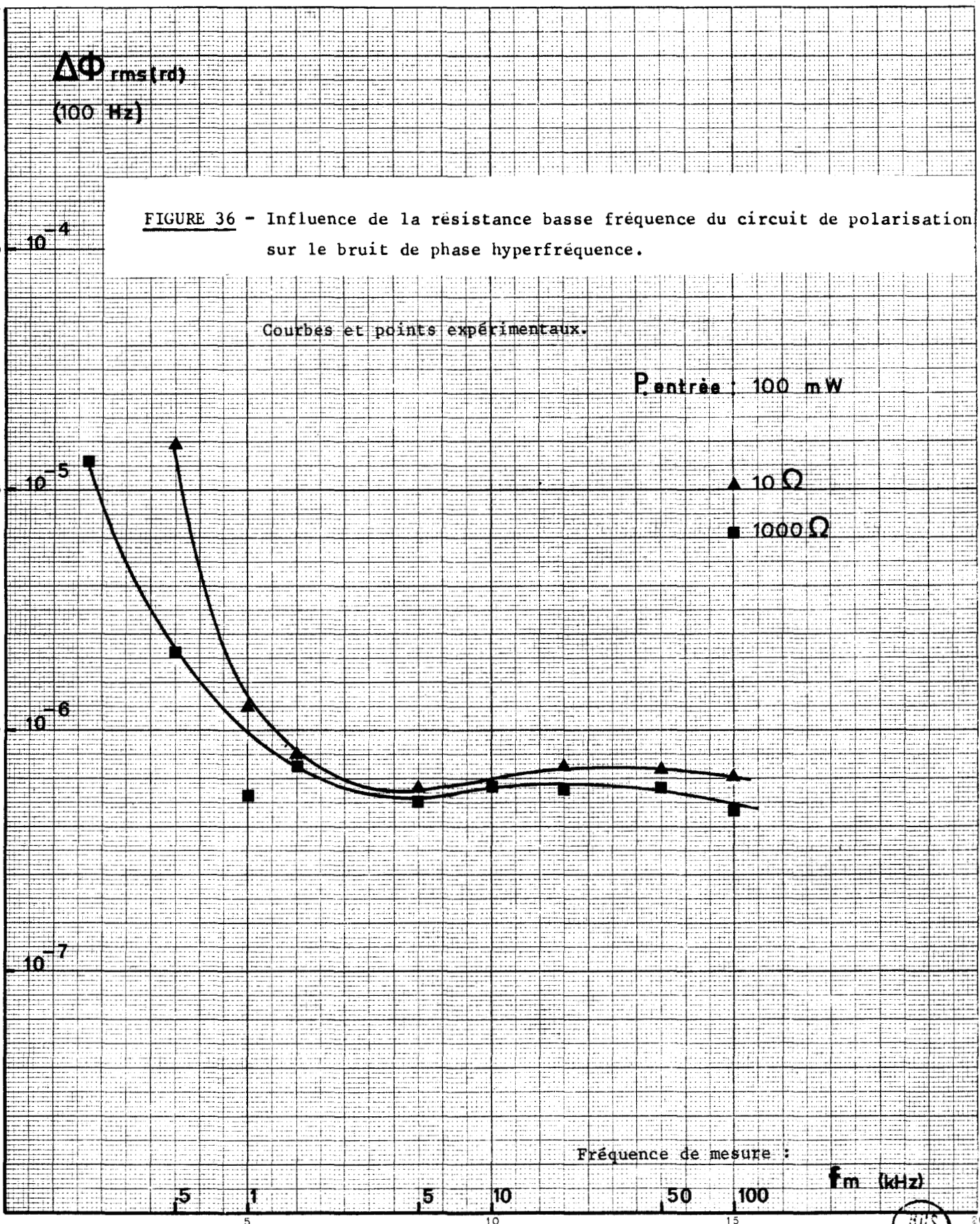
P_{entrée} : 100 mW

▲ 10 Ω

■ 1000 Ω

Fréquence de mesure :

f_m (kHz)



Il est donc intéressant de confronter les performances de bruit actuellement réalisables avec les spécifications habituelles de tels systèmes de télécommunications.

Preçons pour exemple d'application un système de téléphonie multiplex par division de fréquence. L'émission est effectuée en bande latérale unique, en modulation de fréquence. Chaque canal est identifié par une sous porteuse modulée en fréquence avec une excursion de fréquence efficace standard $\Delta f_s = 140$ kHz pour les systèmes à grande capacité (1200 à 1800 canaux). Chaque canal occupe une bande de fréquence de 4 kHz (3 kHz de largeur utile, 1 kHz de garde). On exige en moyenne un rapport signal à bruit supérieur à 80 db. Le rapport signal à bruit (S/B) dans un canal (3 kHz) est égal au rapport du carré de la déviation de fréquence efficace standard et du carré de la déviation de fréquence rms due au bruit.

$$S/B = (\Delta f_s / \Delta f_{rms})^2$$

On calcule Δf_{rms} à partir du "facteur de bruit FM" pour une seule bande latérale de l'amplificateur.

