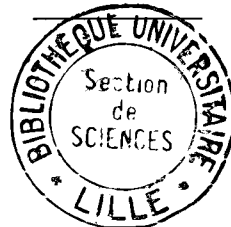


UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

CENTRE DE 3^e CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

THÈSE DE 3^e CYCLE



Étude théorique et expérimentale
du bruit d'avalanche dans les diodes
semiconductrices en silicium
et en arseniure de gallium

Membres du Jury : M. WERTHEIMER Président
M. CONSTANT Rapporteur
M. SALMER Examineur
M. DORMONT Invité

Présentée à Lille, le 26 Novembre 1971

par

Robert PERICHON

Ingénieur I. S. E. N.

UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE.

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, DEHEUVEIS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. ANGRAND Jean Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BACCHUS Pierre	Astronomie et Calcul Numérique
M. BEAUFILS Jean Pierre	Chimie Générale
M. BECART Maurice	I. U. T. Lille
M. BLOCH Vincent	Psychophysiologie
M. BIAYS Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Industrielle
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Mathématiques
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CAPET Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. CORSIN Pierre	Paléobotanique
M. DECUYPER Marcel	Mathématiques
M. DEDECKER Paul	Mathématiques
M. DEFRETIN René	Biologie Animale - Directeur de l'Institut de Biologie Maritime de Wimereux
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale

M. DURCHON Maurice	Biologie Animale
M. FLATRES Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. FOURET René	Physique
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GEHU Jean Marie	Institut Agricole
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. GONTIER Gérard	Mécanique des Fluides
M. GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
M. HEUREL Joseph	Chimie Minérale
Mme LENOBLE Jacqueline	Physique
M. MONTREUIL Jean	Chimie Biologique
M. POUZET Pierre	I. U. T. Lille
Mme SCHWARTZ Marie Hélène	Mathématiques
M. TILLIEU Jacques	Physique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Minérale Appliquée
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WATERLOT Gérard	Géologie et Minéralogie
M. WERTHEIMER Raymond	Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique et Minérale 1er Cycle
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Biologie Végétale
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques
M. PRUDHOMME Rémy	Sciences Economiques et Sociales
M. SAVARD Jean	Chimie Générale
M. SCHALLER François	Biologie Animale
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEUR SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BODARD Marcel	Biologie Végétale
M. BOILLET Pierre	Physique
M. DERCOURT Jean Michel	Géologie et Minéralogie
M. DEVRAINE Pierre	Chimie Minérale
M. LOMBARD Jacques	Sciences Economiques et Sociales
M ^{le} MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Minérale Appliquée
M. PROUVOST Jean	Géologie et Minéralogie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés des fonctions)

M. ADAM Michel	Sciences Economiques et Sociales
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques et Sociales
M. AUBIN Thierry	Mathématiques Pures
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BILLARD Jean	Physique
M. BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M. BONNEMAIN Jean Louis	Biologie Végétale
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BRIDOUX Michel	I. U. T. Béthune
M. BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARREZ Christian	Calcul Numérique
M. CHOQUET Marcel	I. U. T. Lille
M. CORDONNIER Vincent	Calcul Numérique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COULON Jean Paul	Electrotechnique
M. DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M. ESCAIG Bertrand	Physique
M ^{me} EVRARD Micheline	I. U. T. Lille
M. FAIDHERBE Jacques	Biologie Animale
M. FONTAINE Jacques	I. U. T. Lille

M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GAMBLIN André	Géographie et Aménagement Spatial
M. GOBLOT Rémi	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sciences Economiques et Sociales
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRANELLE	Sciences Economiques et Sociales
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAUT Pierre	Physiologie Animale
M. HERMAN Maurice	Physique
M. HUARD DE LA MARRE Pierre	Calcul Numérique
M. JOLY Robert	Biologie (Amiens)
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
Mlle KOSMAN Yvette	Mathématiques
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie Générale
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANDAIS Jean	Chimie Organique
M. LAURENT François	Automatique
M. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
Mlle LEGRAND Solange	Mathématiques
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
Mme LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Jean Marie	E.N.S.C.L.
M. LEROY Yves	I.U.T. Lille
M. LHENAFF René	Géographie et Aménagement Spatial
M. LOCQUENEUX Robert	Physique
M. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. MAES Serge	Physique
Mme MAILLET Monique	Sciences Economiques et Sociales
M. MAIZIERES Christian	Automatique
M. MALAUSSENA Jean Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Sciences Appliquées
M. MONTEL Marc	Physique
M. MONTUELLE Bernard	I.U.T. Lille
M. MUSSCHE Guy	Sciences Economiques et Sociales
M. NICOLE Jacques	E.N.S.C.L.
M. OUZIAUX Roger	Sciences Appliquées
M. PANET Marius	Electrotechnique
M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées

M. PARSY Fernand	Mécanique des Fluides
M. PONSOLLE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POVY Jean Claude	Sciences Appliquées
M. RACZY Ladislas	Radioélectricité
Mme RENVERSEZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
M. ROUSSEAU Jean Paul	Physiologie Animale
M. ROYNETTE Bernard	Mathématiques
M. SALMER Georges	Electronique
M. SEGUIER Guy	I.U.T. Béthune
M. SIMON Michel	Sciences Economiques et Sociales
M. SMET Pierre	Physique
M. SOMME Jean	Géographie et Aménagement Spatial
M. THOMAS Daniel	Chimie Minérale Appliquée
M. TOULOTTE Jean Marc	Sciences Appliquées
M. TREANTON Jean René	Sciences Economiques et Sociales
M. VANDORPE Bernard	Sciences Appliquées
M. VILETTE Michel	I.U.T. Béthune
M. WATERLOT Michel	Géologie Générale
Mme ZINN JUSTIN Nicole	Mathématiques.

A mes parents,

A ma femme,

A François et Renaud,

A tous les miens.

Ce travail a été effectué au Centre de Recherche 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 pour m'avoir conseillé et guidé efficacement au long de ce travail.

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

J'ai tiré grand profit des conseils de Monsieur le Professeur Salmer. Il a l'amabilité de juger mon travail et je l'en remercie.

Je remercie Monsieur Dormont avec qui j'ai eu de fructueuses discussions et qui me fait le plaisir de participer à mon jury.

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

Je remercie Messieurs Farrrayre et Michel pour la réalisation des échantillons étudiés.

Je remercie également Messieurs Magershack, Mircea et Semichon du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, et Monsieur Convert de Thomson C S F pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

J'exprime mon amitié à Bernard Kramer, ingénieur au L. E. P. avec qui j'ai commencé ce travail.

Je remercie tous les membres de l'équipe "Semiconducteurs", le personnel technique et administratif pour leur collaboration amicale et efficace.

L'étude du bruit en multiplication de fréquence et dans les barrières métal-semiconducteur a bénéficié du soutien de la Délégation Générale Scientifique et Technique, et dans les jonctions à l'Arséniure de Gallium, du Centre National des Etudes Spatiales. Je remercie ces deux organismes d'avoir contribué ainsi au développement de ce travail.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I : ORIGINES PHYSIQUES DU BRUIT DE FOND PRESENTE PAR UN SEMICONDUCTEUR EN REGIME D'AVALANCHE.

- I - 1 - Le bruit généré dans le volume d'un semiconducteur en avalanche.
- I - 2 - Les autres sources de bruit possibles.

CHAPITRE II : CALCUL DU BRUIT GENERE PAR UNE DIODE A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT EN REGIME LINEAIRE.

A . Recherche de l'équation caractérisant le bruit au niveau de l'émission de champ.

II - 1 - Définition du modèle. Conventions de signe. Equations fondamentales.

II - 2 - Equation dynamique généralisée dans l'hypothèse de Pead.

II - 3 - Amélioration de la théorie : utilisation de l'expression de Fisher.

II - 4 - Impédance et générateurs équivalents associés à une zone d'avalanche.

B . Adjonction d'une zone de transit. Etude d'une diode réelle.

II - 5 - Impédance et générateurs équivalents associés à une diode à avalanche et à temps de transit.

II - 6 - Résultats et discussion.

II - 6 - 1 - Etude de l'influence de la fréquence ou du courant.

a) cas des basses fréquences

b) cas des hautes fréquences

c) cas des fréquences intermédiaires.

II - 6 - 2 - Etude de l'influence du matériau utilisé.

II - 6 - 3 - Etude de la structure.

II - 6 - 4 - Applications.

a) Amplificateur hyperfréquence à réflexion

b) Générateur hyperfréquence de bruit blanc à large bande de fréquence.

CHAPITRE III : BRUIT EN REGIME LINEAIRE DANS LES DIODES A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT.

- III - 1 - Résultats obtenus en basse fréquence (1 KHz - 100 KHz).
 - III - 1 - 1 - Vérification des lois théoriques.
 - III - 1 - 2 - Mise en évidence d'effets anormaux.
 - a) l'avalanche est non uniforme dans la structure
 - b) la zone désertée n'est pas confinée par le substrat ("structure non bloquée")
 - c) la structure est une barrière métal-semi-conducteur ou une jonction à l'Arséniure de Gallium non homogène.
- III - 2 - Bruit haute fréquence.
 - III - 2 - 1 - Résultats à 2 GHz
 - III - 2 - 2 - Résultats à 4 GHz
 - III - 2 - 3 - Résultats à 10 GHz

CHAPITRE IV: DEFINITION ET MESURE DU BRUIT DE MODULATION D'AMPLITUDE ET DE FREQUENCE D'UN OSCILLATEUR.

- IV - 1 - Introduction à la caractérisation des performances de bruit d'un oscillateur.
 - IV - 1 - 1 - Caractérisation du bruit de modulation d'amplitude
 - IV - 1 - 2 - Caractérisation du bruit de modulation de fréquence
- IV - 2 - Description du banc de mesure.
 - IV - 2 - 1 - Mesure du bruit de modulation d'amplitude
 - IV - 2 - 2 - Mesure du bruit de modulation de fréquence.

CHAPITRE V : BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE D'UN OSCILLATEUR A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT.

- V - 1 - Justification expérimentale des couplages BF - HF et HF - BF.
- V - 2 - Etude de l'évolution du bruit de modulation de fréquence en fonction du coefficient de qualité extérieur.
- V - 3 - Bruit de modulation de fréquence en fonction de l'impédance de charge et de la puissance.
- V - 4 - Comparaison avec d'autres oscillateurs.

CHAPITRE VI : AMELIORATIONS DU BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE PRESENTE PAR UN OSCILLATEUR IMPATT. BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE EN MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE.

VI - 1 - Améliorations du bruit de modulation de fréquence présenté par un oscillateur IMPATT.

VI - 1 - 1 - Synchronisation en phase d'un oscillateur IMPATT pour une source de fréquence voisine.

VI - 1 - 2 - Synchronisation en phase d'un oscillateur IMPATT par une source de fréquence sous harmonique.

VI - 2 - Bruit de modulation de fréquence en multiplication de fréquence par diode à avalanche.

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

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

Parmi les dispositifs actifs hyperfréquences à l'état solide développés cette dernière décennie, les oscillateurs utilisant les diodes semiconductrices à avalanche présentent un intérêt considérable pour les performances obtenues dans le domaine de la puissance et du rendement. Malheureusement, le bruit présenté par ce type de dispositif est assez important. C'est pourquoi, l'étude du bruit généré dans un semiconducteur en avalanche constitue un champ de recherche d'actualité.

Notre travail comprend deux parties distinctes.

La première partie est consacrée à l'étude théorique et expérimentale du bruit présenté en "régime linéaire", c'est à dire, en l'absence d'oscillation

Les premières théories linéaires ont été élaborées par Mac Intyre ⁽¹⁾ et Hines ⁽²⁾, qui ont utilisé des modèles très simplifiés. Un peu plus tard, Gummel et Blue ⁽³⁾ ont traité le problème sur ordinateur pour des diodes au Silicium et au Germanium.

Nous présentons ici une théorie analytique plus élaborée que celle de Hines, (les vitesses et les taux d'ionisation des électrons et des trous sont différents), qui permet une comparaison plus facile des différents matériaux (Silicium, Germanium et Arséniure de Gallium) utilisés dans la réalisation des diodes IMPATT*, et nous discutons la validité de quelques hypothèses effectuées pour aboutir à des expressions simples.

L'étude expérimentale a pu être entreprise grâce à la collaboration du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée qui nous a fourni un ensemble très complet d'échantillons : jonctions p^+n et barrières métal-semiconducteur au Silicium et à l'Arséniure de Gallium.

Nous effectuons une étude comparative des matériaux, Silicium et Arséniure de Gallium, essayons de vérifier les lois théoriques et interprétons les écarts observés.

* diode à avalanche et à temps de transit.

Nous étudions ensuite dans quelle mesure il est possible de déterminer les paramètres caractéristiques du matériau ou de la structure à partir de la mesure du bruit d'avalanche.

La seconde partie est consacrée à l'étude expérimentale du bruit en oscillation, c'est à dire, en régime "non linéaire".

L'élaboration d'une théorie en régime non linéaire est difficile, si l'on veut rendre compte correctement de l'ensemble des phénomènes. Une théorie très simplifiée a été donnée par Vlaardingerbroek (4) et, plus récemment, Convent (5) a développé un calcul plus complet du bruit en oscillation qui n'a pas encore été exploité complètement.

Nous nous proposons, dans ce travail, d'effectuer une étude purement expérimentale et d'entreprendre ainsi un premier essai de vérification de ces théories. Nous présentons tout d'abord les appareils qui nous ont permis de mesurer le bruit en oscillation. Nous étudions l'influence des paramètres fondamentaux qui régissent les performances de bruit en oscillation d'une diode IMPATT (coefficient de qualité, impédance de charge et puissance). Nous comparons les résultats obtenus pour les différentes structures étudiées, (barrière ou jonction, Si ou AsGa). Nous étudions enfin les techniques d'amélioration des performances de bruit, telles que la synchronisation de l'oscillation par une source de fréquence voisine ou par un sous harmonique. Nous envisageons également une autre utilisation des diodes à avalanche en tant que multiplicateur de fréquence et nous étudions les performances de bruit dans ce cas.

C H A P I T R E . 1 .

I - ORIGINES PHYSIQUES DU BRUIT DE FOND PRESENTE PAR UN SEMI- CONDUCTEUR EN REGIME D'AVALANCHE.

I . 1 . Le bruit généré dans le volume d'un semiconducteur en avalanche.

Différents auteurs ont montré que dans un semiconducteur soumis à un champ statique suffisamment élevé, un porteur libre ( lectron ou trou) pouvait produire une paire électron-trou par collision avec le réseau. Ce phénomène a été appelé ionisation par choc.

Considérons une zone où un électron incident a une probabilité certaine de créer une paire électron-trou par ionisation par choc. Un ou les deux porteurs crées auront une probabilité non nulle de créer à nouveau une paire électron-trou, avant de quitter la zone où l'ionisation par choc est possible. C'est le phénomène d'avalanche.

En fait, il existe une valeur du champ continu pour laquelle le nombre moyen de paires électron-trou, produites pendant un passage est égal à un. C'est la condition d'obtention d'une avalanche stable.

Le phénomène d'avalanche est caractérisé par le taux de génération moyen, \bar{G} , qui représente le nombre de paires cr ees par unité macroscopique de volume et de temps.

Il est donné, d'une manière générale, par :

$$\bar{G} = \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (I - 1)$$

Dans cette expression, v_n et v_p représentent les vitesses limites des porteurs, supposées indépendantes du champ électrique E , α et β caractérisent les taux d'ionisation^x des électrons et des trous, n et p la densité des électrons et des trous.

Lorsque l'on considère les phénomènes de bruit, il faut considérer, non pas le taux de génération moyen mais le taux de génération instantané G , défini par la relation^{xx} :

$$G = \lim_{dv \rightarrow 0} \frac{dN_p}{dv dt} \quad (I - 2)$$

Etant donné le caractère discret de l'ionisation, le taux de génération instantané peut s'exprimer comme la somme du taux de génération moyen \bar{G} et de sa fluctuation g .

$$G = \bar{G} + g \quad \text{avec} \quad \bar{g} = 0 \quad (I - 3)$$

Les caractéristiques de la fonction aléatoire g peuvent être facilement déterminées si l'on fait les hypothèses suivantes :

- La création d'une paire électron-trou se fait de manière instantanée.
- Les créations de paires se produisant à un instant donné et, en deux endroits différents ou en un endroit donné à des temps différents, sont des événements indépendants.

On peut alors considérer g comme une suite de fonctions de Dirac apparaissant au hasard du volume et du temps. Dans ces conditions g est une fonction aléatoire additive sur l'espace et le temps.

Considérons alors un modèle semiconducteur unidimensionnel décomposé en tranches d'épaisseur Δx . Toutes les grandeurs ne seront fonction que de la variable x repérée par un axe Ox perpendiculaire au plan de la jonction. S étant la section, $G(x, t)$ le taux de génération instantané, calculons le nombre de paires ΔN_p , produites dans la tranche d'épaisseur Δx , située entre l'abscisse x et $x + \Delta x$, pendant l'intervalle de temps τ_0 (Fig I - 1).

^x le taux d'ionisation est le nombre de paires créées par un porteur pour un parcours unité dans la direction du champ électrique.
^{xx} dN_p est le nombre de paires créées dans un temps dt , dans le volume dv .

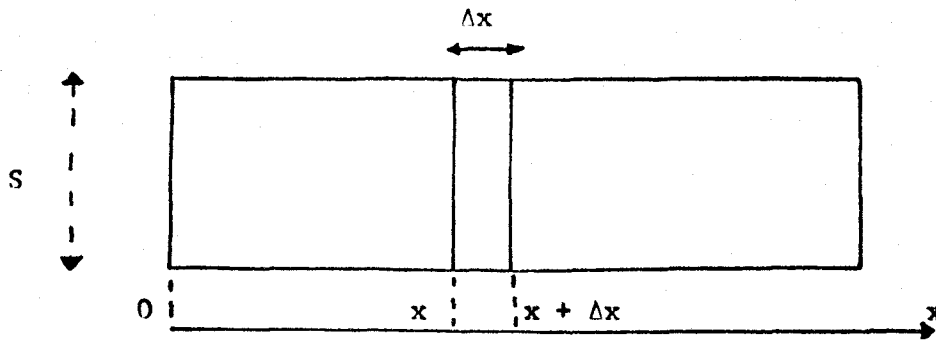


Fig. I - 1

$$\Delta N_p = \int_t^{t + \tau_0} S G(x, t) \Delta x dt \quad (I - 4)$$

Si les ionisations dans la tranche d'épaisseur Δx sont des événements indépendants, l'écart quadratique moyen $\overline{(\Delta N_p)^2}$ est :

$$\overline{(\Delta N_p - \overline{\Delta N_p})^2} = \overline{\Delta N_p} = \int_t^{t + \tau_0} S \overline{G(x, t)} \Delta x dt \quad (I - 5)$$

Calculons alors l'intensité spectrale et l'écart quadratique moyen de la fonction $g(x, t)$.