$$\Delta f_{rms} = f_m (k T_o F_{FM} B/P_e)^{1/2}$$



Dans notre cas f_m maximum est égale au produit du nombre N de canaux par leur largeur totale :

$$f_m \text{ (kHz)} = 4 N$$

on obtient :

$$S/B = \left[\frac{\Delta f_s}{f_m} \right]^2 \frac{P \text{ entrée}}{k T_o F_{FM} B}$$

soit encore en introduisant la déviation de phase efficace $\Delta \phi_{rms}$:

$$S/B = \left[\frac{\Delta f_s}{f_m \cdot \Delta \phi_{rms}} \right]^2$$

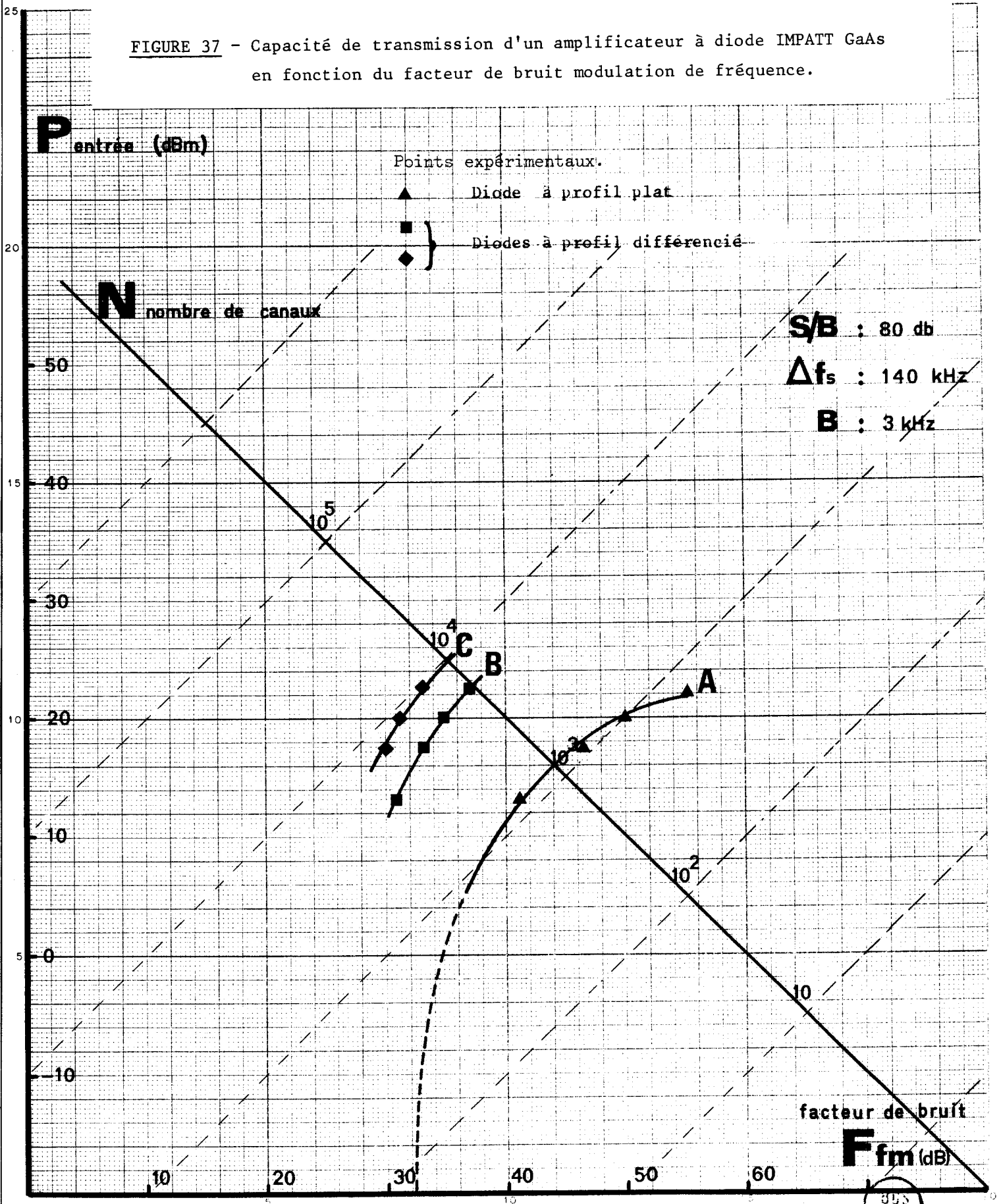
(S/B) ; f_m ; B ; Δf_s sont spécifiques au système envisagé ; P_e et F_{FM} sont caractéristiques du matériel mis en oeuvre. On peut donc tracer un abaque fonction de ces grandeurs qui permet de situer facilement les performances du

matériel par rapport aux spécifications.

Figure (37) nous avons construit cet abaque pour un rapport signal à bruit de 80 db, une largeur de bande utile dans chaque canal de 3 kHz, une déviation standard de fréquence Δf_s de 140 kHz et nous y avons reporté les résultats expérimentaux obtenus au cours de ce travail.

Nous constatons qu'avec une diode profil plat (A figure 37) la capacité de transmission, dans les conditions données n'excèdent jamais 1200 canaux. La capacité est d'autre part extrêmement réduite en faible signal et en très fort signal. Par contre les diodes haut rendement (B et C figure 37) permettent de réaliser des amplificateurs excédant largement les spécifications. Ces résultats mettent bien en évidence l'aptitude des amplificateurs à diode à avalanche à ce genre d'application. Ils délimitent bien leur domaine d'application ; l'amplification moyen ou fort signal : pour la diode C figure 37, il est nécessaire de fournir environ 100 milliwatts de signal "propre" à l'entrée de l'amplificateur. Le gain de l'amplificateur est d'environ 7 db et la puissance de sortie de l'ordre de 500 milliwatts.

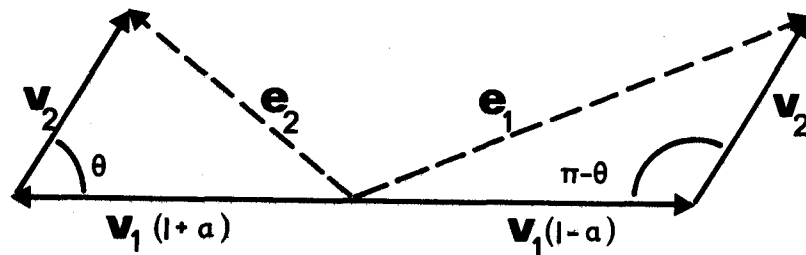
FIGURE 37 - Capacité de transmission d'un amplificateur à diode IMPATT GaAs en fonction du facteur de bruit modulation de fréquence.



METHODES ET APPAREILLAGE DE MESURE

Le principe de la mesure de bruit ajouté consiste à comparer le signal à l'entrée et celui à la sortie de l'amplificateur étudié. La comparaison est effectuée avec soit un té hybride alimentant deux cristaux détecteurs soit un mélangeur équilibré.

Ces deux dispositifs permettent, s'ils sont convenablement réglés, d'éliminer presque totalement le bruit de modulation d'amplitude du signal référence (partie du signal issu de la source et qui ne traverse pas l'amplificateur). Nous travaillons toujours en détection linéaire. Nous reprenons le calcul de la tension de sortie d'un tel mélangeur tel qu'il a été exposé par K. H. SANN (21).



Soit v_1 l'amplitude instantanée du signal référence (issu directement de la source), v_2 celle du signal test (issu de l'amplificateur), α le déséquilibre entre les deux voies du mélangeur équilibré, θ le déphasage instantané entre les signaux référence et test.

v_1 et v_2 sont appliquées à chaque cristal détecteur.

La tension vidéo de sortie V est égale à la différence $e_1 - e_2$.

$$e_1^2 = v_1^2(1 - \alpha)^2 + v_2^2 + 2 v_1 v_2 (1 - \alpha) \cos \theta \quad (61)$$

$$e_2^2 = v_1^2(1 + \alpha)^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 (1 + \alpha) \cos \theta$$

on a $v_1 \gg v_2$ (à titre d'indication, la puissance voie référence est de l'ordre de + 5dbm, elle est de -10 dbm dans la voie test).

Le bruit en sortie est la différentielle totale dV de V .

On développe à l'ordre 3, en série entière :

$$V = (e_1^2)^{1/2} - (e_2^2)^{1/2}$$

$$V = -2\alpha v_1 + 2v_2 \cos\theta + \frac{v_2^2}{v_1} \sin^2\theta \frac{\alpha}{1-\alpha^2} - \frac{v_2^3}{v_1^2} \cos\theta \sin^2\theta \frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha)^2(1+\alpha)^2} \quad (62)$$

$$dV = \left[-2v_2 \sin\theta + \frac{2\alpha}{1-\alpha^2} \frac{v_2^2}{v_1} \sin\theta \cos\theta + \frac{v_2^3}{v_1^2} \frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha^2)^2} \sin\theta (1-3\cos^2\theta) \right] d\theta$$

$$+ \left[2\cos\theta + \frac{2v_2}{v_1} \sin^2\theta \frac{\alpha}{1-\alpha^2} - 3 \frac{v_2^2}{v_1^2} \cos\theta \sin^2\theta \frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha^2)^2} \right] dv_2 \quad (63)$$

$$- \left[2\alpha + \frac{\alpha}{1-\alpha^2} \frac{v_2^2}{v_1^2} \sin^2\theta - 2 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^3 \frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha^2)^2} \sin^2\theta \cos\theta \right] dv_1$$

$d\theta$ est la fluctuation instantanée de phase, dv_1 la fluctuation d'amplitude voie référence, dv_2 la fluctuation d'amplitude voie test.

Nous constatons que :

- 1 - dV contient bien l'information bruit de phase ajouté $d\theta$ (θ est le déphasage v_1, v_2).
- 2 - Les fluctuations d'amplitude de la référence disparaissent pratiquement si $\alpha = 0$.
- 3 - Un choix convenable de $\langle \theta \rangle$ permet d'accéder à la mesure de $d\theta$ ou de dv_2 (fluctuations d'amplitude du signal amplifié).

$$\text{Si } \theta = k\pi$$

$$dV = 2dv_2 - 2\alpha dv_1$$

On mesure du bruit de modulation d'amplitude pur

$$\text{Si } \theta = \pi/2 + k\pi$$

$$dV = \left(-2v_2 + v_2 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha^2)^2} \right) d\theta \quad (64)$$

$$- \left(2\alpha + \frac{\alpha}{1-\alpha^2} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \right) dv_1$$

$$+ \left(2\alpha \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \frac{1}{1-\alpha^2} \right) dv_2$$

On ne mesure un bruit de phase "pur" que si $\alpha = 0$. On voit d'autre part qu'il est souhaitable de rendre v_2/v_1 minimum.

Ces diverses considérations théoriques nous ont conduit à mettre au point un banc de mesure conforme au schéma (9).

Ce dispositif est utilisé pour les mesures au voisinage de la fréquence porteuse.

Le signal issu du klystron est séparé en deux parties par le coupleur 10 db. Dans la voie référence le signal est atténué et déphasé à volonté. Dans la voie test, l'atténuation 2 règle le niveau d'entrée de l'amplificateur. L'atténuateur 3 permet de maintenir un niveau constant sur le mélangeur (le contrôle de ce niveau se fait à l'aide d'un détecteur et d'un voltmètre continu).

Le détecteur de produit est un té hybride. Les cristaux mélangeurs sont des diodes Schottky faible bruit. On fait la différence des tensions détectées dans un transformateur à point milieu (on peut également faire la somme en permutant les extrémités d'un des enroulements). Cette manière de procéder réduit considérablement le bruit de fond propre à l'ensemble mélangeur préamplificateur. La suppression de modulation d'amplitude due à ce dispositif est supérieure à 40 db.