Dans le cas où le temps d'intégration τ_0 est beaucoup plus petit que la période d'oscillation, on peut négliger les variations de α, β, n et p donc de $\overline{G(x, t)}$ pendant τ_0 .

L'équation (I - 5) devient :

$$\overline{(\Delta N_p - \overline{\Delta N_p})^2} = \overline{G(x, t)} S \Delta x \tau_0 \quad (I - 6)$$

L'écart à la valeur moyenne est :

$$\Delta N_p - \overline{\Delta N_p} = \int_t^{t + \tau_0} S g(x, t) \Delta x dt \quad (I - 7)$$

Soit en définissant g_{τ_0} comme l'écart à la valeur moyenne de $g(x, t)$ pour un temps τ_0 :

$$g_{\tau_0} = \frac{\Delta N_p - \overline{\Delta N_p}}{\Delta x S \tau_0} = \frac{1}{\tau_0} \int_t^{t + \tau_0} g(x, t) dt \quad (I - 8)$$

* les caractéristiques de la diode évoluant au cours du temps (pas d'équilibre statique) les différentes moyennes sont effectuées sur un ensemble de modèles semiconducteurs identiques.

L'écart quadratique moyen de g_{τ_0} ($g(x, t)$ intégré sur un temps τ_0) est donc :

$$\overline{g_{\tau_0}^2} = \frac{\overline{G(x, t)} S \Delta x \tau_0}{(S \Delta x \tau_0)^2} = \frac{\overline{G(x, t)}}{S \Delta x \tau_0} \quad (I - 9)$$

A partir de l'écart quadratique moyen $\overline{g_{\tau_0}^2}$, on peut alors déduire l'intensité spectrale W_0 de $g(x, t)$. W_0 est indépendant de la fréquence puisque $g(x, t)$ est une fonction aléatoire additive (6).

$$\overline{g_{\tau_0}^2} = \frac{W_0}{2 \tau_0} = \frac{\overline{G(x, t)}}{S \Delta x \tau_0} \quad (I - 10)$$

Cette relation est valable si τ_0 est beaucoup plus grand que le temps de corrélation de $g(x, t)$, ce qui est toujours vrai puisque $g(x, t)$ est caractérisé par un temps de corrélation nul.

$$W_0 = \frac{2 \{ v_n \alpha(x, t) n(x, t) + v_p \beta(x, t) p(x, t) \}}{\Delta x S}$$

soit

$$W_0 = \frac{2 \{ \alpha(x, t) I_n(x, t) + \beta(x, t) I_p(x, t) \}}{q \Delta x S^2} \quad (I - 11)$$

$I_n(x, t)$ et $I_p(x, t)$ sont respectivement les courants d'électrons et de trous dans le semiconducteur en avalanche.

L'écart quadratique moyen de $g(x, t)$, observé dans une bande passante Δf est $\overline{g^2} = W_0 \Delta f$.

Intéressons nous à présent au courant de conduction élémentaire ΔI_c produit dans la tranche d'épaisseur Δx :

On a :

$$\Delta I_c(x, t) = q S G(x, t) \Delta x = \frac{\Delta I_c(x, t)}{\Delta x} \Delta x = \{ q S G(x, t) + q S g(x, t) \} \Delta x = \Delta I_c(x, t) + \Delta i_c(x, t) \quad (I - 12)$$

avec :

$$\overline{\Delta i_c} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{\Delta i_c^2} = q^2 S^2 \overline{g^2(x, t)} (\Delta x)^2$$

Si l'on exprime les fluctuations de ce courant dans une bande passante Δf , on a :

$$\Delta i_c^2 = q^2 S^2 W_0 \Delta f (\Delta x)^2 = 2q \{ \alpha(x, t) I_n(x, t) + \beta(x, t) I_p(x, t) \} \Delta f \Delta x$$

Soit en faisant tendre Δx vers dx

$$\overline{di_c^2} = 2q \{ \alpha(x, t) I_n(x, t) + \beta(x, t) I_p(x, t) \} \Delta f dx$$

(I - 13)

Ces fluctuations du courant élémentaire produit par avalanche, en chaque point du semiconducteur, sont à l'origine du bruit présenté par un semiconducteur en avalanche. Ce bruit est dû au caractère discret des ionisations qui ont lieu paire par paire et est analogue au bruit de grenaille.

Remarque :

Nous avons envisagé jusqu'à présent le cas général d'un système dynamique où toutes les grandeurs électriques varient sensiblement avec le temps (c'est le cas, par exemple, d'un oscillateur).

Si les grandeurs caractéristiques du système étudié sont au premier ordre, indépendantes du temps, l'équation (I - 13) s'écrit alors :

$$\overline{di_c^2} = 2q \{ \alpha_0(x) I_{n_0}(x) + \beta_0(x) I_{p_0}(x) \} \Delta f dx \quad (I - 14)$$

α_0 et β_0 sont les coefficients d'ionisation des électrons et des trous pour la valeur du champ électrique continu $E_0(x)$, I_{n_0} et I_{p_0} les courants continus d'électrons et de trous.

De plus, si les coefficients d'ionisation des électrons et des trous sont égaux, l'équation (I - 14) s'écrit :

$$\overline{di_c^2} = 2q I_0 \alpha_0(x) dx \quad (I - 15)$$

I_0 est le courant continu traversant la jonction.

I . 1 . Les autres sources de bruit possibles.

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent au calcul de la fluctuation locale des porteurs générés par le processus d'avalanche. Nous présentons, dans le prochain chapitre, les équations de propagation de cette fluctuation, afin de calculer le bruit total présenté par un semiconducteur en régime d'avalanche. Etant donné le caractère cumulatif de l'avalanche, il est à prévoir que ces fluctuations en volume vont se retrouver amplifiées aux bornes du semiconducteur.

Par ailleurs, d'autres causes de bruit sont à considérer :

- bruit dû à la présence de pièges répartis dans le volume de la zone désertée et (ou) au voisinage de la surface.
- bruit dû à la fluctuation des porteurs injectés dans le volume du semiconducteur.

Dans une première étape, notre modèle ne tient pas compte de ces sources de bruit supplémentaire . Nous en discuterons plus en détail lors de l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

C H A P I T R E . I I .

II - CALCUL DU BRUIT GENE'ERE PAR UNE DIODE A AVALANCHE ET A TEMPS DE DE TRANSIT EN REGIME LINEAIRE.

La façon, la plus commode et la seule employée en pratique pour produire le phénomène d'avalanche dans un semiconducteur, est d'utiliser une jonction polarisée en inverse. L'avalanche se produit alors dans la zone désertée où le champ statique est maximum.

On peut utiliser indifféremment des jonctions p^+n ou n^+p . La méthode de calcul du bruit total étant similaire pour ces deux types de diodes, nous prenons comme exemple la structure p^+n . Nous discutons la différence entre les résultats obtenus pour l'autre type de structure en fin de chapitre.

A. Recherche de l'équation caractérisant le bruit au niveau de l'émission de champ.

II . 1 . Définition du modèle. Conventions de signe. Equations fondamentales.

La structure choisie ($p^+n n^+$) est représentée figure (II - 1). Nous supposons que le modèle pris en considération est unidimensionnel et, que la jonction semiconductrice est plane. L'abscisse x , repérée sur un axe perpendiculaire au plan de la jonction, est comptée positivement dans le sens contraire du champ électrique.

Rappelons tout d'abord les équations qui régissent les mécanismes de transport des charges.

Equation de Poisson :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n) \quad (II - 1)$$

E est le champ électrique, q la valeur absolue de la charge de l'électron, ϵ la permittivité du matériau semiconducteur, N_D et N_A les dopages en impuretés des zones n et p^+ , p et n les concentrations des charges mobiles, (trous et électrons respectivement).

Equations de continuité :

La loi de conservation des courants permet d'écrire :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = v_p \frac{\partial p}{\partial x} + G + g \quad (II - 2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -v_n \frac{\partial n}{\partial x} + G + g \quad (II - 3)$$

G est le taux de génération moyen défini précédemment et g les fluctuations de G .

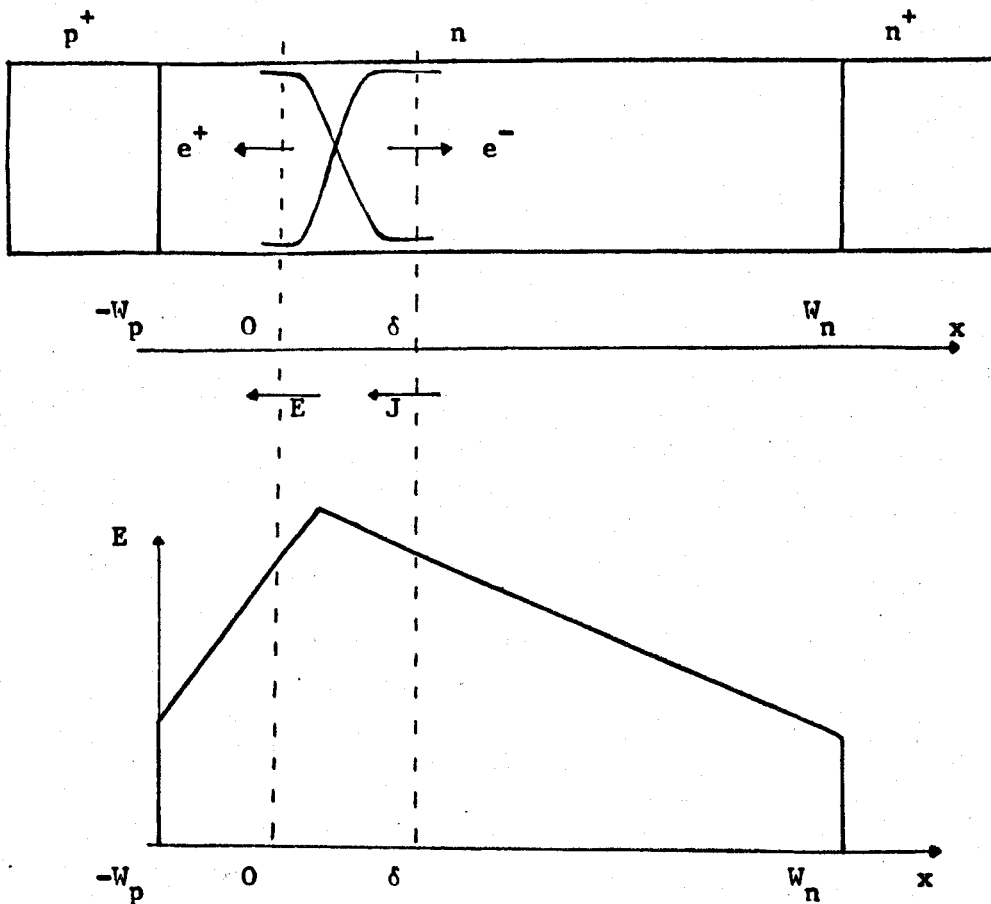


Fig. II - 2 : Structure $p^+ n n^+$ et profil de champ associé

II . 2 . Equation dynamique généralisée dans l'hypothèse de Read.

Nous allons utiliser le concept introduit par Read (7). Nous allons donc supposer que l'ionisation des porteurs par avalanche se fait uniquement dans ce que nous appellerons la "zone d'avalanche", zone correspondant aux abscisses $0 < x < \delta$ où les champs électriques sont les plus élevés et que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont nuls dans la zone de transit des électrons ($\delta < x < W_n$) et des trous ($-W_p < x < 0$)^{*}. Cette séparation entre zone d'avalanche et zone de transit est illustrée fig (II - 1). Nous allons chercher l'équation dynamique que vérifie le courant de conduction I_c dans la zone d'avalanche en considérant des taux d'ionisation et des vitesses différents pour les électrons et pour les trous. Nous utiliserons dans ce but l'"hypothèse de Read" qui suppose le courant de conduction indépendant de l'abscisse dans toute la zone d'avalanche ($0 < x < \delta$). C'est dans cette hypothèse que les calculs analytiques sont les plus simples.

L'équation obtenue dans l'hypothèse de Read a déjà été donnée par Vaesken (9) et s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v_n + v_p} \frac{dI_c}{dt} \cdot \int_0^\delta \exp \left\{ \int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right\} dx = \\ & I_c \left[\int_0^\delta \alpha \exp \left\{ \int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right\} dx - 1 \right] \\ & + I_{sn} + I_{sp} \exp \left\{ \int_0^\delta (\beta - \alpha) dx \right\} \\ & + q \int_0^\delta g \exp \left\{ \int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right\} dx \quad (II - 4) \end{aligned}$$

I_{sn} et I_{sp} sont les courants de saturation des électrons et des trous. α et β sont fonction de x et de t , par l'intermédiaire du champ électrique existant dans la zone d'avalanche.

Remarquons que l'expression (II - 4) est obtenue uniquement à partir des équations de continuité du courant. L'hypothèse effectuée sur le courant de conduction (indépendant de x) implique que le champ alternatif est également indépendant de l'abscisse.

* L'utilisation du modèle de Read pose cependant le problème de la détermination de la largeur de la zone d'avalanche δ et la validité du calcul repose sur la connaissance exacte de cette grandeur. Divers auteurs ont proposé des définitions assez arbitraires et artificielles. Pour notre part, son évaluation est faite à partir de la résistance de charge d'espace de la diode (déduite de la caractéristique $I (V)$) qui rend bien compte de son fonctionnement dynamique (8).

En effet, l'équation de conservation des courants donne :

$$I_T = I_c + \epsilon S \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{II} - 5)$$

où I_T est le courant total indépendant de x ,

En fait, pour que le courant de conduction puisse être considéré comme constant (10), il faut que les variations du courant de conduction ou de déplacement sur la longueur de la zone d'avalanche soient négligeables devant le courant moyen, ce qui est sensiblement vrai dans les deux cas suivants :

- a) la fréquence de variation du champ électrique est suffisamment faible,
- b) la longueur de la zone d'avalanche est très petite.

Dans ces conditions, le champ alternatif reste sensiblement constant sur la longueur de la zone d'avalanche. Il en est de même pour le courant de déplacement et donc pour le courant de conduction.

Remarquons que, même si la condition b est satisfaite, le champ électrique dans la zone d'avalanche ne peut jamais être considéré comme constant. Cette hypothèse est valable dans la mesure où la charge d'espace due aux porteurs mobiles est compensée. En fait, cette condition peut être réalisée au milieu de la zone d'avalanche, mais jamais à chaque extrémité où le courant de conduction ne provient que d'un seul type de porteur. Dans ces conditions, l'hypothèse " I_c indépendant de l'abscisse" ne constitue qu'une première approximation qui n'est jamais rigoureusement vérifiée en pratique, même lorsque δ tend vers zéro et il nous faudra revenir sur cette hypothèse ultérieurement.

L'hypothèse de la théorie " petits signaux " (régime linéaire) consiste à développer les différentes grandeurs autour de leurs valeurs moyennes. Nous affectons un indice zéro à ces grandeurs moyennes et nous notons leurs fluctuations en minuscule.

Les fluctuations étant de faible amplitude, nous écrivons :

$$\begin{aligned}
 I_c &= I_o + i_c \\
 E &= E_o + e_a \\
 \alpha &= \alpha_o + \alpha'_o e_a & \alpha'_o &= \left(\frac{d\alpha}{dE} \right)_{E = E_o} \\
 \beta &= \beta_o + \beta'_o e_a & \beta'_o &= \left(\frac{d\beta}{dE} \right)_{E = E_o}
 \end{aligned}$$

α_o et β_o sont les valeurs des taux d'ionisation des électrons et des trous pour la valeur du champ électrique continu E_o ; α'_o et β'_o sont les dérivées de α et β par rapport à E pour la valeur $E = E_o$.

On reporte alors les différentes grandeurs définies par (II - 6) dans (II - 4) et on sépare les termes continus des termes alternatifs.

Les termes continus donnent la condition d'avalanche qui s'écrit :

$$\int_0^\delta \alpha_o \left\{ \int_0^x (\beta_o - \alpha_o) dx' \right\} dx = 1 - \frac{1}{M_n} - \frac{1}{M_p} \exp \left\{ \int_0^\delta (\beta_o - \alpha_o) dx \right\}$$

M_n et M_p sont les taux de multiplication des électrons et des trous définis par Lee^p (11) .

$$M_n = \frac{I_o}{I_{sn}} \qquad M_p = \frac{I_o}{I_{sp}}$$

Les termes alternatifs donnent l'équation dynamique "petits signaux" qui s'écrit d'une manière condensée :

$$i_c \left(j\omega \tau + \frac{1}{M} \right) = e_a I_o \gamma' + i_g \qquad (II - 8)$$

avec

$$\tau = \frac{1}{v_n + v_p} \int_0^\delta \exp \left\{ \int_0^x (\beta_0 - \alpha_0) dx' \right\} dx \quad (\text{II} - 9)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_n} + \frac{1}{M_p} \exp \left\{ \int_0^\delta (\beta_0 - \alpha_0) dx \right\} \quad (\text{II} - 10)$$

$$\gamma' = \int_0^\delta \alpha'_0 \exp \left\{ \int_0^x (\beta_0 - \alpha_0) dx' \right\} dx \quad (\text{II} - 11)$$

$$+ \int_0^\delta \alpha_0 \exp \left\{ \int_0^x (\beta_0 - \alpha_0) dx' \right\} \left(\int_0^x (\beta'_0 - \alpha'_0) dx' \right) dx$$

$$+ \frac{1}{M_p} \exp \left\{ \int_0^\delta (\beta_0 - \alpha_0) dx \right\} \left(\int_0^\delta (\beta'_0 - \alpha'_0) dx \right)$$

$$I_g = q \int_0^\delta g \exp \left\{ \int_0^x (\beta_0 - \alpha_0) dx' \right\} dx \quad (\text{II} - 12)$$

Pour aboutir à ces résultats, la principale approximation est de supposer e_a indépendant de x .