Mesures au voisinage de la porteuse : Schéma (9)

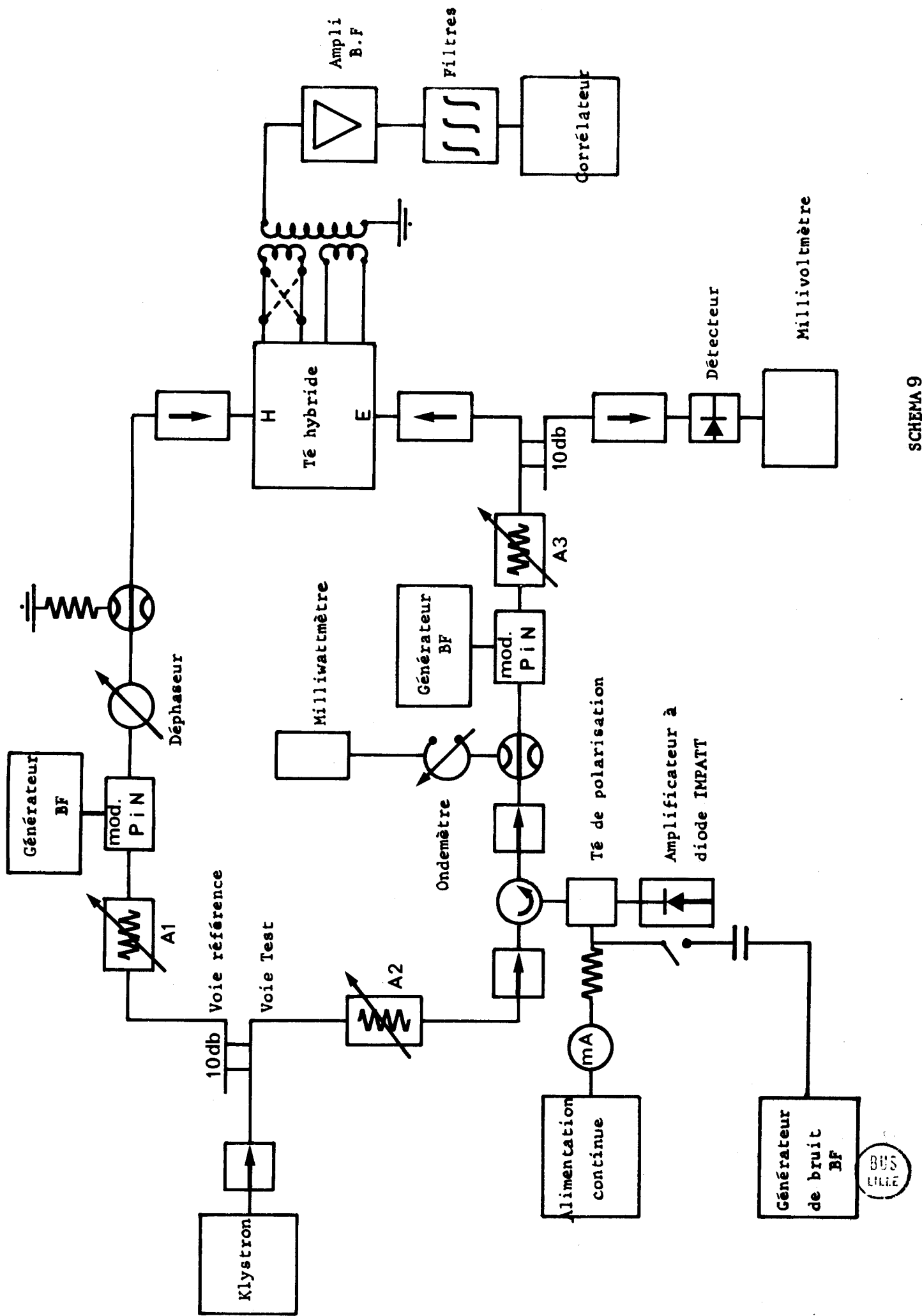
- On règle le niveau voie référence à + 5dbm environ.
- on module le signal dans cette voie en amplitude (voie test fermée sur charge adaptée) à l'aide d'un modulateur à diode Pin. On règle les deux détecteurs du mélangeur pour obtenir à la fois :

- Le maximum de courant continu dans chaque cristal (on intercale provisoirement des milliamperemètres en série avec chaque cristal).
- Des courants continus égaux dans chaque cristal.
- Un minimum de tension alternative (lue sur l'indicateur de sortie) à la fréquence de modulation.

On réalise, en fait, un compromis entre ces trois objectifs. On branche ensuite voie test et voie référence. On règle la puissance d'entrée de l'amplificateur et la puissance voie test pour avoir au niveau du mélangeur environ - 10 dBm. Dans tous les cas ce niveau sera maintenu constant en agissant sur l'atténuateur 3. On module le signal voie test en amplitude (avec une diode PIN par exemple). On règle le déphaseur dans la voie référence pour avoir un minimum sur l'indicateur de sortie à la fréquence de modulation. Nous avons vérifié que les maximums et minimums successifs étaient régulièrement espacés en phase ($\pi/2$) et qu'à un minimum de modulation d'amplitude correspondait bien un maximum de modulation de fréquence. Nous avons choisi de nous régler sur un minimum de modulation d'amplitude pour obtenir une meilleure précision sur la position du déphaseur. Pour cette valeur du déphasage, l'appareil détecte le bruit de phase ajouté par l'amplificateur. Le signal détecté est amplifié par un amplificateur sélectif de gain variable et traité par un corrélateur qui détermine sa fonction d'autocorrélation.