En supposant que le champ continu est indépendant de x^* , on peut alors calculer les différentes intégrales de l'équation --(II - 8) et les exprimer de la manière suivante :

$$\tau = \tau_\delta \frac{1}{2\delta \sqrt{\alpha_0 \beta_0}} \quad \text{avec } \tau_\delta = \frac{2\delta}{v_n + v_p} \quad (\text{II} - 13)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_n} \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} + \frac{1}{M_p} \sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} \quad (\text{II} - 14)$$

$$\gamma' = \frac{\alpha'_0 \beta_0 (\alpha_0 \delta - 1) - \beta'_0 \alpha_0 (\beta_0 \delta - 1)}{\sqrt{\alpha_0 \beta_0} (\alpha_0 - \beta_0)} \quad (\text{II} - 15)$$

BUS
VILLE

* Cette hypothèse n'est pas fondamentale et permet d'obtenir des expressions simples.

$$i_g = \sqrt{2q I_0 \Delta f} \quad (II - 16)$$

Pour obtenir ces différentes expressions, on a utilisé la condition d'avalanche $\beta_0 \neq \alpha_0 e^{-(\alpha_0 - \beta_0) \delta}$ et on a négligé l'influence des courants de saturation d'électrons et de trous dans les expressions de γ' et i_g .

II . 3 . Amélioration de la théorie : utilisation de l'expression de Fisher (12) .

Nous avons vu précédemment que le courant de conduction ne peut jamais être indépendant de l'abscisse. Dans ces conditions, il nous paraît intéressant de comparer nos résultats avec ceux obtenus par Fisher, en renonçant à cette hypothèse pour calculer l'expression du courant de conduction à partir d'un développement au voisinage de $x = 0$.

On constate que si l'on fait abstraction des fluctuations dûes au bruit d'avalanche qui ne sont pas envisagées dans la théorie de Fisher, on obtient une expression semblable à la relation (II - 8). Les expressions de M et de γ' sont identiques, seule l'expression de τ diffère.

Dans la suite de notre travail, nous opterons pour l'expression de τ donnée par Fisher qui constitue une meilleure approximation que l' "hypothèse de Read " , soit :

$$\tau = \tau_\delta \frac{2\sqrt{\alpha_0 \beta_0} \{ (\alpha_0 + \beta_0) \delta - 2 \}}{(\alpha_0 - \beta_0)^2 \delta} \quad (II - 17)$$

$$\text{avec } \tau_\delta = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{v_n} + \frac{\delta}{v_p} \right)$$

Dans ces conditions, l'équation (II - 8) où τ , $\frac{1}{M}$, γ' et i_g sont donnés respectivement par (II - 17), (II - 14), (II - 15) et (II - 16), va permettre de calculer analytiquement et de façon simple le bruit généré par le semiconducteur en avalanche. Signalons qu'une équation identique vient d'être établie par Convert (13).

On peut cependant faire les remarques suivantes :

- Le coefficient τ n'est valable que si la longueur de la zone d'avalanche est suffisamment faible, afin de pouvoir négliger les termes du second ordre dans le développement du courant de conduction.

- Les différents coefficients mis en jeu dans l'équation (II - 8) sont modifiés si l'on veut tenir compte de la variation des taux d'ionisation avec l'abscisse dans la zone d'avalanche.

- De plus, si l'on tient compte du temps de transit des porteurs mobiles dans la zone d'avalanche et de la réaction de charge d'espace, le champ électrique e est fonction de l'abscisse : il en résulte que γ' devient un nombre complexe (3).

Pour tenir compte de ces différentes approximations, il serait nécessaire d'utiliser un ordinateur, afin de pouvoir résoudre point par point les équations de continuité et de Poisson à partir d'un profil de dopage donné (3). Un tel calcul a été effectué par Gummel et Blue mais présente l'inconvénient de ne pas apporter de formes analytiques susceptibles d'optimisation.

II . 4 . Impédance et générateurs équivalents associés à une zone d'avalanche.

Nous considérons tout d'abord le cas d'une zone d'avalanche seule. C'est le cas d'une structure PIN ou d'une structure plus dopée et suffisamment confinée afin d'éliminer la zone de transit (type de structure utilisée en multiplication).

L'équation du courant de conduction est donnée par (II - 8),

$$i_c \left(j\omega\tau + \frac{1}{M} \right) = I_o \gamma' e_a + i_g$$

Le courant total circulant dans le circuit extérieur est la somme du courant de conduction et du courant de déplacement.

$$i_T = i_c + j\omega \epsilon S e_a \quad (II - 18)$$

L'impédance sera déduite de l'équation (II - 8) en annulant le terme source de bruit i_g ;

$$Z_a = \frac{e_a \delta}{i_c} = \frac{\left(j\omega\tau + \frac{1}{M} \right) \delta}{I_o \gamma'}$$

On définit alors la self présentée par la zone d'avalanche L_a , sa résistance série R_δ et son coefficient de qualité Q_a .

$$L_a = \frac{\tau \delta}{I_o \gamma'}$$

$$R_\delta = \frac{\delta}{M I_o \gamma'}$$

$$Q_a = \frac{L_a \omega}{R_\delta} = M \tau \omega \quad (II - 19)$$

Pour tenir compte du courant de déplacement, on associe alors en parallèle, la capacité C_a tel que :

$$C_a = \frac{\epsilon S}{\delta} \quad (II - 20)$$

On définit alors la pulsation d'avalanche ω_a qui est la pulsation de résonance du circuit bouchon présenté par la zone d'avalanche.

$$\omega_a^2 = \frac{1}{L_a C_a} = \frac{I_o \gamma'}{\epsilon S \tau} \quad (II - 21)$$

En reportant la valeur de i_c , déduite de (II - 19) dans (II - 8) on peut calculer u_a :

$$u_a = \frac{1}{C_a} \frac{(j\omega\tau + \frac{1}{M}) i_T - i_g}{j\omega(j\omega\tau + \frac{1}{M}) + \tau\omega^2 a} \quad (II - 22)$$

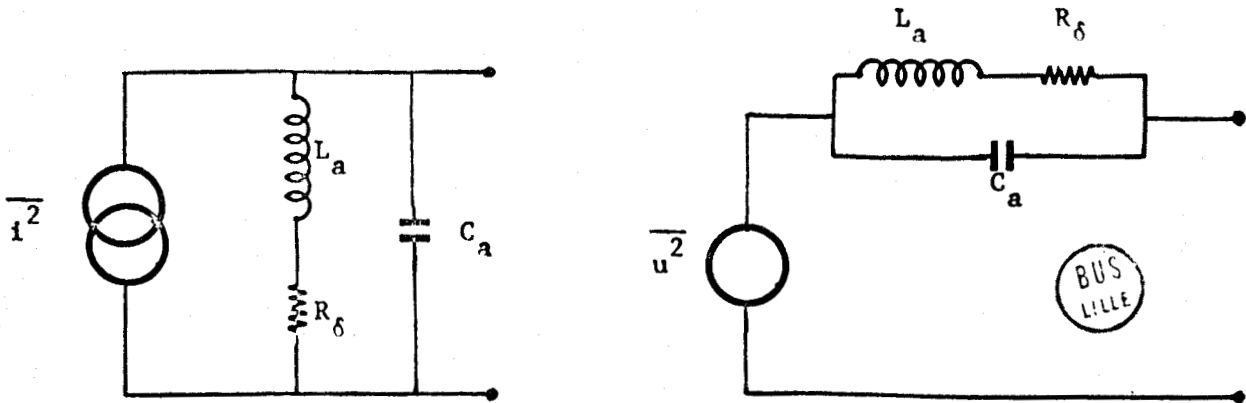
Le générateur de courant de bruit en court-circuit est obtenu en faisant $u_a = 0$ dans (II - 22)

$$\overline{i^2} = \frac{M^2 \overline{i_g^2}}{1 + \omega^2 M^2 \tau^2} \quad (II - 23)$$

Le générateur de tension de bruit en circuit-ouvert est obtenu en faisant $i_T = 0$ dans (II - 22)

$$\overline{u^2} = \frac{M^2 \overline{i_g^2}}{\omega^2 C_a^2 \{ 1 + \omega^2 M^2 \tau^2 (1 - \frac{\omega a^2}{\omega^2})^2 \}} \quad (II - 24)$$

Les générateurs de Thevenin et de Norton représentatifs de la zone d'avalanche seront donc : (Fig. II - 2)



Générateur de Norton.

Générateur de Thevenin.

Figure (II - 2)

Remarque :

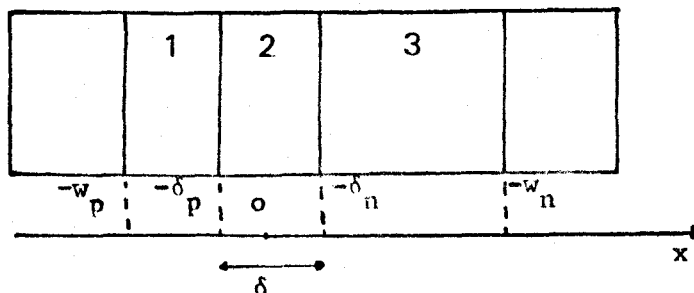
On retrouve la forme suggérée par Mac Intyre ^(1) dans l'expression (II - 23) qui exprime le générateur de courant de bruit de la zone d'avalanche.

Cette expression est de la même forme que celle donnée par Hines ^(2) si on considère un taux de multiplication infini.

B. Adjonction d'une zone de transit. Etude d'une diode réelle.

II . 5 . Impédance et générateurs équivalents associés à une diode à avalanche et à temps de transit.

Considérons, à présent, le modèle représenté Figure (II - 3). Nous avons effectué une simple translation d'abscisse par rapport à la figure (II - 1). On obtient ainsi une symétrie des formules pour les deux zones de transit.



- 1) zone de transit des trous
- 2) zone d'avalanche
- 3) zone de transit des électrons.

Nous affectons un indice p pour la zone de transit des trous et un indice n pour la zone de transit des électrons.

Intéressons nous, par exemple, à la zone de transit des électrons. Le courant de conduction dans la zone de transit des électrons est :

$$i_{ct} = i_c e^{-j\omega \frac{x}{v_n}} \quad (II - 25)$$

Le courant de déplacement s'écrit :

$$j\omega \epsilon S e_t (x) = i_T - i_{ct} = i_T - i_c e^{-j\omega \frac{x}{v_n}} \quad (II - 26)$$

La tension aux bornes de la zone de transit des trous est :

$$u_t = \int_{\delta_n}^{w_n} e_t(x) dx$$

en posant : $\theta_n = \frac{w_n - \delta_n}{v_n} \omega$ (II - 27)

L'intégration de $e_t(x)$ donne :

$$u_t = \frac{w_n - \delta_n}{j\omega \epsilon S} \{ i_T - i_c F(\theta_n) \} \quad (II - 28)$$

avec

$$F(\theta_n) = \frac{1 - e^{-j\theta_n}}{j\theta_n} = \lambda(\theta_n) - j\chi(\theta_n) \quad (II - 29)$$

$$\chi(\theta_n) = \frac{1 - \cos \theta_n}{\theta_n} \quad \lambda(\theta_n) = \frac{\sin \theta_n}{\theta_n}$$



En portant la valeur de i_c obtenue à partir de (II - 8) et (II - 18) dans (II - 28) on trouve :

$$u_t = \frac{1}{j\omega C_{tn}} \left[i_T \left(1 - \frac{\tau \omega^2 a F(\theta_n)}{j\omega(j\omega\tau + \frac{1}{M} + \frac{\omega^2 a \tau}{j\omega})} \right) - i_g \frac{F(\theta_n)}{j\omega\tau + \frac{1}{M} + \frac{\omega^2 a \tau}{j\omega}} \right]$$

Avec $C_{tn} = \frac{w_n - \delta_n}{\epsilon S}$ (II - 30)

L'impédance due à la zone de transit des électrons est obtenue en faisant $i_g = 0$ dans (II - 30).

Si on pose : $Z_{tn} = R_{tn} + j X_{tn}$

$$R_{tn} = - \frac{1}{\omega C_{tn}} \frac{\frac{\omega^2 a}{\omega^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}\right)^2 + \frac{1}{Q_a^2}} \left[\chi(\theta_n) \left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}\right) - \frac{\lambda(\theta_n)}{Q_a} \right]$$

(II - 31)

$$X_{tn} = - \frac{1}{\omega C_{tn}} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}\right)^2 + \frac{1}{Q_a^2}} \dots$$

$$\dots \left[\left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} (1 - \lambda(\theta_n))\right) + \frac{1}{Q_a} \left(\frac{1}{Q_a} + \frac{\omega^2 a}{\omega^2} \chi(\theta_n)\right) \right]$$

(II - 32)

Le calcul de la tension totale aux bornes de la diode donne :

$$u_T = \frac{i_T}{j\omega \left(j\omega\tau + \frac{1}{M} + \frac{\omega^2 a \tau}{j\omega} \right)} \left[\frac{1}{C_a} \left(j\omega\tau + \frac{1}{M} \right) + \dots \right]$$



$$\dots + \left(j\omega\tau + \frac{1}{M} + \frac{\omega^2 a \tau}{j\omega} \right) \left(\frac{1}{C_{tn}} + \frac{1}{C_{tp}} \right) - \frac{\tau\omega^2 a}{j\omega} \left(\frac{F(\theta_p)}{C_{tp}} + \frac{F'(\theta_n)}{C_{tn}} \right) \dots$$

$$\dots - \frac{i_g}{j\omega \left(j\omega\tau + \frac{1}{M} + \frac{\tau\omega^2 a}{j\omega} \right)} \left[\frac{1}{C_a} + \frac{F(\theta_p)}{C_{tp}} + \frac{F(\theta_n)}{C_{tn}} \right]$$

(II - 33)

Le générateur de courant de bruit en court-circuit s'obtient en faisant $u_T = 0$ dans (II - 32).

$$\overline{i^2} = \frac{C_T^2 i_g^2 \left[\left(\frac{1}{C_a} + \frac{\lambda(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{\lambda(\theta_p)}{C_{tp}} \right)^2 + \left(\frac{\chi(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{\chi(\theta_p)}{C_{tp}} \right)^2 \right]}{\left(\frac{1}{M} - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} \omega \tau C_T \left(\frac{\chi(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{\chi(\theta_p)}{C_{tp}} \right) \right)^2 + \dots \dots \omega^2 \tau^2 \left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} C_T \left(\frac{1 - \lambda(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{1 - \lambda(\theta_p)}{C_{tp}} \right) \right)^2}$$

(II - 34)

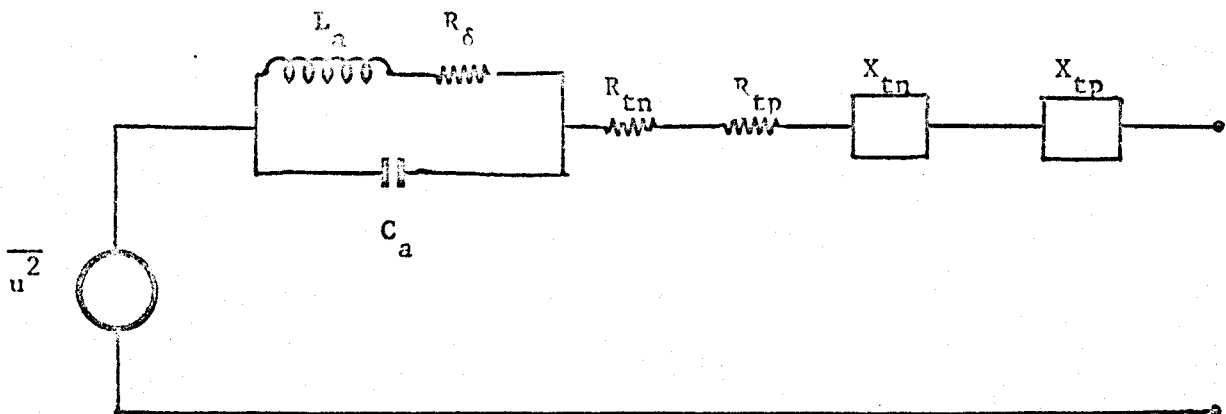
Le générateur de tension de bruit en circuit ouvert s'obtient en faisant $i_T = 0$ dans (II - 32).

$$\overline{u^2} = \frac{M^2 \overline{i_g^2} \left[\left(\frac{1}{C_a} + \frac{\lambda(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{\lambda(\theta_p)}{C_{tp}} \right)^2 + \left(\frac{\chi(\theta_n)}{C_{tn}} + \frac{\chi(\theta_p)}{C_{tp}} \right)^2 \right]}{\omega^2 \left\{ 1 + M^2 \omega^2 \tau^2 \left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} \right)^2 \right\}}$$

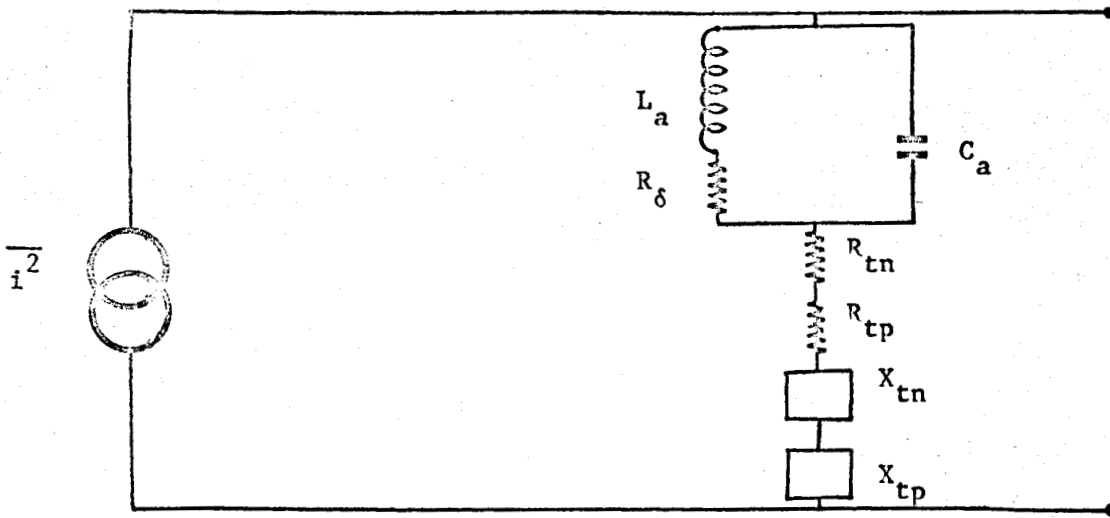
BUS LILLE

(II - 35)

Les générateurs de Thevenin et de Norton, représentatifs d'une diode à avalanche et à temps de transit sont représentés fig. (II - 4).



Générateur de Thevenin.



Générateur de Norton.

Fig. II - 4

Dans la suite du développement, nous considérons une seule zone de transit et, nous supprimons les indices pour simplifier l'écriture.

II . 6 . Résultats et discussion.

II . 6 . 1 . Etude de l'influence de la fréquence ou du courant.

Remarquons tout d'abord que les expressions de $\overline{u^2}$, R et X tendent vers l'infini avec M pour la fréquence d'avalanche. Ce résultat n'est en fait valable que si l'on néglige la partie imaginaire de γ' comme le montrent les résultats de Gummel et Blue ⁽³⁾. Nous devons donc utiliser la représentation de Norton au voisinage de la fréquence d'avalanche où 1/M peut toujours être négligé.

$$\overline{i^2} = \frac{2q I_o \Delta f \left[\left(\frac{\delta}{W} + (1 - \frac{\delta}{W}) \lambda(\theta) \right)^2 + \left((1 - \frac{\delta}{W}) \chi(\theta) \right)^2 \right]}{\left(\frac{1}{M} - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} \tau (1 - \frac{\delta}{W}) \chi(\theta) \right)^2 + \omega^2 \tau^2 \left(1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2} (1 - \frac{\delta}{W}) (1 - \lambda(\theta)) \right)^2}$$

(II - 36)

La fréquence d'avalanche définie précédemment est la fréquence de résonance du circuit bouchon présenté par la zone d'avalanche. On peut également définir un courant d'avalanche I_x , pour chaque fréquence de mesure f : I_x est le courant de polarisation nécessaire pour que la fréquence de mesure soit la fréquence d'avalanche. Dans ces conditions, on peut remplacer le rapport ω^2_a / ω^2 par I_o / I_x dans l'équation (II - 36) ⁽¹⁴⁾. Soit en négligeant 1/M :

$$\overline{i^2} = \frac{2q I_0 \Delta f}{\omega^2 \tau^2} \frac{\left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \lambda(\theta) \right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2}{\left(\frac{I_0}{I_x} \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2 + \left(1 - \frac{I_0}{I_x} \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) (1 - \lambda(\theta)) \right)^2}$$

(II - 37)

Pour étudier l'influence de la fréquence ou du courant sur le bruit, il est intéressant de considérer les trois cas suivants :

- cas des basses fréquences ($\omega \ll \omega_a$ ou $I_0 \gg I_x$)
- cas des hautes fréquences ($\omega \gg \omega_a$ ou $I_a \ll I_x$)
- cas des fréquences intermédiaires ($\omega = \omega_a$ ou $I_0 = I_x$).

a) cas des basses fréquences :

Dans ce cas, le générateur de courant de bruit s'écrit :

$$\overline{i^2} \approx \frac{2q \left(1 - \frac{\delta}{W} \right)^2 \Delta f}{I_0 \tau^2} \frac{\left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \lambda(\theta) \right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2}{\chi^2(\theta) + (1 - \lambda(\theta))^2}$$

(II - 38)

$\overline{i^2}$ est alors inversement proportionnel au courant de polarisation et indépendant de la fréquence dans la mesure où les quantités $\lambda(\theta)$ et $\chi(\theta)$ varient peu.

Pour des fréquences très basses, l'angle de transit θ devient très faible et l'impédance de la diode tend vers la résistance de charge d'espace R_c qui est de l'ordre de quelques dizaines d'ohms.

Dans ces conditions, il est préférable de donner l'expression de générateur de tension de bruit en circuit ouvert.

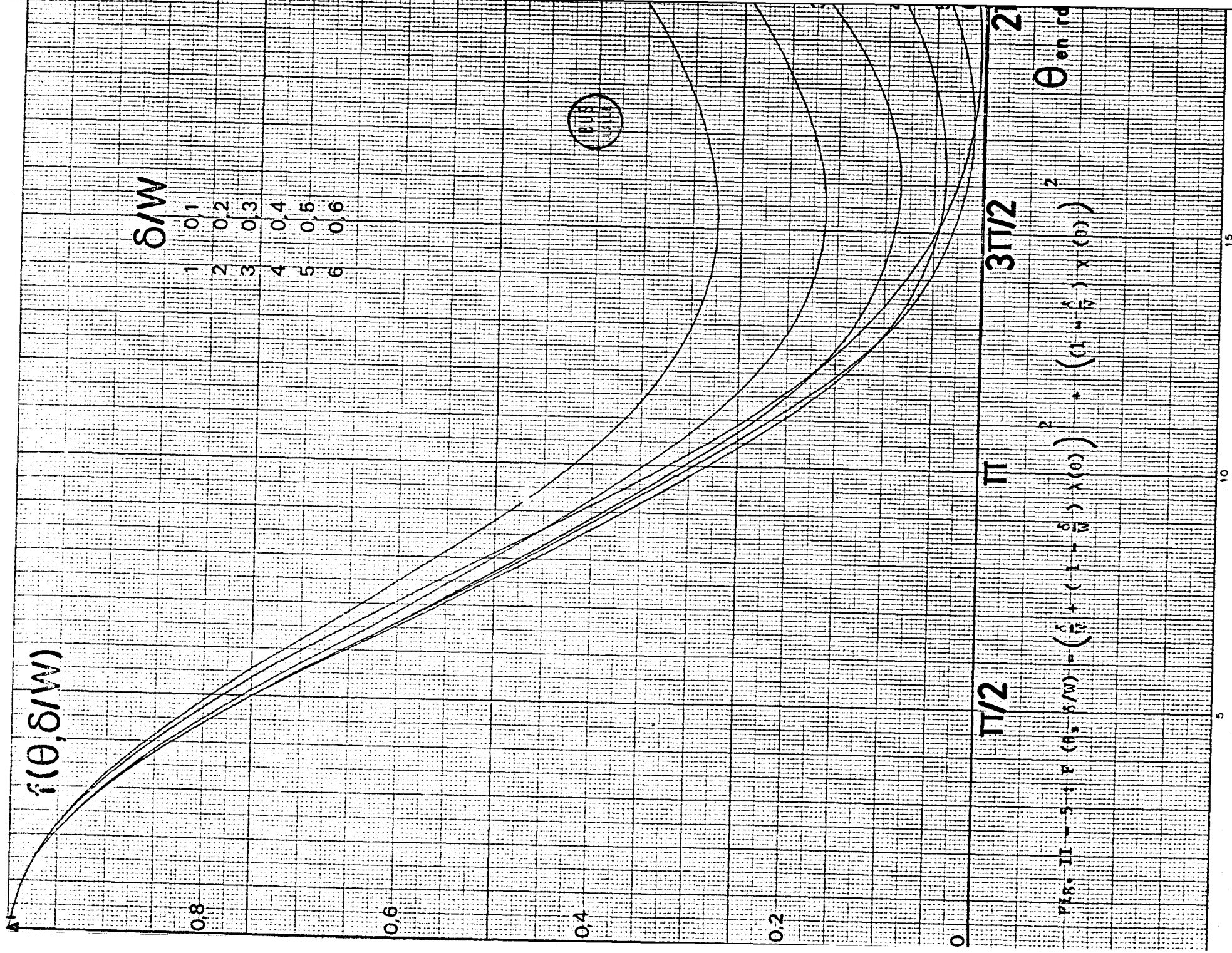


FIG. II - 5: $f(\theta, \delta/W) = \left(\frac{\delta}{W}\right)^2 + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta) + \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta)\right)^2$

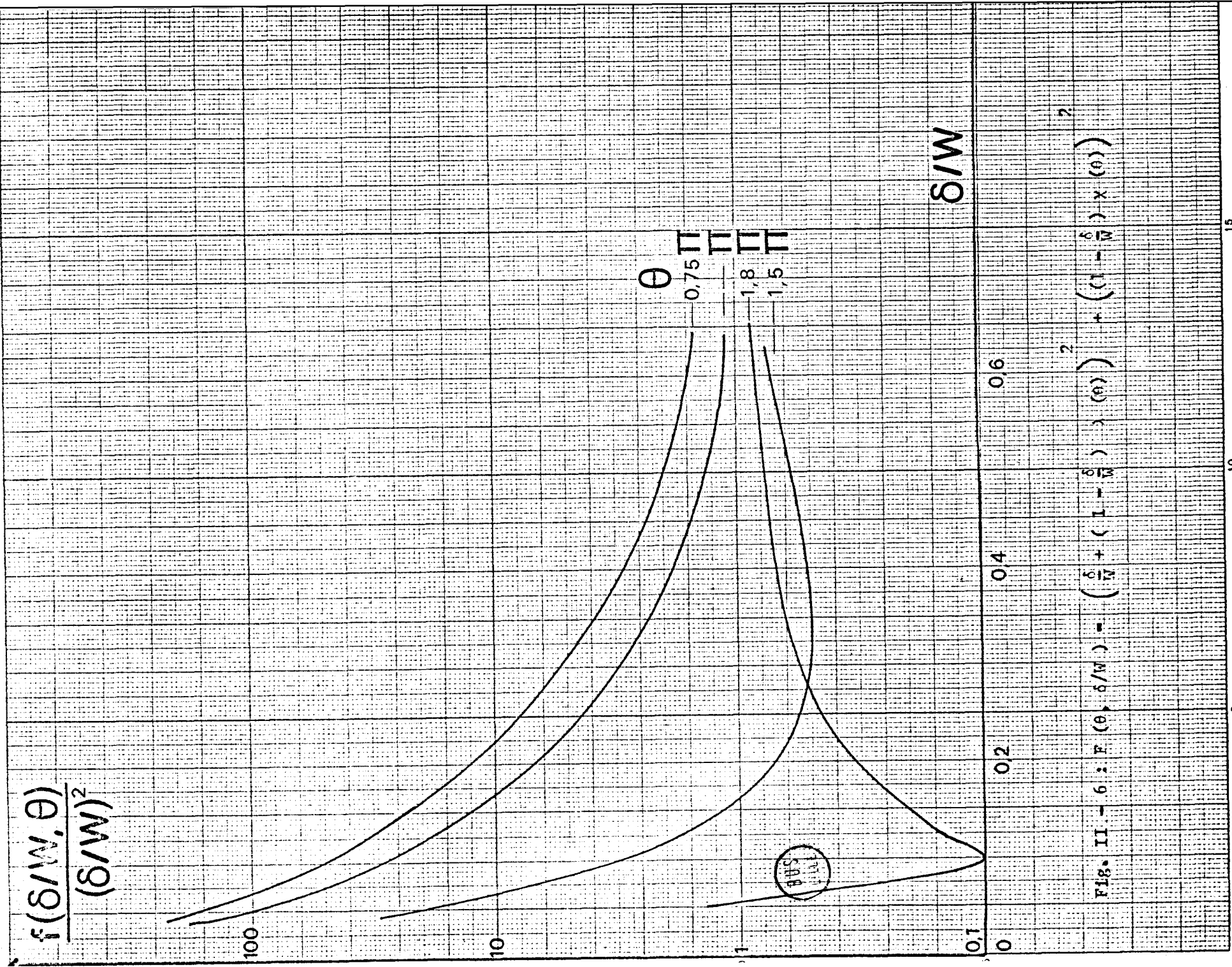


FIG. II - 6 : $F(\theta, \delta/W) = \left(\frac{\delta}{W} + (1 - \frac{\delta}{W}) \right)^2 + \left((1 - \frac{\delta}{W}) \times (\theta) \right)^2$

$$\overline{u^2} = \frac{2q I_o \Delta f}{C_T^2 \omega_a^4 \tau^2} = \frac{2q \Delta f}{I_o} \left(\frac{W}{\delta} \right)^2 \frac{1}{\alpha'_o \beta'_o} \quad (\text{II} - 39)$$

En basse fréquence (1 KHz - 1 MHz), le générateur de tension de bruit est donc inversement proportionnel au courant de polarisation et indépendant de la fréquence.

b) cas des hautes fréquences

Dans ce cas, le générateur de courant de bruit s'écrit :

$$\overline{i^2} \approx \frac{2q I_o \Delta f}{\omega^2 \tau^2} \left[\left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \lambda(\theta) \right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2 \right] \quad (\text{II} - 40)$$

On constate que $\overline{i^2}$ est proportionnel au courant de polarisation. Remarquons que la relation (II - 40) n'est valable que pour des rapports I_o/I_x très petits. Lorsque I_o/I_x devient plus grand ($> 0,1$) les variations du dénominateur de (II - 37) ne peuvent plus être négligées. Le bruit n'est plus alors exactement proportionnel au courant. Nous avons calculé fig (II - 5) le facteur $f(\delta/W, \theta)$ en fonction de l'angle de transit θ , pour différents rapports δ/W .

$f(\delta/W, \theta)$ est défini par :

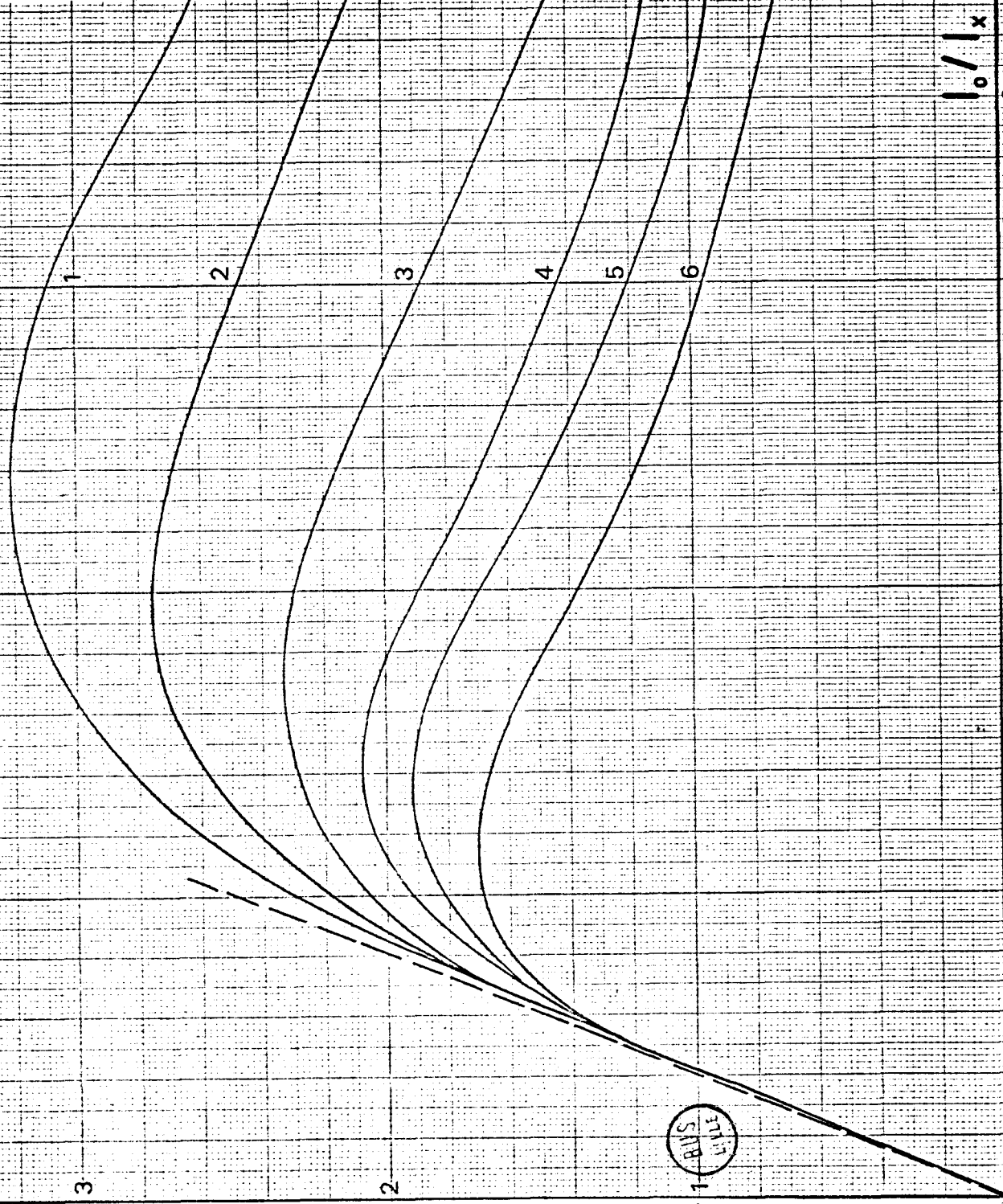
$$f\left(\frac{\delta}{W}, \theta\right) = \left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \lambda(\theta) \right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2$$

Le générateur de courant de bruit passe par un minimum pour un angle de transit voisin de $3\pi/2$ et dépend beaucoup de l'angle de transit pour $\pi/2 < \theta < \pi$ et du rapport δ/W pour $\pi < \theta < 2\pi$.

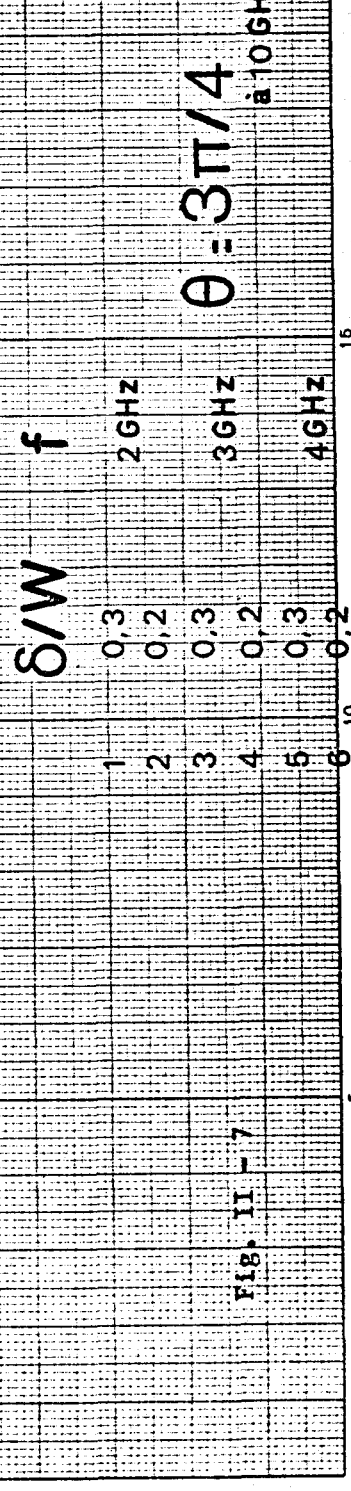
Cependant, $\overline{i^2}$ est inversement proportionnel à τ^2 donc   δ^2 . Il est donc intéressant de prédire l'évolution du bruit quand la longueur de la zone d'avalanche devient très petite. C'est pourquoi, nous avons tracé fig (II - 6) le paramètre $(W/\delta)^2 \cdot f(\delta/W, \theta)$ pour des angles de transit égaux à $3\pi/4$, π , et $3\pi/2$.