Etalonnage :

Pour étalonner l'appareillage, il faut produire à la place de l'amplificateur à étudier, un bruit de phase connu, d'intensité variable. Pour ce faire on utilise la diode placée dans la structure amplificatrice mais polarisée en varactor (la tension de polarisation V_0 est par exemple comprise entre 15 et 20 volts pour une diode de tension d'avalanche de 40 volts). On positionne le déphaseur (ϕ_0) pour détecter la modulation de phase. On applique à la diode varactor à travers le réseau de polarisation une tension de bruit basse fréquence connue (bruit blanc à bande limitée). La modulation de la capacité C_0 du varactor par la tension de bruit BF impose des variations $\Delta\phi$ de la phase de l'onde hyperfréquence réfléchiée au rythme de la tension basse fréquence appliquée. On enregistre les déviations correspondantes de l'indicateur de sortie (corrélateur). Il reste donc à déterminer la sensibilité de conversion ($\Delta\phi/\Delta V$) $V = V_0$ de la varactor. On mesure cette dernière en faisant varier la tension de polarisation de part et d'autre de V_0 et en réglant à chaque fois la position du déphaseur pour détecter le bruit de phase. Cette procédure d'étalonnage n'est utilisable que si la diode étudiée ne présente pas de bruit d'impédance en varactor. On vérifie



SCHEMA 9

qu'il en est ainsi en remplaçant la structure amplificatrice par un court circuit. Le bruit d'une varactor non modulée, sans bruit d'impédance est très voisin du bruit de fond résiduel "produit" par un court circuit. (Le bruit de fond résiduel se compose du bruit de phase du klystron et du bruit de la chaîne vidéo).

Mesures à 60 MHz de la porteuse - Schéma (10)

Cette mesure est dans son principe très comparable à celle effectuée au voisinage de la porteuse. Toutefois le té hybride est remplacé par un mélangeur équilibré suivi d'un préamplificateur à 60 MHz. Pour obtenir un fonctionnement convenable du mélangeur équilibré on lui applique une puissance hyperfréquence voisine de 0 dBm par la voie référence (oscillateur local) et on supprime la porteuse dans la voie test à l'aide d'une cavité à forte sur-tension. On a vérifié qu'à 60 MHz, la cavité n'agissait pas comme un discriminateur. On contrôle la suppression de porteuse (qui est toujours supérieure à 35 dB) avec l'analyseur de spectre. On règle la position du déphaseur de la voie référence pour détecter soit de la modulation de phase, soit de la modulation d'amplitude.

On étalonne l'appareillage en comparant la puissance de bruit à la sortie de l'amplificateur à celle produite par une source de bruit hyperfréquence connue (sa température de bruit est égale à 25 dB/300°K et est quasi constante entre 1 et 12 GHz). Remarquons que cette procédure d'étalonnage ne pouvait pas être utilisée au voisinage de la porteuse parce que la bande effective de mesure du bruit était trop étroite.

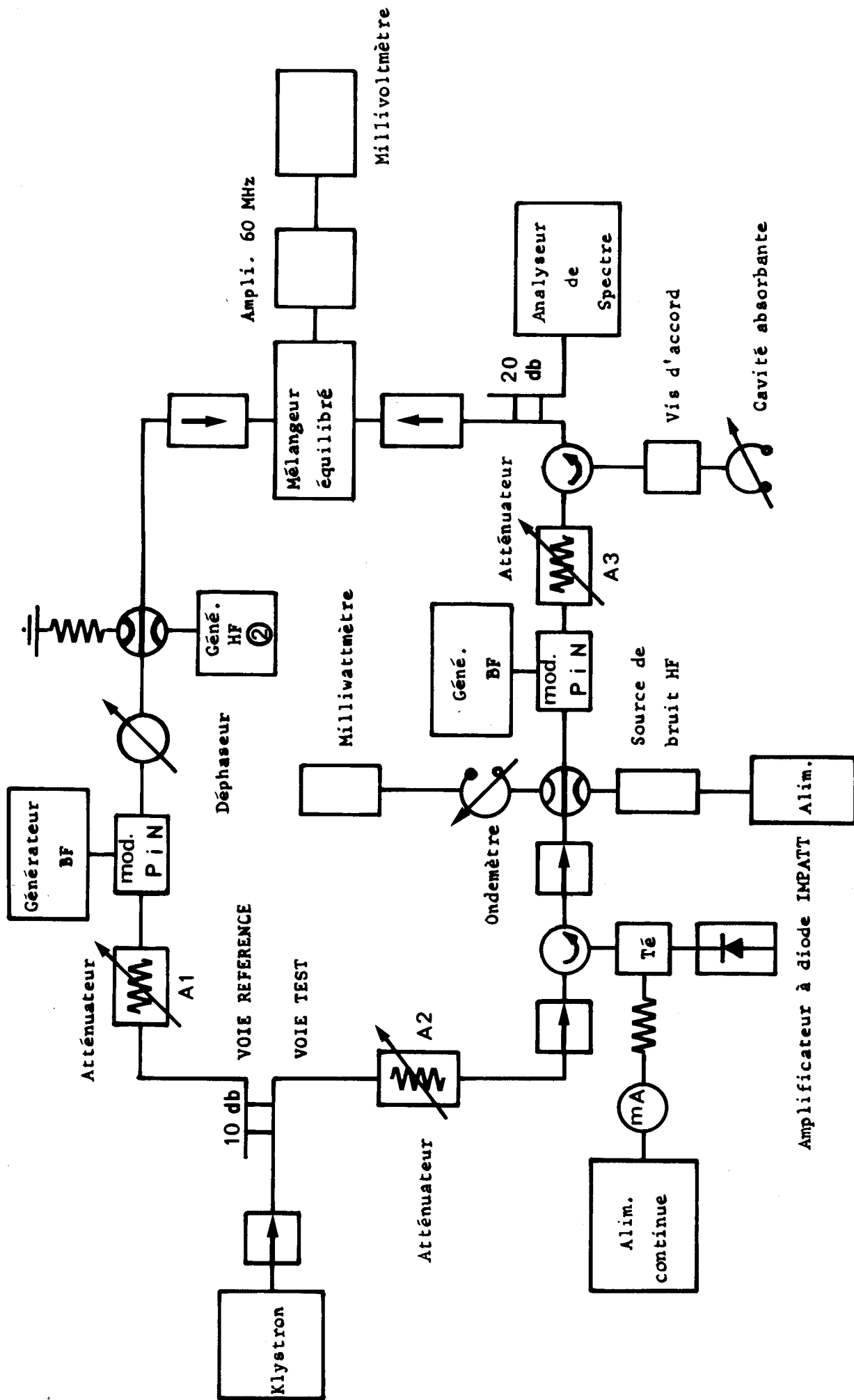
Les considérations théoriques qui suivent expliquent cette procédure d'étalonnage. Une onde modulée à la fois en amplitude et en fréquence s'écrit :

$$v(t) = A_S \left(\cos \omega_0 t + \frac{m_{AM}}{2} (\cos(\omega_0 + \Omega)t + \cos(\omega_0 - \Omega)t) + \frac{m_{FM}}{2} (\cos(\omega_0 + \Omega)t - \cos(\omega_0 - \Omega)t) \right) \quad (66)$$

A_S est l'amplitude de la porteuse, m_{AM} et m_{FM} les indices respectifs de modulation.

L'onde appliquée au mélangeur (voie test) après suppression de porteuse s'écrit :

$$v_S(t) = A_S \left(\frac{m_{AM}}{2} (\cos(\omega_0 + \Omega)t + \cos(\omega_0 - \Omega)t) + \frac{m_{FM}}{2} (\cos(\omega_0 + \Omega)t - \cos(\omega_0 - \Omega)t) \right) \quad (67)$$



L'onde appliquée dans la voie référence s'écrit :

$$v_{OL}(t) = A_O \cos(\omega_0 t + \theta) \quad (68)$$

θ est le déphasage entre les deux voies. Parmi les termes du produit $v_S(t) \cdot v_{OL}(t)$, seule la composante $V(t)$ à la fréquence Ω nous intéresse.

$$V(t) = A_O \cdot A_S \frac{m_{AM}}{2} \cos \theta \cos \Omega t + \frac{m_{FM}}{2} \sin \theta \sin \Omega t \quad (69)$$

Dans cette expression θ peut être :

1) une variable certaine : les signaux voie test et voie référence sont corrélés en phase. Il en est ainsi lorsqu'on envoie sur le mélangeur les signaux issus du klystron source (voie référence directement, voie test après amplification).

2) Une variable aléatoire : les signaux voies test et référence sont totalement non corrélés. C'est le cas lorsqu'on envoie sur le mélangeur le signal issu du klystron par la voie référence et le signal issu de la source de bruit par la voie test (ou encore lorsqu'on envoie sur le mélangeur par la voie test le signal issu de l'amplificateur et par la voie référence un signal à la fréquence ω_0 issu du générateur (2)).

Si θ est une variable certaine, on peut régler sa valeur à volonté par l'intermédiaire du déphaseur.

Si $\theta = k\pi$, $\sin \theta = 0$, on détecte la puissance efficace de bruit de modulation d'amplitude contenue dans deux bandes latérales :

$$P_{AM} = A_S^2 \frac{m_{AM}^2}{8}$$

Si $\theta = (k\pi + \pi/2)$ $\cos \theta = 0$, on détecte la puissance efficace de bruit de modulation de fréquence contenue dans deux bandes latérales.

$$P_{FM} = A_S^2 \frac{m_{FM}^2}{8}$$

Si θ est une variable aléatoire, on effectue la moyenne quadratique sur tous les θ .

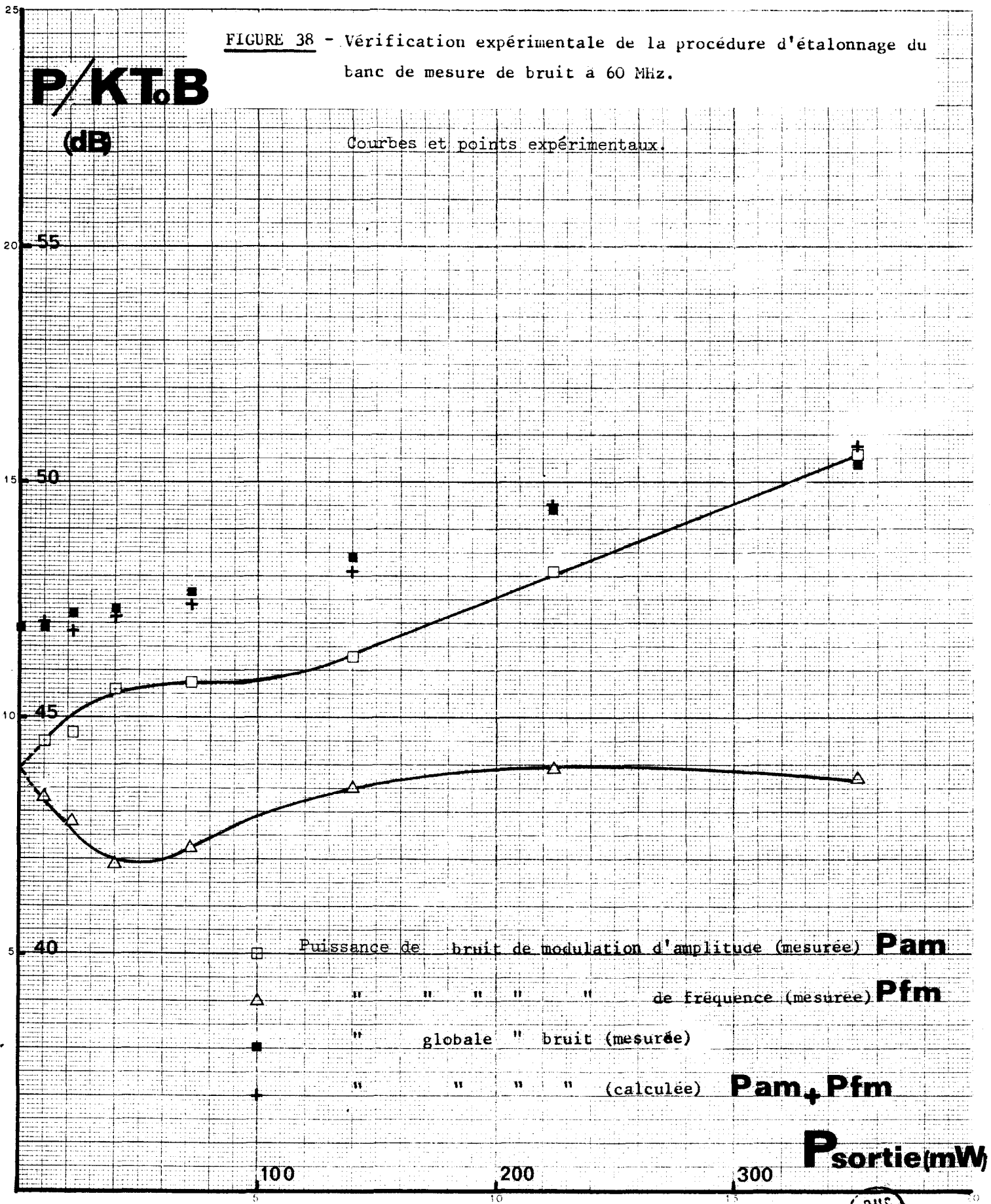
$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \langle \sin^2 \theta \rangle = 1/2.$$