Nous pouvons remarquer que   W constant le bruit augmente d'un facteur 10 quand on passe de $\delta/W = 0,4$ à $\delta/W = 0,2$, ceci pour des angles au voisinage de π .

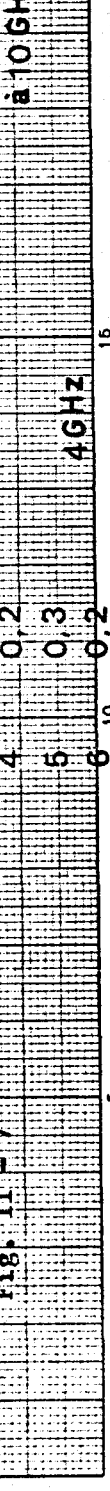
$$\frac{\Gamma^2 / \Delta f}{2q\epsilon S / \Gamma Y}$$



10
BUS
LIVE



$$\theta = 3\pi/4$$



2 GHz
3 GHz
4 GHz

0,3
0,2
0,3
0,2
0,3
0,2

FIG. II - 7

à 10 GHz

L'utilisation de diodes qui présentent un rapport δ/W faible, semble donc déconseillée en ce qui concerne les performances de bruit.

c) cas des fréquences intermédiaires

Pour illustrer l'équation (II - 37) qui exprime le générateur de courant de bruit dans la gamme intermédiaire aux approximations données par (II - 38) et (II - 40), nous avons calculé le paramètre κ .

$$\frac{\overline{i^2}}{\Delta f} = \frac{\frac{I_0}{I_x} \left[\left(\frac{\delta}{W} + \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \lambda(\theta) \right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2 \right]}{\frac{2q \epsilon S}{\tau \gamma'} \left(\left(\frac{I_0}{I_x} \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \chi(\theta) \right)^2 + \left(1 - \frac{I_0}{I_x} \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \left(1 - \lambda(\theta) \right) \right)^2 \right)}$$

(II - 41)

pour une diode dont l'angle de transit est égal à $3\pi / 4$ pour 10 GHz, en fonction du rapport I_0 / I_x pour différentes valeurs du rapport δ / W , et pour des fréquences de 2, 3 et 4 GHz (fig II - 7).

La loi en I_0 / I_x , donc en I_0 / ω^2 est vérifiée jusqu'à des rapports I_0 / I_x qui dépassent l'unité. Ceci est d'autant plus valable que la fréquence est basse.

On observe ensuite un maximum très large qui est d'autant plus faible que la fréquence est élevée et que le rapport δ / W est petit, et dont l'abscisse croît avec le rapport δ / W et l'inverse de la fréquence.

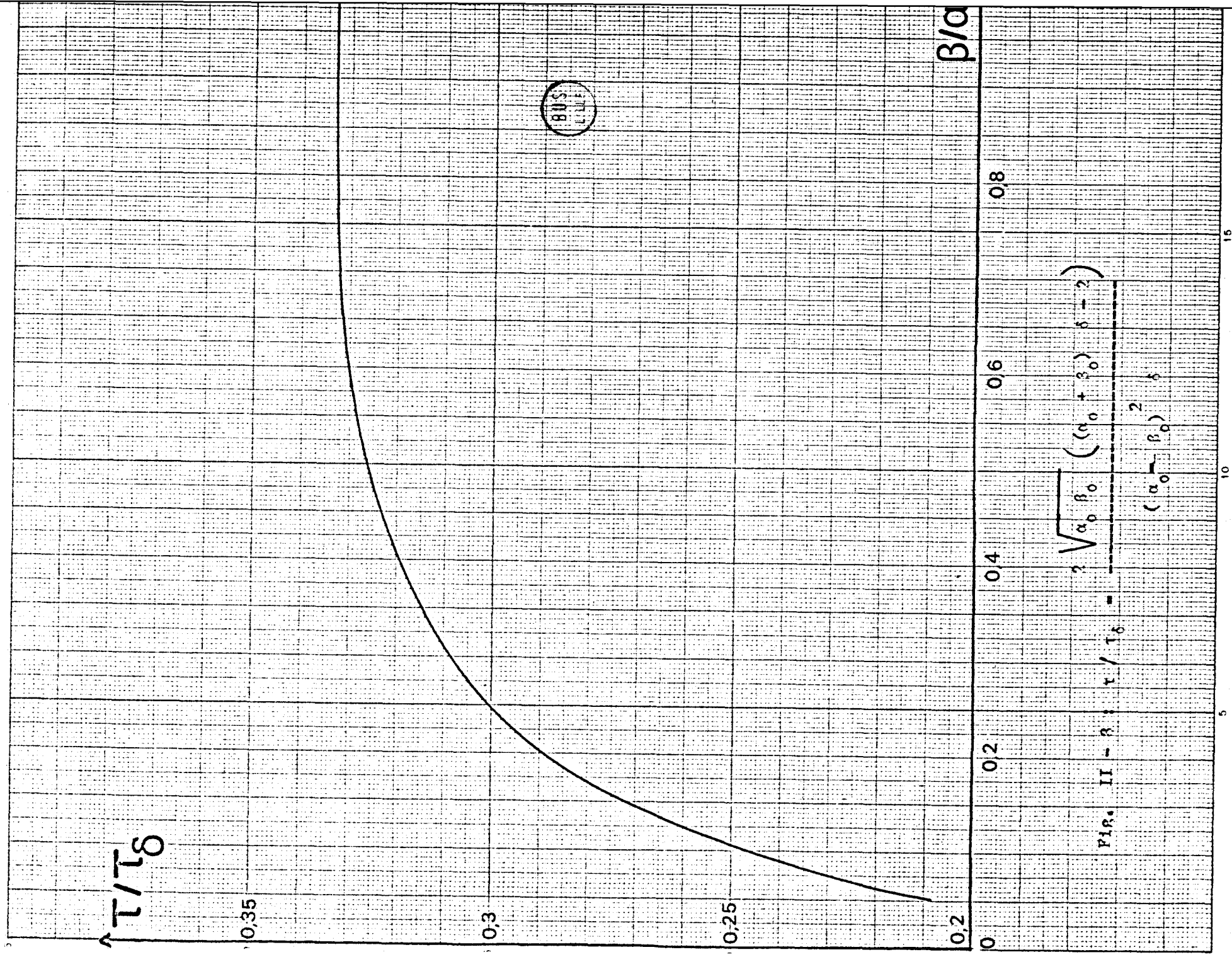
On retrouve ensuite la loi correspondant à l'équation (II - 40).

II . 6 . 2 . Etude de l'influence du matériau utilisé.

Le générateur de courant de bruit est proportionnel à $1 / \tau^2$; il est intéressant d'étudier l'influence de ce facteur sur le bruit en fonction du matériau utilisé.

L'expression de τ est donnée par l'équation (II - 17) que nous rappelons ci - après.

* On a utilisé l'équation (II - 20), c'est à dire $\omega_a^2 = KI_0$ et $\omega^2 = KI_x$.



$$T/T_0 = \frac{\sqrt{\alpha_0 \beta_0} \left((\alpha_0 + \beta_0) \delta - 2 \right)}{(\alpha_0 - \beta_0)^2 \delta}$$

FIG. II - 3 : $T/T_0 =$

Matériau	Si	Ge	GaAs (Kim)	GaAs (Dalal)	Unités
R/α	0,1	2	1	1	-
τ/τ_s	0,248	0,324	0,333	0,333	-
Amélioration par rapport au Si *	0	2,2	2,5	2,5	db
v_n	1,05	0,6	1	0,8	10^7 cm/s
v_p	0,75	0,6	0,2	0,8	10^7 cm/s
$\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p}$	2,28	3,24	6	2,5	10^{-7} cm/s
Amélioration par rapport au Si **	0	3,1	8,4	0,8	db
Amélioration totale par rapport au Si	0	5,3	10,9	3,3	db

Fig. II - 9 : Comparaison des valeurs de τ pour les différents matériaux.

* Il s'agit de l'amélioration due aux taux d'ionisation différents.

** Il s'agit de l'amélioration due aux vitesses limites différentes, à même longueur de zone d'avalanche.

$$\tau = \tau_{\delta} \frac{2\sqrt{\alpha_0 \beta_0} \left[(\alpha_0 + \beta_0) \delta - 2 \right]}{(\alpha_0 - \beta_0)^2 \delta}$$

$$\text{avec : } \tau_{\delta} = \frac{\delta}{2} \left(\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right)$$

Il est à remarquer que τ est fonction d'une part des vitesses limites des électrons et des trous, d'autre part, des taux d'ionisation. On peut donc séparer les contributions de ces deux facteurs.

Nous présentons fig (II - 8) le rapport τ / τ_{δ} en fonction du rapport β/α . Cette courbe présente une symétrie d'inversion ($\beta/\alpha \rightarrow \alpha/\beta$) et nous nous sommes intéressés uniquement à la partie où $\beta/\alpha \leq 1$. On constate que τ/τ_{δ} passe par un maximum pour $\beta/\alpha = 1$. C'est le cas de l'Arséniure de Gallium, le bruit est alors minimal.

Nous calculons également l'expression de τ_{δ} pour une même longueur de zone d'avalanche δ , dans le cas de différents matériaux. Les vitesses limites sont prises d'après Sze (15) pour le Silicium et le Germanium. Pour l'Arséniure de Gallium, nous utilisons successivement les travaux de Kim (16) et de Dalal (17).

Kim, à partir du calcul théorique de l'impédance en régime linéaire de diodes IMPATT à l'Arséniure de Gallium et de la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux, donne :

$$v_n \approx 1 \cdot 10^7 \text{ cm / s}$$

$$v_p \approx 0,2 - 0,3 \cdot 10^7 \text{ cm / s}$$

Dalal, à partir d'une mesure directe sur un échantillon $p^+ p p^+$ à l'Arséniure de Gallium obtient :

$$v_p \approx 0,8 - 1 \cdot 10^7 \text{ cm / s}$$

Les calculs sont effectués, d'une part à l'aide des valeurs de Kim et d'autre part, à l'aide des valeurs de Dalal, plus souvent admises dans notre laboratoire, et les résultats sont rassemblés tableau (II - 9).

On constate que l'amélioration apportée par τ , pour l'Arséniure de Gallium par rapport au Silicium est voisine de 11 db avec les vitesses de Kim et de 3,3 db lorsque l'on prend les vitesses des trous et des électrons égales à $0,8 \cdot 10^7 \text{ cm / s}$ (17) (18).

Bien que les facteurs de bruit expérimentaux publiés dans la littérature (19) soient en accord avec les calculs théoriques effectués à l'aide des vitesses de Kim, nous pensons que la vitesse limite des trous donnée par Kim est inexacte *.

Remarquons que lorsque l'on compare ces facteurs de bruit, il faut faire très attention aux valeurs des paramètres caractéristiques de la diode étudiée (angle de transit θ , rapport δ/W et δ). Nous reviendrons sur ce problème dans la discussion de l'expression du facteur de bruit d'un amplificateur IMPATT et dans l'interprétation de notre travail expérimental.

II . 6 . 3 . Etude de l'influence de la structure.

Nous comparons à présent le bruit délivré par les deux types de jonctions (p^+n et n^+p) en régime linéaire. Le traitement d'une jonction n^+p se fait de la même manière que celui d'une jonction p^+n . On obtient une équation semblable à (II - 8). Les expressions de r , η , γ' et i_g sont identiques.

Il existe cependant une différence qui peut être importante. Dans une jonction p^+n , c'est le courant de saturation des trous injectés qui initie le processus d'avalanche, tandis que, dans une jonction n^+p , il s'agit du courant de saturation des électrons.

Pour une jonction p^+n , le coefficient de multiplication s'exprime donc de la manière suivante :

$$M \approx M_p \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta_0}}$$

Pour une jonction n^+p , le coefficient de multiplication est donné par :

$$M \approx M_n \sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0}}$$

Comme M est toujours un infiniment grand ** pour une diode à avalanche, on ne peut observer de différence entre les deux jonctions p^+n et n^+p . Il n'en serait pas de même si M avait une valeur plus faible.

* La mesure effectuée par Dalal est une détermination directe qui semble difficilement contestable.

** M est de l'ordre 10^6 à 10^7 .

Dans ce cas, on a intérêt à utiliser une jonction p^+n pour le Silicium et une jonction n^+p pour le Germanium. Dans le cas de l'Arséniure de Gallium, on peut utiliser indifféremment l'une ou l'autre structure.

II . 6 . 4 , Applications.

Intéressons-nous à présent à deux applications des diodes à avalanche pour lesquelles l'étude précédente est applicable (bruit en régime linéaire).

Amplificateur hyperfréquence à réflexion

Une diode IMPATT présentant une résistance négative pour $\omega > \omega_a$ ou $I_o < I_x$, il est possible de l'utiliser en amplificateur à réflexion. Pour cette application, les performances bruit sont primordiales et se caractérisent par le facteur de bruit F.

Le calcul de F a déjà été effectué par Hines (1) puis repris par Claassen (20).

$$F = 1 + \frac{4q}{kT} \frac{I_o v}{\epsilon S \omega_a^2} \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}} \frac{(-R_D) R_L}{(R_D + R_S - R_L)^2} \quad (II - 42)$$

En fait, cette expression n'est valable qu'autour d'un angle de transit égal à Π .

Plus généralement, nous trouvons :

$$F = 1 + \frac{4q}{kT} \frac{I_o}{\epsilon S \omega_a^2} \frac{W^2}{v \tau^2} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}} \dots$$

$$\dots \frac{\left(\frac{\delta}{W} + (1 - \frac{\delta}{W}) \lambda(\theta) \right)^2 + \left((1 - \frac{\delta}{W}) \chi(\theta) \right)^2}{1 - \cos \theta} \frac{(-R_D) R_L}{(R_D + R_S - R_L)^2}$$

(II - 43)

v est la vitesse des porteurs injectés en zone de transit, c'est à dire qu'il s'agit de la vitesse des électrons pour une diode p⁺n et de la vitesse des trous pour une diode n⁺p.

Si l'on considère un amplificateur de gain élevé, on a R_D ≠ R_L et, le dernier facteur de l'équation (II - 43) est donc égal à 1/4.

A une fréquence donnée, le facteur de bruit est minimum pour un angle de transit très voisin de 3π/2 (tout comme la fonction f (δ/W, 0) représentée fig (II - 3)). Remarquons cependant qu'il sera nécessaire de faire un compromis entre le gain et le facteur de bruit, la résistance négative étant maximale pour 3π/4.

Si l'on veut comparer les facteurs de bruit correspondants à des amplificateurs à diodes IMPATT réalisées à partir de matériaux différents, on peut modifier la relation (II - 43) en remplaçant ω²_a par son expression en fonction de α' et β' (équation (II - 40)). On a :

$$F = 1 + \frac{q}{kT} \frac{W^2}{v \tau \delta \sqrt{\alpha' \beta'}} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2 a}{\omega^2}} \frac{f \left(\frac{\delta}{W}, 0 \right)}{1 - \cos \theta} \quad (II - 44)$$

On peut alors effectuer un calcul approché du facteur de bruit correspondant à une diode au Silicium et à l'Arséniure de Gallium qui fonctionnent à la même fréquence (angle de transit et rapport δ/W égaux également). Dans ces conditions, on constate que le facteur de bruit d'une diode à l'Arséniure de Gallium doit être de 5 db meilleur qu'une diode au Silicium.

Générateur hyperfréquence de bruit blanc à large bande de

fréquence

En première approximation, une diode IMPATT présente un bruit blanc tant que la fréquence est très petite devant la fréquence d'avalanche ou, ce qui revient au même, tant que le courant de polarisation est très grand devant le courant d'avalanche.

Il est donc possible de l'employer en générateur de bruit blanc à large bande de fréquence.

Dans ce but, il faut choisir une diode optimisée pour une fréquence assez haute (20 à 40 GHz pour une bande de fréquence 2-4 GHz par exemple).

La diode ne présente alors pas de résistance négative et l'impédance de charge associée au générateur de courant de bruit est la résistance de charge d'espace R_C donnée par :

$$R_C = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon S v} \quad (II - 45)$$

Son adaptation à une ligne d'impédance caractéristique de 50Ω peut se faire en ajustant la surface S et en compensant la réactance de la diode.

Pour réaliser de tels générateurs de bruit, il est intéressant d'utiliser des diodes au Silicium qui permettent l'obtention de températures de bruit plus élevées que des échantillons au Germanium et à l'Arséniure de Gallium.

Les avantages d'une source de bruit de ce type résident dans la miniaturisation de la source par rapport aux tubes de bruit classiques, et dans l'obtention d'une température de bruit plus élevée ($> 10^6 \text{ }^\circ \text{K}$), réglable électriquement à l'aide du courant de polarisation.

CHAPITRE . III .

III - BRUIT EN REGIME LINEAIRE DANS LES DIODES A AVALANCHE ET A

TEMPS DE TRANSIT.

Nous nous proposons dans ce chapitre de vérifier, expérimentalement, les résultats théoriques développés précédemment. Nous étudions et comparons les structures suivantes :

jonction p^+n au Silicium

jonction p^+n à l'Arséniure de Gallium

barrière métal-Silicium

barrière métal-Arséniure de Gallium

et nous discutons de l'intérêt que peut présenter ces mesure de bruit pour la caractérisation de la diode IMPATT.

La gamme des fréquences étudiées s'étend des basses fréquences (1 KHz - 100 KHz) aux hyperfréquences (10 GHz). La conception des dispositifs de mesure est donc très différente. Ceux-ci ont déjà été décrits précédemment par Kramer (21) et Giel (22) et, nous nous contenterons d'en rappeler le principe.