FIGURE 38 - Vérification expérimentale de la procédure d'étalonnage du banc de mesure de bruit à 60 MHz.

P/KT₀B

(dB)

Courbes et points expérimentaux.



Puissance de bruit de modulation d'amplitude (mesurée) **P_m**

" " " " " de fréquence (mesurée) **P_{fm}**

" globale " bruit (mesurée)

" " " " (calculée) **P_m + P_{fm}**

P_{sortie} (mW)



On détecte la puissance efficace globale de bruit :

$$\begin{aligned}
 P_{b(2BL)} &= \frac{1}{2} (P_{AM(2BL)} + P_{FM(2BL)}) \\
 &= 2k P_R B \\
 &= \frac{1}{2} (k P_{RAM} + k P_{RFM}) 2B \quad (70)
 \end{aligned}$$

P_R est la puissance de bruit globale, P_{RAM} et P_{RFM} sont les puissances de bruit AM et FM de la source de bruit blanc. On a donc $P_{RAM} = P_{RFM} = \frac{P_R}{2}$

Soit P_R la puissance de bruit de la source qui donne la même indication de sortie que celle obtenue pour l'une ou l'autre des valeurs de θ ($k\pi$ ou $(2k+1)\pi/2$) on peut écrire par exemple :

$$P_{AM(2BL)} = A_S^2 \frac{m_{AM}^2}{8} = 2k P_{AM} B = k P_R B$$

soit $P_{AM} = P_R / 2$.

On constate donc que notre procédé de comparaison accroît artificiellement la puissance de bruit AM ou FM à la sortie de l'amplificateur de 3 dB.

Nous illustrons ces considérations figure (38). Nous avons mesuré les puissances de bruit AM et FM d'un amplificateur. Nous avons mesuré la puissance globale de bruit de ce même amplificateur en utilisant le générateur (2) comme oscillateur local (même fréquence et même puissance que le klystron). Nous vérifions que nous avons bien :

$$\text{Puissance globale de bruit} = P_{AM} + P_{FM}$$

C O N C L U S I O N



Au cours de ce travail nous nous sommes efforcés de déterminer tant théoriquement qu'expérimentalement les performances de bruit présentées par les diodes IMPATT au GaAs. Nous avons voulu étudier d'une part les avantages ou les inconvénients présentés par des structures à profil différencié par rapport aux structures à profil uniforme, d'autre part, essentiellement en régime fort signal, nous avons cherché à mettre en évidence la présence d'un bruit supplémentaire (produit par modulation directe ou par un processus plus complexe : bruit d'impédance) dû à la présence de pièges au sein du matériau.

Nous avons apporté des éléments de réponse à ces différents problèmes.

En régime petit signal, à angle de transit égal et à une fréquence de fonctionnement usuelle, la "noise measure" des diodes à profil plat est légèrement inférieure à celle des diodes à profil différencié. Cependant, les résultats expérimentaux sont en désaccord avec les calculs théoriques qui prévoient une différence plus importante. L'explication semble tenir au fait suivant : le temps de réponse intrinsèque τ_i qui caractérise le mécanisme d'avalanche, devrait théoriquement être proportionnel à la longueur de zone d'avalanche, or l'expérience montre qu'il ne décroît pratiquement pas lorsque l'on passe d'un profil uniforme à un profil différencié caractérisé pourtant par une zone d'avalanche beaucoup plus étroite. Cette invariance relative de τ_i peut résulter de plusieurs mécanismes physiques. Si au cours de ce travail nous n'avons pas pu en déterminer l'origine exacte, il est vraisemblable que les phénomènes de diffusion(14) et de non localisation du taux d'ionisation doivent jouer un rôle non négligeable.(22).

En régime grand signal, nous avons montré que les diodes à profil différencié sont caractérisées par une "noise measure" de beaucoup inférieure à celle des diodes à profil plat. Il s'agit sans doute d'un effet lié à l'injection de courant tunnel (20). Cette explication doit être confirmée ultérieurement par une étude théorique.

En ce qui concerne le bruit d'impédance, si nous avons clairement montré son existence dans un composant GaAs (varactor), nous avons également constaté (pour des écarts à la fréquence porteuse supérieurs à un kHz) que son influence était négligeable en amplification. Ce résultat ne reste pas

forcément valable pour un oscillateur IMPATT GaAs pour lequel il n'existe pas de référence de phase et d'effet de synchronisation. Il paraît donc nécessaire de poursuivre cette étude en régime d'oscillation.