Nous comparons le bruit délivré par la diode étudiée et le bruit d'une source de référence. En pratique, on atténue plus ou moins une des deux sources afin d'observer la même puissance à l'entrée du récepteur. On obtient ainsi la précision maximale. La méthode est valable dans la mesure où le rapport signal sur bruit est suffisamment élevé.

III . 1 . Résultats obtenus en basse fréquence. (1 KHz - 100 KHz).

Le schéma de mesure où l'on a remplacé la diode par son schéma équivalent est représenté fig. (III - 1). Nous donnons en légende l'ordre de grandeur des différentes impédances. Compte-tenu de ces valeurs numériques, il est facile de voir que l'on mesure directement par cette méthode le générateur de tension de bruit $\overline{u^2}$.

III . 1 . 1 . Vérification des lois théoriques.

Cette vérification a été effectuée sur des diodes sélectionnées, réalisées en un matériau suffisamment homogène et où l'avalanche est particulièrement uniforme et confinée.

Nous présentons fig (III - 2), les variations du générateur de tension de bruit $\overline{u^2}$ en fonction du courant de polarisation I_0 , à la fréquence de 100 KHz, pour deux jonctions p⁺n au Silicium et à l'Arséniure de Gallium. On peut constater que la proportionnalité de $\overline{u^2}$ à $1 / I_0$ (équation (II - 39)) est vérifiée dans ces deux cas pour des courants supérieurs à 3 mA.

A partir des résultats des mesures de caractérisation effectuées dans notre laboratoire, et du calcul des différents paramètres caractéristiques des diodes effectuée par Pribetich (8), nous pouvons calculer théoriquement $\overline{u^2}$ pour les jonctions suivantes :

BU 3, BK 11⁻ et BI + 15 (p⁺n Silicium) et 31 Z 19 (p+n AsGa) en utilisant la relation (II - 39).

$$\frac{\overline{u^2}}{\Delta f} = \frac{2q I_x}{C_T^2 \omega_a^4 \tau^2}$$

Le tableau (III - 3) rassemble les résultats obtenus et les paramètres utilisés dans la relation (II - 39). On constate que l'accord entre résultats théoriques et expérimentaux est tout à fait satisfaisant.

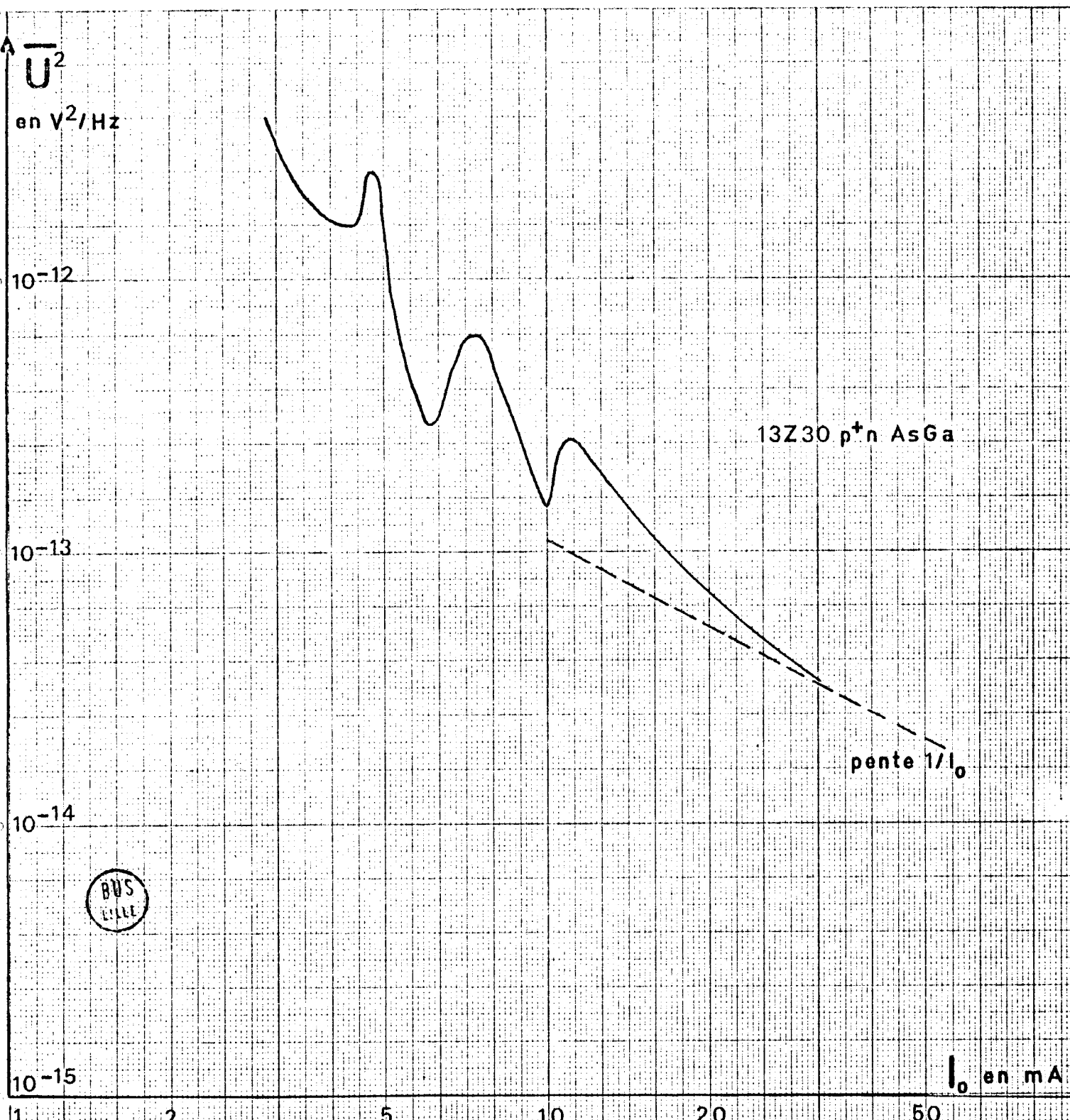


Fig. III - 4 : Générateur de tension de bruit en circuit ouvert, fonction du courant de polarisation pour une diode non uniforme ($f_m = 100$ KHz)

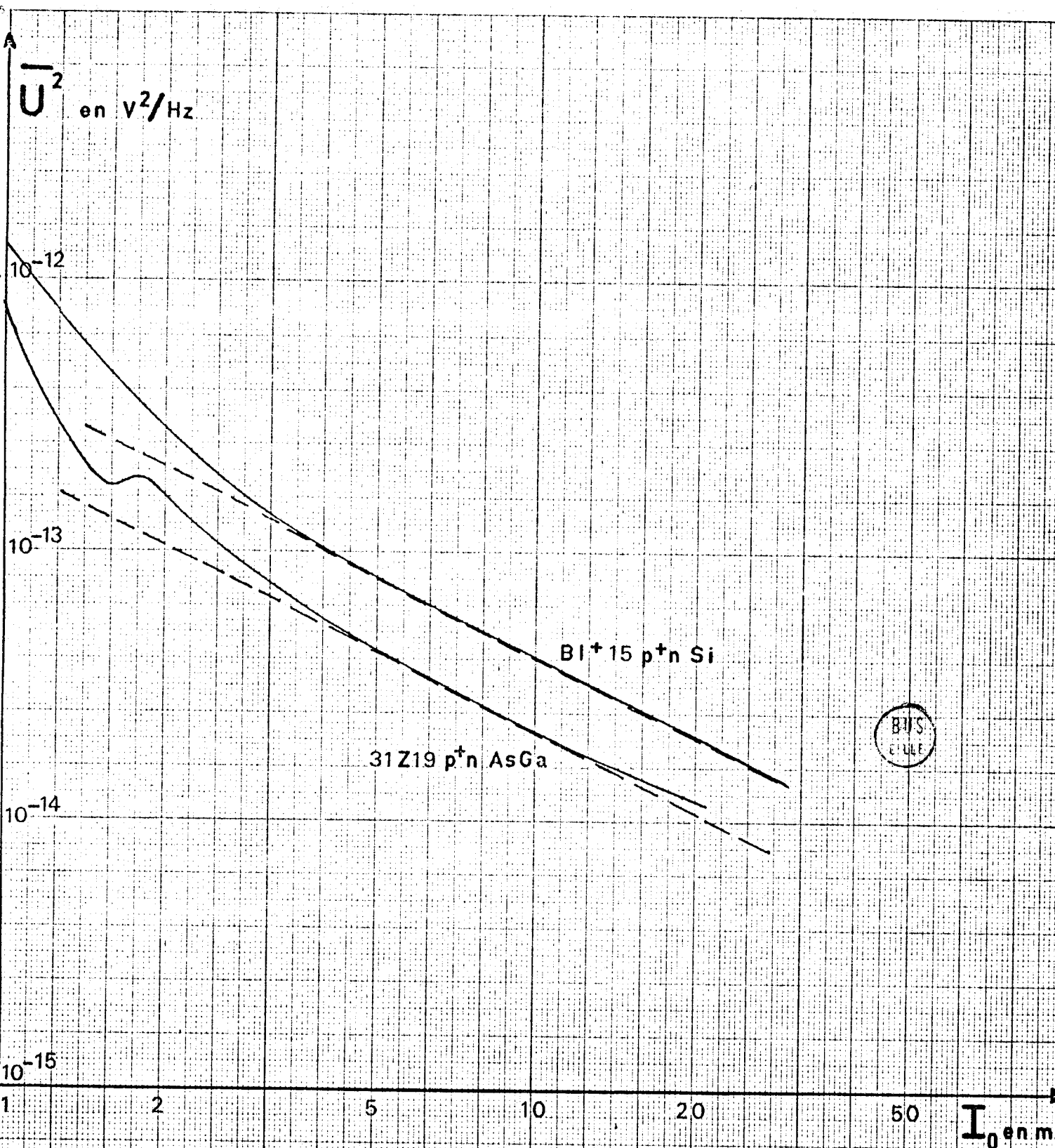
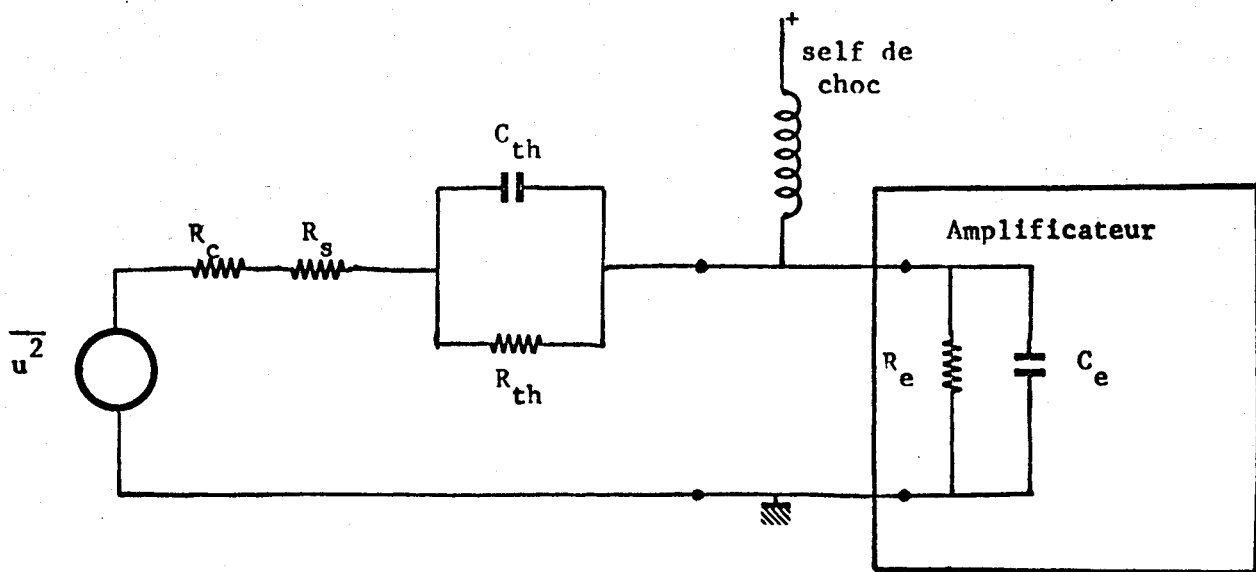


Fig III - 2 : Générateur de tension de bruit en circuit ouvert, fonction du courant de polarisation ($f_m = 170$ KHz).



R_c : résistance de charge d'espace (équation II - 45)	50 Ω
R_s : résistance série dûe au substrat	1 Ω
R_{th} : résistance thermique de la diode	200 Ω
C_{th} : capacité thermique de la diode	0,1 μF
R_e : résistance d'entrée de l'amplificateur	800 k Ω
C_e : capacité d'entrée de l'amplificateur	20 pF

BUS
LILLE

fig. III - 1 : Schéma équivalent de la diode et Schéma de mesure du générateur u^2 en basse fréquence.

Diode	C pF	I_x (2 GHz) mA	δ u	τ ns	$\overline{u^2}$ théorique V^2/Hz	$\overline{u^2}$ expérimental V^2/Hz
BU 3	0,46	9,8	2,8	4,5	$2,85 \cdot 10^{-14}$	$2,9 \cdot 10^{-14}$
BK 11 ⁻	0,78	12,8	1,33	2,1	$6 \cdot 10^{-14}$	$5,7 \cdot 10^{-14}$
BT +15	0,285	6	2,3	3,65	$6,9 \cdot 10^{-14}$	$6,95 \cdot 10^{-14}$
31 Z 19	0,35	5,4	0,9	3,8	$3,8 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{-14}$

Fig III - 3 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.

III - 1 - 2 Mise en évidence d'effets anormaux

Des écarts importants peuvent être observés par rapport aux lois théoriques dans les différents cas que nous allons maintenant étudier.

a) L'avalanche est non uniforme dans la structure

Nous présentons fig (III - 4) le générateur de tension de bruit $\overline{u^2}$, en fonction du courant de polarisation pour une diode en avalanche non uniforme (13 Z 30 p⁺n AsGa). Pour expliquer cette forme de caractéristique, il est nécessaire de considérer que le champ d'avalanche n'est atteint que dans une partie de la structure. Quand on augmente le courant traversant la diode la surface primitivement en avalanche s'étend. Ceci équivaut à la mise en parallèle de microdiodes de surfaces différentes, et l'on peut ainsi expliquer les ruptures de pente de la caractéristique $\overline{u^2}$ (I_0).

b) la zone désertée n'est pas confinée par le substrat ("structure non bloquée ")

Nous présentons fig (III - 5), l'allure de la caractéristique $\overline{u^2}(I_0)$ obtenue dans le cas où "la structure est non bloquée". La loi en $1/I_0$ est vérifiée pour la gamme de courant intermédiaire (autour de 10 mA).

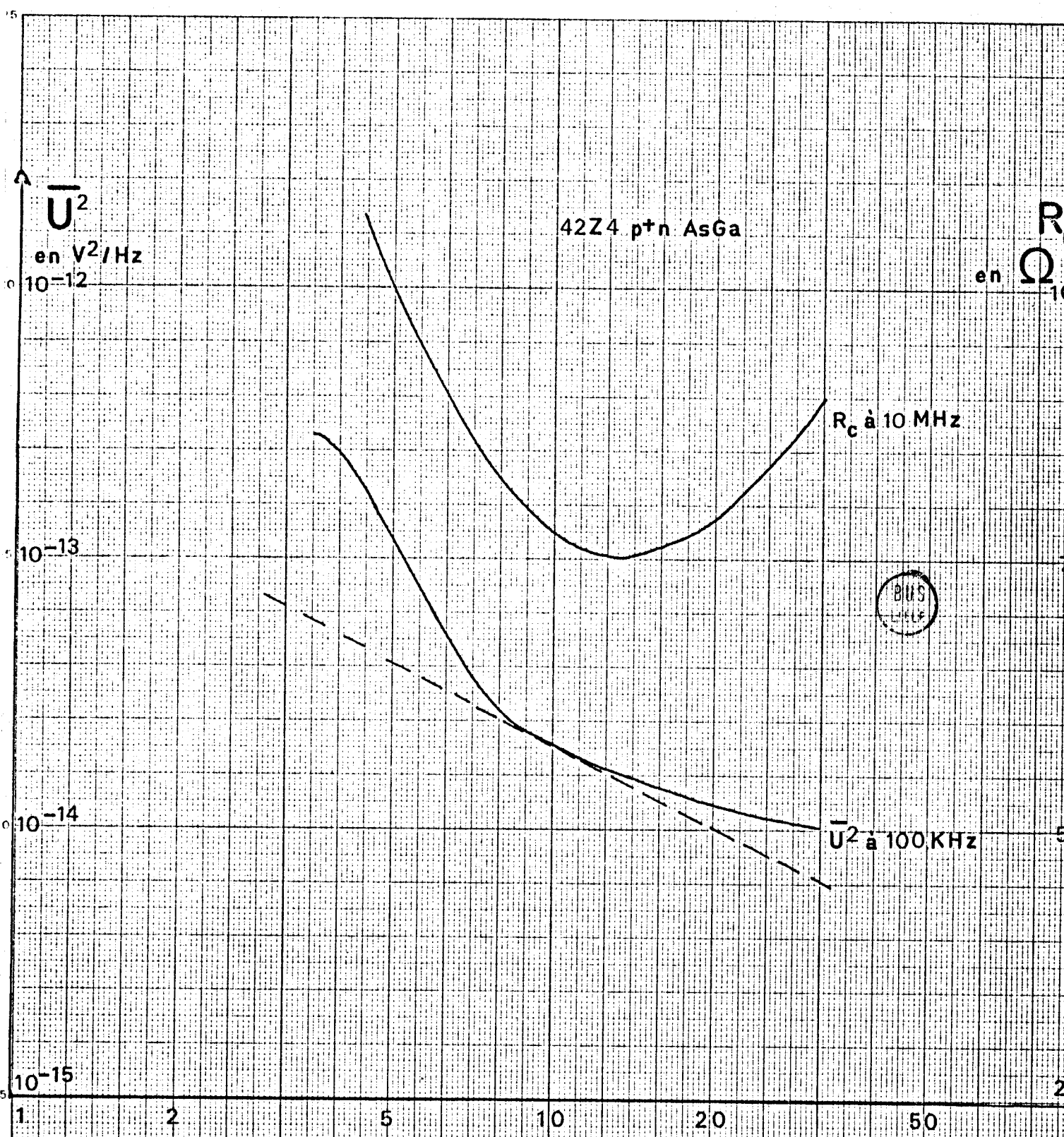


Fig III - 5 : Générateur de tension de bruit en circuit ouvert et résistance de charge d'espace en fonction du courant de polarisation pour une diode non bloquée.