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

- (1) M. E. HINES, "Noise theory for the Read type avalanche diode", I.E.E.E. Trans. on El. Dev., Vol. E.D. - 13, N° 1, pp. 158 - 163, Janv. 1966.
- (2) H. K. GUMMEL and J. L. BLUE, "A small signal theory of avalanche noise in IMPATT diodes", I.E.E.E. Trans. El. Dev., Vol. E.D. 14, pp. 569 - 580, Sept. 1967.
- (3) G. CONVERT, "Sur la théorie du bruit des diodes à avalanche", Rev. Techn. Thomson - C.S.F., Vol. 3, pp. 419 - 471, Sept. 1971.
- (4) R. PERICHON, "Etude théorique et expérimentale du bruit d'avalanche dans les diodes semiconductrices en silicium et en arseniure de gallium", Thèse de 3ème Cycle, Lille, Nov. 1971.
- (5) R. KUVAS and C. A. LEE, "Carrier diffusion in semiconductor avalanches", J. Appl. Phys., 41, pp. 3108 - 3116, (1970).
- (6) H. A. HAUS and R. B. ADLER, "Optimum performance of linear amplifiers", Proc. of the I.R.E., pp. 1517 - 1533, Août 1958.
- (7) H. A. HAUS, H. STATZ, R. A. PUCCEL, "Optimum noise measure of IMPATT diodes", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. M.T.T. - 19, N° 10, pp. 801 - 813, Oct. 1971.
- (8) A. CASTELAIN, R. PERICHON, E. CONSTANT, A. LE BORGNE, "About the value of the electron diffusion constant in GaAs for high electric field", Soumis à Appl. Phys. Letters pour publication.
- (9) B. KRAMER and A. MIRCEA, "Determination of the saturated electron velocity in GaAs from small-signal impedance measurements on IMPATT devices", Seminar on Active Microwave Semiconductor Devices, Calvi, Nov. 1973.

- (10) R. L. KUVAS, "Small signal noise measure of avalanche diodes", Solid State Electronics, Vol. 16, pp. 329 - 336, (1973).
- (11) J. M. KENNEY, "The simultaneous measurements of gain and noise using only noise generators", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. M.T.T. - 16, N° 9, pp. 603 - 607, Sept. 1963.
- (12) G. SALMER, I. DOUMBIA, B. CARNEZ, A. MIRCEA, "Locally tuned" reflexion type IMPATT diode amplifier", Proc. European Microwave Conf., Bruxelles, 1, A - 6-5, (1973).
- (13) J. J. GOEDBLOED, "Noise in IMPATT oscillators", Philips Res. Rep. Suppl. 7, (Thesis), (1973).
- (14) R. HULIN, J. J. GOEDBLOED, "Influence of carrier diffusion on the intrinsic response time of semiconductor avalanches", Appl. Phys. Lett., 21, pp. 69 - 71, (1972).
- (15) A. LE BORGNE, R. PERICHON, E. CONSTANT, "Noise measure and temperature effect in small-signal GaAs IMPATT amplifiers", Proc. of the I.E.E.E. (letters), Vol. 62, N° 4, pp. 535 - 537, April 1974.
- (16) A. MIRCEA, R. PERICHON, "Origines et mécanismes du bruit de fond dans les diodes à avalanche et à temps de transit", Acta Electronica, Vol. 17, N° 2, pp. 165 - 170, (1974).
- (17) A. MIRCEA, "Recherches sur le bruit de conversion dans les dispositifs hyperfréquences au GaAs", Compte-rendu de fin de contrat D.G.R.S.T. N° 72 70551 00 221 7501, Fév. 1974.
- (18) R. E. LEE, D. PARKER, U. GYSEL, "A high power, C-band multiple IMPATT diode amplifier",
- (19) E. CONSTANT, B. KRAMER, L. RACZY, "Sur le bruit présenté dans le domaine hertzien et ultrahertzien par les fonctions semiconductrices en avalanche", C.R. Acad. Sci., Série B, Vol. 265, pp. 385 - 388, 16 Août 1967.

- (20) A. SJÖLUND, "Noise in IMPATT oscillator at large R. F. amplitudes",
Electronics Letters, Vol. 7, N° 7, pp. 161 - 162, April
1971.
- (21) K. H. SANN, "The measurement of Near-Carrier Noise in microwave
amplifiers", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. M.T.T. - 16,
N° 9, pp. 761 - 766, Sept. 1968.
- (22) Y. OKUTO and C.R. CROWELL
"Energy conservation considerations in the characteri-
sation of impact ionisation in semiconductors".
Physical review B, Vol. 6, N° 8, pp. 3076-3081, 15 Oct 1972
- (23) H.J. KUNO, J.R. COLLARD and A. GOBAT
"Microwave amplification with GaAs avalanche diodes"
Electronics lett., vol. 4, Nov 1968.
- (24) A.Y. CHO, C.N. DUNN, R.L. KUVAS, and W.E. SCHROEDER
"GaAs IMPATT diodes prepared by molecular beam epitaxy"
A paraître.

OUVRAGES ET PUBLICATIONS CONSULTES AU COURS DE CE TRAVAIL ET NON
CITES EN REFERENCE.

W.T. READ, Jr.

"A proposed high-frequency negative resistance diode"
BELL Syst. Tech.J., 37, p.401, (1958).

I. TATSUGUCHI, N.R. DIETRICH, C. BURKE SWANN.

"Power-Noise characterisation of phase locked
IMPATT oscillators." I.E.E.E. Solid State Circuits,
vol. SC-7, N°2, Fev. 1972.

B.G. BOSCH, W.A. GAMBLING

"Techniques of microwave Noise measurement"
J. BRIT., I.R.E., Jun. 1961, pp.503-515.

A. VAN DER ZIEL

"NOISE: Sources, Characterisation, Measurement."

PRENTICE-HALL, Englewood Cliffs, N.J., 1970.

K. KUROKAWA

"An introduction to the theory of microwave

circuits". ACADEMIC PRESS, New-York and London, 1969.

HEWLETT-PACKARD Application Note 935.

"Microwave power generation and amplification
using IMPATT diodes."