U^2
en V^2/Hz

- | | | | |
|---|------------|---------|---------|
| 1 | 8AC20 m-sc | Au-AsGa | à 30 mA |
| 2 | SAC2 m-sc | Pt-Si | à 50 mA |
| 3 | BI+15 p+n | Si | à 20 mA |
| 4 | 42Z4 p+n | AsGa | à 30 mA |
| 5 | 38ZE22 p+n | AsGa | à 40 mA |

10^{-12}

10^{-13}

10^{-14}

10^{-15}

f_m en KHz

1

5

10

20

50

100

Fig. III - 6 : Générateur de tension de bruit en circuit ouvert en fonction de la fréquence de mesure.

Pour des courants supérieurs, on constate que la diminution de bruit avec I_0 est beaucoup moins rapide. Nous représentons également fig (III - 5), la variation de la résistance de charge d'espace R_c présentée par la diode en fonction du courant. On voit que l'évolution de R_c avec I_0 se fait de façon comparable à celle de u^2 . Comme u^2 est proportionnel à $(W/\delta)^2$ et R_c à $(W-\delta)^2$, nous pouvons expliquer principalement ce bruit excédentaire par l'accroissement de la longueur de la zone désertée W , avec le courant I_0 .

c) La structure est une barrière métal-semiconducteur ou une jonction à l'Arséniure de Gallium non homogène.

Pour les barrières et la plupart des jonction p^+n à l'Arséniure de Gallium, le générateur de tension de bruit dépend de la fréquence de mesure contrairement à la prédiction de la théorie précédemment développée. Ces structures présentent un "bruit de scintillation" en $1/f^\alpha$, α étant un coefficient qui varie largement d'une diode à l'autre. (fig (III - 6))

On peut mettre en évidence la présence du bruit en $1/f^\alpha$, non seulement par une analyse spectrale, mais également en relevant la fonction d'autocorrélation $C_{uu}(\tau)$, caractérisant la tension aléatoire $u(t)$ aux bornes du semi-conducteur. Cette détermination se fait à l'aide d'un corrélateur Hewlett Packard (Bande Passante 0-250 KHz).

Rappelons que l'on passe facilement de cette fonction d'autocorrélation $C_{uu}(\tau)$ à l'intensité spectrale $W_{uu}(f)$ par la relation de Wiener-Khintchine.

$$W_{uu}(f) = 4 \int_0^{\infty} C_{uu}(\tau) \cos \omega \tau \, d\tau$$

$$C_{uu}(\tau) = \int_0^{\infty} W_{uu}(f) \cos \omega \tau \, d\omega$$

Nous présentons fig (III - 7) les résultats les plus caractéristiques obtenus pour $C_{uu}(\tau)$.

La courbe n° 1 représente la fonction d'autocorrélation de la tension de bruit obtenue pour une diode au Silicium ($BK 11^- p^+n$).

Cette fonction d'autocorrélation devient nulle pour un temps τ très court : elle est caractéristique d'un bruit blanc. L'ordonnée à l'origine permet de calculer la puissance totale de bruit.

La courbe n° 2 montre la fonction d'autocorrélation de la tension de bruit obtenue pour une barrière métal-semiconducteur au Silicium.

* La résistance de charge d'espace est définie par la relation (II - 45).

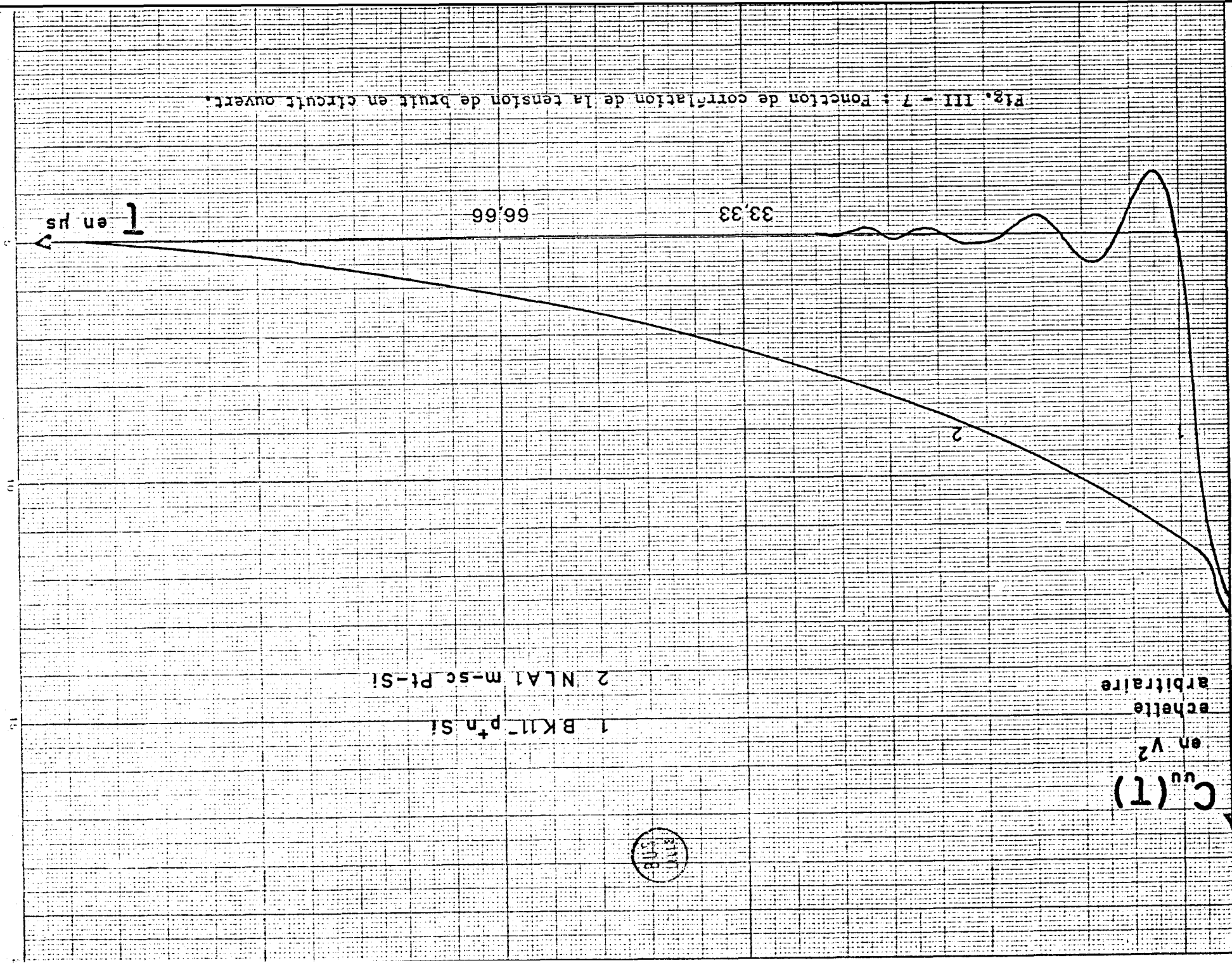


Fig. III - 7 : Fonction de corrélation de la tension de bruit en circuit ouvert.

On constate que cette fonction présente une allure très différente de la première. On observe une diminution très rapide à l'origine qui correspond à la contribution du bruit indépendant de la fréquence (bruit normal lié au processus d'avalanche). La diminution de $G_{uu}(\tau)$ est ensuite beaucoup moins rapide et cette partie correspond à un bruit dépendant sensiblement de la fréquence.

Nous nous proposons, à présent, d'interpréter qualitativement la présence de ce bruit supplémentaire dans les barrières et dans certaines jonctions à l'Arséniure de Gallium.

L'origine physique de ce bruit semble liée à la présence de pièges superficiels à l'interface métal-semiconducteur (présence d'oxyde) pour les barrières et de pièges dans le volume du semiconducteur pour les jonctions. On sait que la présence de ces pièges dans une structure semiconductrice se traduit par un bruit variant sensiblement en fonction de la fréquence. Citons deux exemples : - bruit délivré par les échantillons Gunn (Copeland ⁽²³⁾, Mircea ⁽²⁴⁾), fluctuations du courant direct dans les structures métal-semiconducteur (Hsu ⁽²⁵⁾).

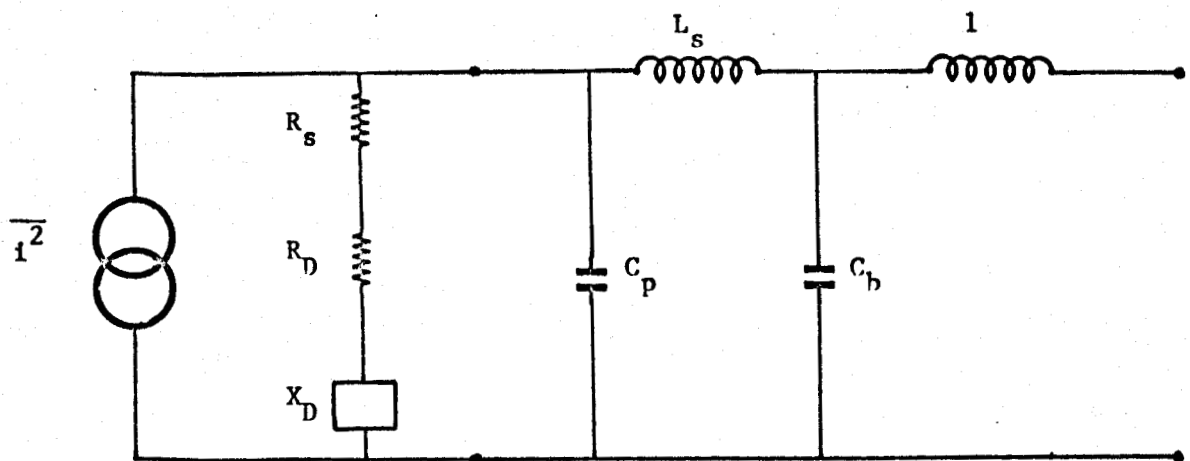
Le mécanisme qui résulte de la présence de ces pièges est légèrement différent suivant qu'ils interviennent en volume ou en surface. Pour les pièges en volume, nous distinguons les deux conséquences suivantes :

- la fluctuation de la densité des porteurs mobiles entraîne une variation aléatoire du courant électronique dans toute la zone désertée, mais également celle du taux de génération ^{sr} dans la zone d'avalanche .

- la variation aléatoire du champ électrique liée aux fluctuations de la densité de charge volumique se traduit essentiellement par une modification des taux d'ionisation dans la zone d'avalanche.

Remarquons que les effets produits dans la zone d'avalanche sont amplifiés par le caractère cumulatif de l'ionisation par choc et, par conséquent, doivent être prépondérants dans la détermination du bruit excédentaire.

α est directement lié à la densité électronique par la relation (I - 1)



- R_D Résistance de la diode
 X_D Réactance de la diode
 R_S Résistance du substrat
 C_p Capacité du fil de connexion
 L_s Self du fil de connexion
 C_b Capacité du boîtier
 l self du pilier



Fig. III - 8 : Schéma équivalent de la diode encapsulée en hyperfréquence.

\overline{I}_L^2
en A^2/Hz

à 2 GHz

	I_x	
1 BK11 ⁻ p+n Si	12,8	mA
2 BI ⁺ 15 p+n Si	6	"
3 11A6 m-sc Au-AsGa	6	"
4 31Z19 p+n AsGa	5,4	"
5 42Z4 p+n AsGa	4,3	"

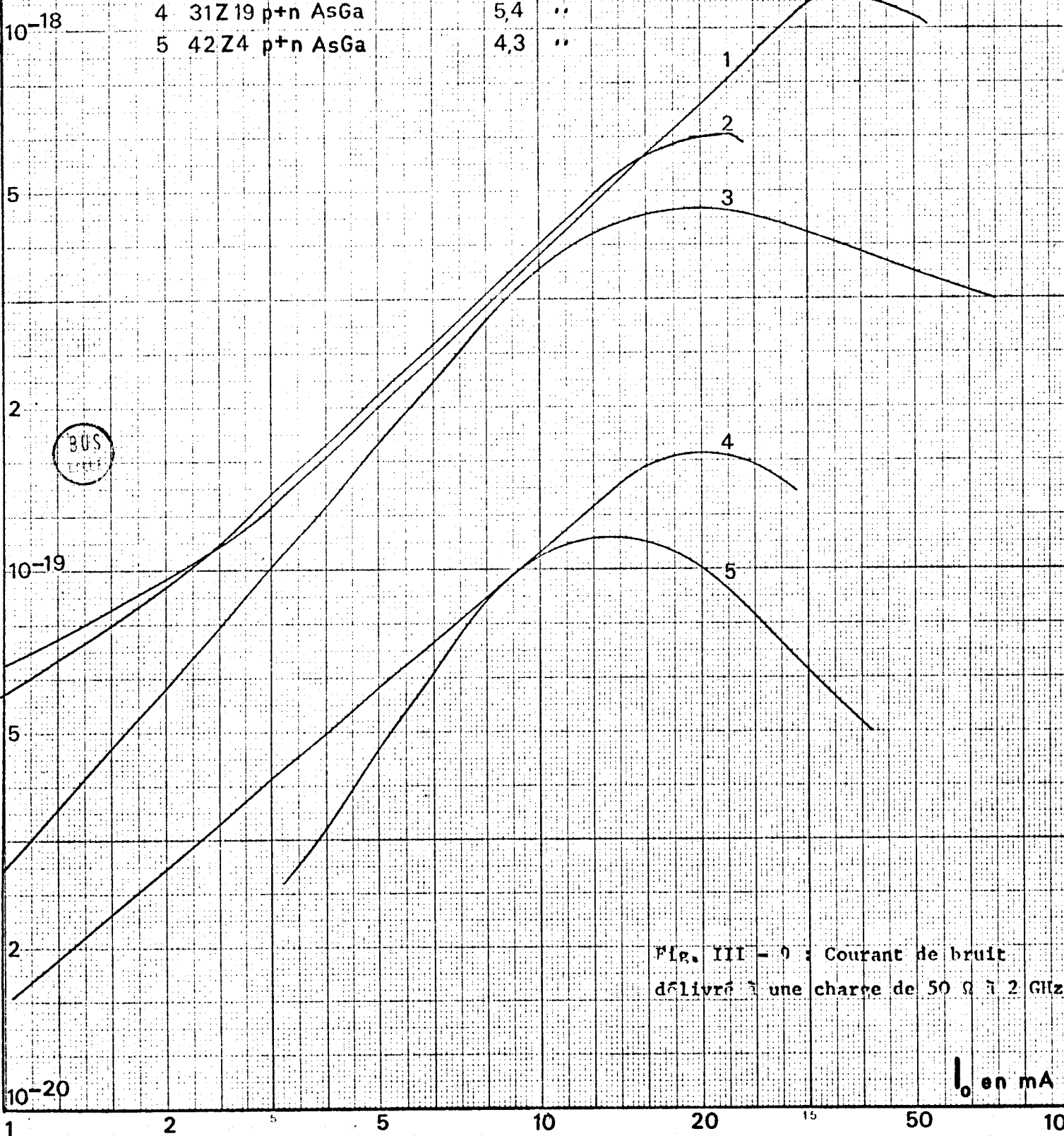


Fig. III - 0 : Courant de bruit délivré à une charge de 50 Ω à 2 GHz

I_0 en mA

Pour les barrières, la présence de pièges superficiels à l'interface métal-semiconducteur entraîne une fluctuation aléatoire de la hauteur de barrière. En conséquence, il se produit une fluctuation des porteurs minoritaires x injectés dans la zone désertée et, une fluctuation du champ électrique, donc du taux de génération dans la zone d'avalanche. Le second effet est beaucoup plus important que le premier car le courant de saturation est toujours très faible devant le courant de polarisation ($M \gg$).

En fait, nous observons une amplitude du bruit supplémentaire très différente d'un échantillon à l'autre. Pour les jonctions à l'Arséniure de Gallium, nous avons observé dans quelques cas un bruit blanc, caractéristique du processus d'avalanche. Dans ces conditions, il est permis de penser qu'une amélioration de la technologie de l'élaboration du matériau et de la réalisation des barrières permettra de diminuer très sensiblement ce bruit excédentaire.

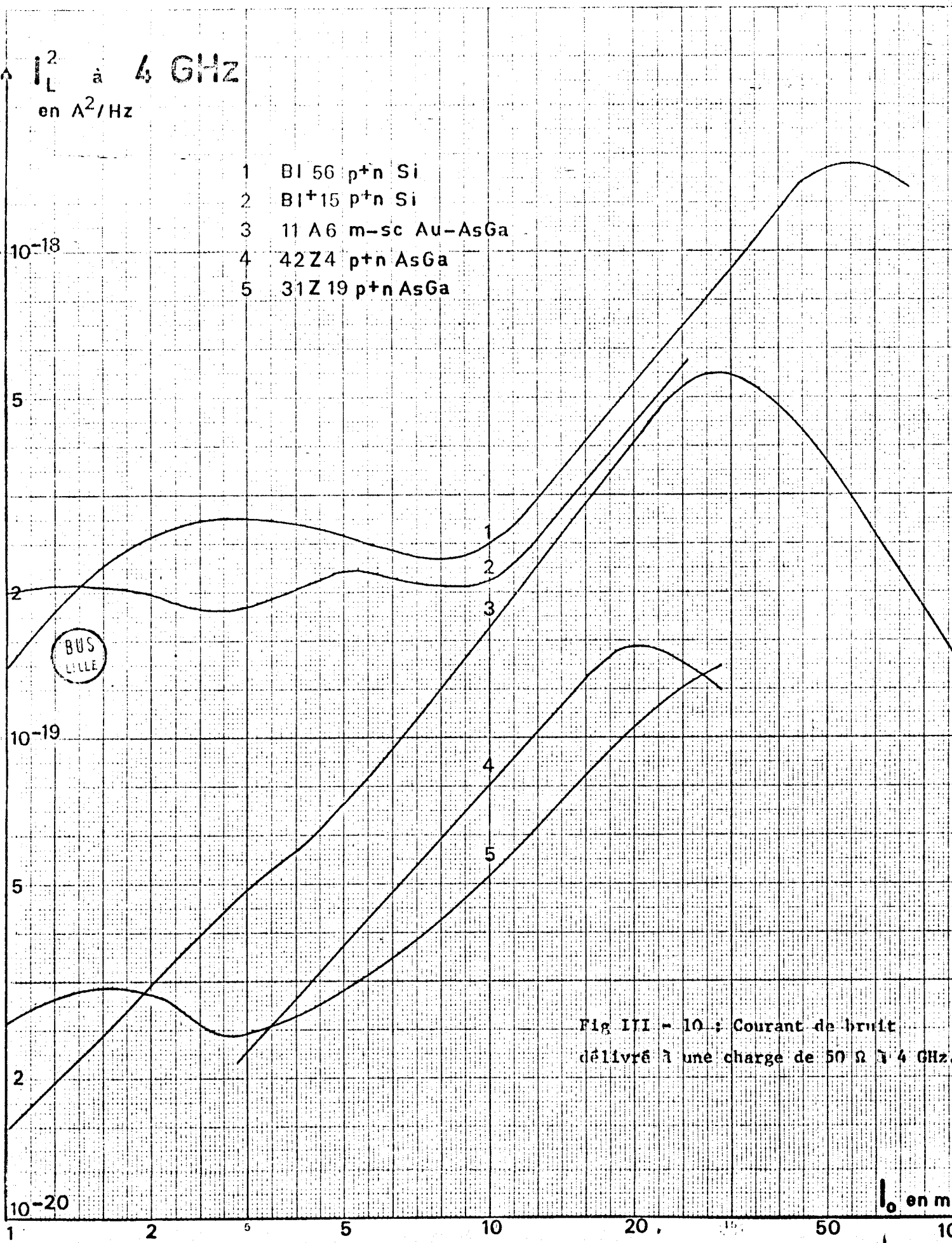
III - 2 . Bruit en haute fréquence.

La diode testée est placée dans une cellule coaxiale Iglesias fermée par une impédance de charge de 50Ω . On mesure, sans accord série ou parallèle, la puissance de bruit délivrée à la charge et on en déduit le courant de bruit i_L^2 la traversant. Nous nous intéressons en fait au générateur de courant de bruit i^2 défini par l'expression (II - 36). Nous devons donc tenir compte de l'impédance de la diode et de ses éléments parasites dûs à l'encapsulation. Le schéma équivalent adopté est représenté fig(III - 8).

III - 2 - 1 . Résultats à 2 GHz

Nous donnons fig (III - 9), le courant de bruit $\overline{i_L^2}$, délivré à la charge en fonction du courant de polarisation pour des jonctions p⁺n au Silicium (BK 11⁻, BI + 15), à l'Arséniure de Gallium (31 Z 19, 42 Z 4) et une barrière métal-semiconducteur à l'Arséniure de Gallium (11 A 6). Les courants d'avalanche I_x à 2 GHz sont indiqués en abscisse. On remarque tout d'abord l'analogie entre ces courbes expérimentales et les courbes théoriques représentées fig. (II - 7). On constate que, pour des courants inférieurs ou égaux au courant d'avalanche, $\overline{i_L^2}$ est proportionnel au courant I_0 . $\overline{i_L^2}$ passe ensuite par un maximum très plat et, pour des courants supérieurs, est inversement proportionnel au courant I_0 comme le prévoit la théorie.

* électrons constituant le courant de saturation.



Par ailleurs, on constate que pour des courants I_0 voisins de I_x le niveau de bruit des jonctions p^+n à l'Arséniure de Gallium est de 2 à 9 db inférieur à celui des jonctions p^+n au Silicium.

Remarquons cependant que $\overline{i_L^2}$ ne représente pas exactement le générateur de courant de bruit i^2 .

La relation qui lie i^2 à $\overline{i_L^2}$ s'écrit (22).

$$i^2 = k (I_0 / I_x, f) \overline{i_L^2}$$

A 2GHz, les éléments parasites dûs à l'encapsulation interviennent peu, et pour des rapports $I_0/I_x < 1$. Le facteur de proportionnalité $k (I_0/I_x, f)$ est voisin de l'unité. C'est à cette fréquence que la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques est le plus facilement réalisable.

III - 2 - 2 . Résultats à 4 GHz.

Les résultats présentés fig (III - 10) ont la même allure que ceux de la fig (III - 9). Les maxima visibles (11 A 6, 42 Z 4) se sont déplacés vers des courants supérieurs puisque la fréquence de mesure est plus élevée. Les courbes sont cependant moins régulières pour les bas courants. Ceci est dû en grande partie à la réactance présentée par la diode (22).

Remarquons que les éléments parasites ont beaucoup plus d'influence sur la valeur absolue de la mesure et que l'angle de transit commence à intervenir. Il est possible de tenir compte de cette influence, malheureusement, la détermination de ces éléments parasites est peu précise. Les résultats obtenus sont donnés par Giel (22).

III - 2 - 3 . Résultats à 10 GHz.

Les résultats sont présentés fig (III - 11). Les courants admissibles sont alors inférieurs au courant d'avalanche correspondant à cette fréquence et les maxima disparaissent. Nous observons seulement la loi de proportionnalité au courant continu.

(BI + 15, BI 56, 42 Z 4 et 11 A 6)

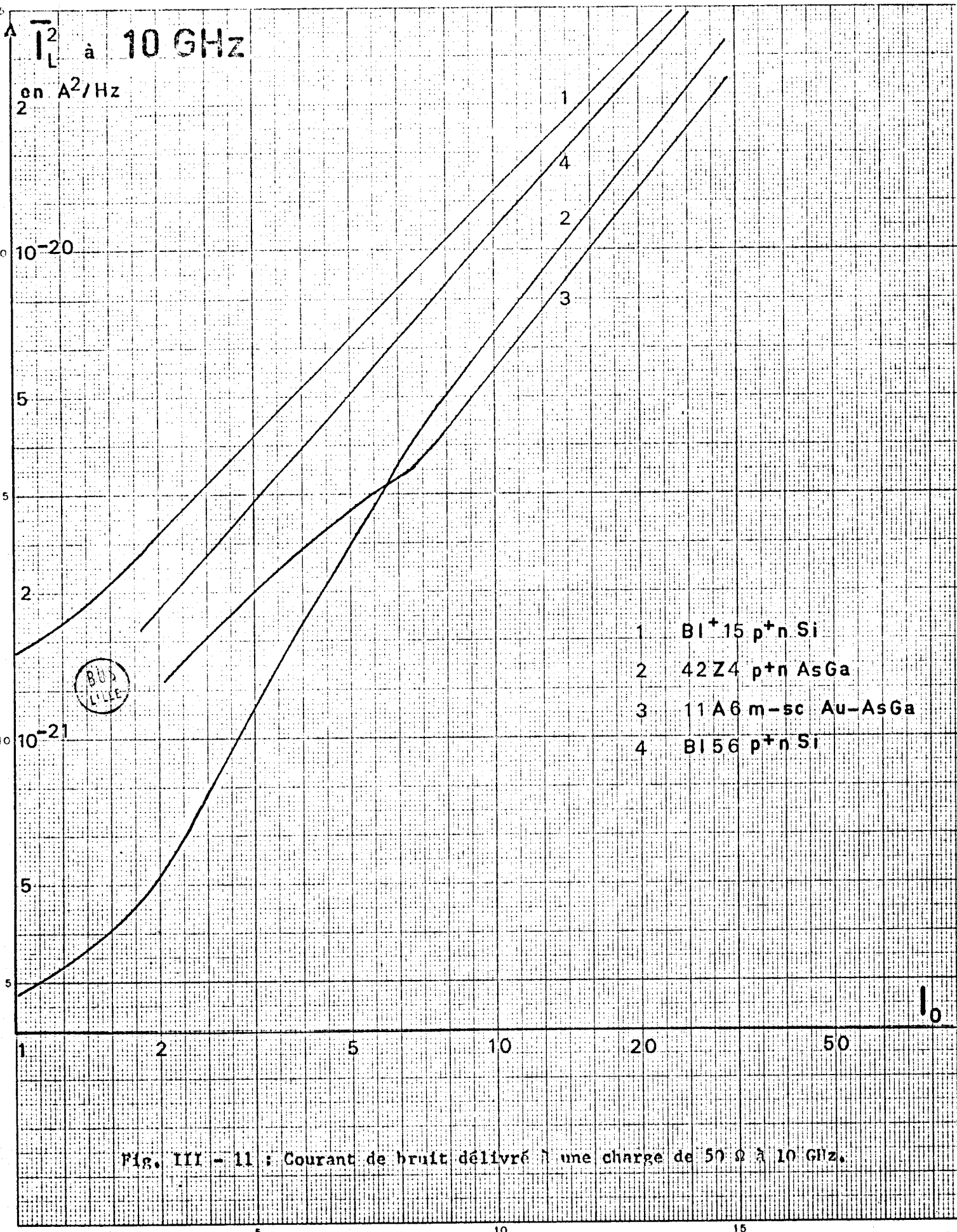


Fig. III - 11 : Courant de bruit délivré à une charge de 50 Ω à 10 GHz.

Nous pouvons remarquer que le niveau de bruit présenté par les échantillons à l'Arséniure de Gallium (42 Z 4, p⁺n et 11 A 6 barrière) se situe 3 à 4 db en dessous de celui présenté par les échantillons Silicium. Ce résultat confirmerait la valeur de la vitesse limite des trous donnée par Dalal, puisqu'à partir de cette valeur nous avons obtenu une amélioration théorique du même ordre de grandeur.

C H A P I T R E . I V .

IV- DEFINITION ET MESURE DU BRUIT DE MODULATION D'AMPLITUDE ET DE FREQUENCE D'UN OSCILLATEUR.

IV - 1 . Introduction à la caractérisation des performances de bruit d'un oscillateur.

Le signal de sortie délivré par un oscillateur idéal est une sinusoïde dont l'amplitude et la fréquence (ou la phase) ne varient pas avec le temps.

$$V (t) = A_0 \cos \omega_0 t \quad (IV - 1)$$

En réalité, nous devons tenir compte, dans un oscillateur réel, de la présence d'une source de bruit, qui perturbe à la fois l'amplitude et la fréquence (ou la phase) de la tension de sortie.

Les fluctuations de l'amplitude et de la fréquence sont dûes, d'une part, au bruit intrinsèque de l'oscillateur, c'est à dire au bruit généré par l'oscillateur au voisinage de sa fréquence d'oscillation, le battement bruit-oscillation étant amplifié dans la bande du résonateur, d'autre part, au bruit basse fréquence présent dans le circuit d'alimentation qui module l'oscillation.

On peut représenter le bruit qui résulte de ces deux mécanismes, dans le domaine temporel et dans le domaine spectral.

Représentation temporelle.

Envisageons, tout d'abord l'effet d'une tension de bruit , basse fréquence $v (t)$, modulant l'oscillation en amplitude et en fréquence.

Sous l'influence de $v(t)$ le signal délivré par l'oscillateur s'écrit :

$$V(t) = A_0 (1 + k_{AM} v(t)) \cos(\omega_0 t + k_{FM} \int_0^t v(t) dt) \quad (IV - 2)$$

k_{AM} et k_{FM} sont respectivement les coefficients de modulabilité en amplitude et en fréquence.

Si la bande d'observation de $V(t)$, ΔB est suffisamment faible, on peut considérer que dans cette bande $v(t)$ est une tension pratiquement sinusoïdale :

$$v(t) = V_m \cos \omega_m t$$

avec $\frac{1}{2} V_m^2 = w(f_m) \Delta B \quad (IV - 3)$

où $w(f_m)$ est l'intensité spectrale de $v(t)$:

L'équation (IV-2) devient alors :

$$V(t) = A_0 (1 + m_{AM} \cos \omega_m t) \cos(\omega_0 t + m_{FM} \sin \omega_m t) \quad (IV - 4)$$

Représentation spectrale.

La décomposition en série de Fourier de (IV-4) donne :

$$V(t) = A_0 \left[J_0(m_{FM}) \cos \omega_0 t + J_1(m_{FM}) \left(\cos(\omega_0 + \omega_m)t - \dots \right. \right. \\ \left. \left. \dots - \cos(\omega_0 - \omega_m)t \right) \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{m_{AM}}{2} \left(\cos(\omega_0 + \omega_m)t + \cos(\omega_0 - \omega_m)t \right) \right] \quad (IV - 5)$$

L'indice de modulation de fréquence étant très faible*

$$J_0(m_{FM}) \approx 1$$

$$J_1(m_{FM}) \approx \frac{m_{FM}}{2}$$

La représentation spectrale de $V(t)$ comprend en plus de la raie porteuse deux raies centrées sur $\omega_0 - \omega_m$ et $\omega_0 + \omega_m$.

* Ceci n'est pas valable pour ω_m faible.

En général, l'intensité spectrale de $v(t)$ est continue. Il en sera de même pour le spectre de bruit de l'oscillateur. Son allure est représentée fig. IV - 1.

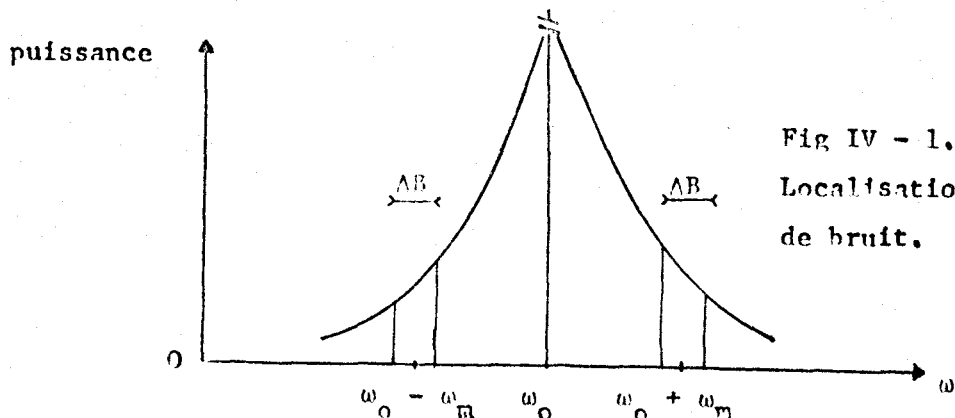


Fig IV - 1. Spectre de puissance ; Localisation des bandes latérales de bruit.

Ce spectre est alors caractérisé par la puissance de bruit P_b contenue dans deux bandes latérales de largeur ΔB , symétriques par rapport à la fréquence d'oscillation et centrées sur $\omega_0 + \omega_m$ et $\omega_0 - \omega_m$. Cette puissance de bruit résulte de deux contributions liées à la modulation d'amplitude et de fréquence. On a :

$$P_b(\omega_m, \Delta B) = P_{AM}(\omega_m, \Delta B) + P_{FM}(\omega_m, \Delta B) \quad (IV - 6)$$

où

$$P_{AM} = 1/2 \left(\frac{m_{AM}}{2}\right)^2 = \frac{k^2_{AM}}{4} w(f_m) \Delta B \quad (IV - 7)$$

$$P_{FM} = 1/2 \left(\frac{m_{FM}}{2}\right)^2 = \frac{k^2_{FM}}{4\omega_m^2} w(f_m) \Delta B \quad (IV - 8)$$

Remarquons que si l'on considère uniquement un processus de modulation d'amplitude et de fréquence, la contribution du bruit de modulation de fréquence est souvent négligeable devant celle du bruit de modulation d'amplitude loin de la porteuse.

IV . 1 . 1 . Caractérisation du bruit de modulation d'amplitude.

Il est possible à partir d'une simple diode détectrice d'observer directement les variations de l'amplitude d'une onde hyperfréquence. Le cristal présente généralement une loi quadratique et les propriétés du détecteur sont caractérisées par sa sensibilité tangentielle S , qui se définit comme le rapport de la variation de la tension continue ΔV_m et de la variation de la puissance d'entrée ΔP .

$$S = \left(\frac{\Delta V_{rms}}{\Delta P} \right)_{P=P_0} \quad (IV - 9)$$

La variation crête à crête de la puissance d'entrée d'une onde modulée en amplitude est :

$$\Delta P = 4 m_{AM} P_0 \quad (IV - 10)$$

La variation de tension rms détectée est alors :

$$2\sqrt{2} \Delta V_{rms} = S \Delta P \quad (IV - 11)$$

On calcule le rapport puissance de bruit de modulation d'amplitude dans deux bandes latérales de largeur ΔB sur puissance de la porteuse à l'aide des équations (IV - 10), (IV - 11) et (IV - 7).

$$\frac{P_{AM}}{P_0} (\Delta B) = \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta V_{rms}}{S P_0} \right)^2 \quad (IV - 12)$$

IV - 1 - 2 - Caractérisation du bruit de modulation de fréquence.

La pulsation instantanée s'écrit :

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \omega_0 + m_{FM} \omega_m \cos \omega_m t \quad (IV - 13)$$

La déviation crête de fréquence s'écrit :

$$\Delta f_{crête} = \sqrt{2} \Delta f_{rms} = m_{FM} f_m$$

$$\overline{\Delta f_{rms}^2} = k_{FM}^2 w(f_m) \Delta B \quad (IV - 14^*)$$

On calcule le rapport puissance de bruit de modulation de fréquence dans deux bandes latérales de largeur ΔB , sur puissance de la porteuse à l'aide des équations (IV - 14) et (IV - 8).

* On remarque que Δf_{rms} est proportionnel à $\sqrt{\Delta B}$.

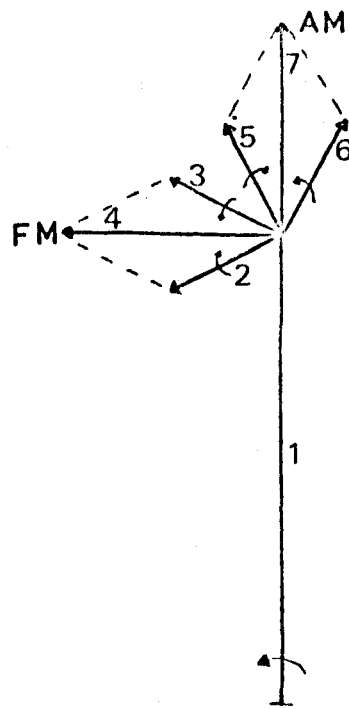


Fig. IV - 2 - a :
Diagramme vectoriel initial.

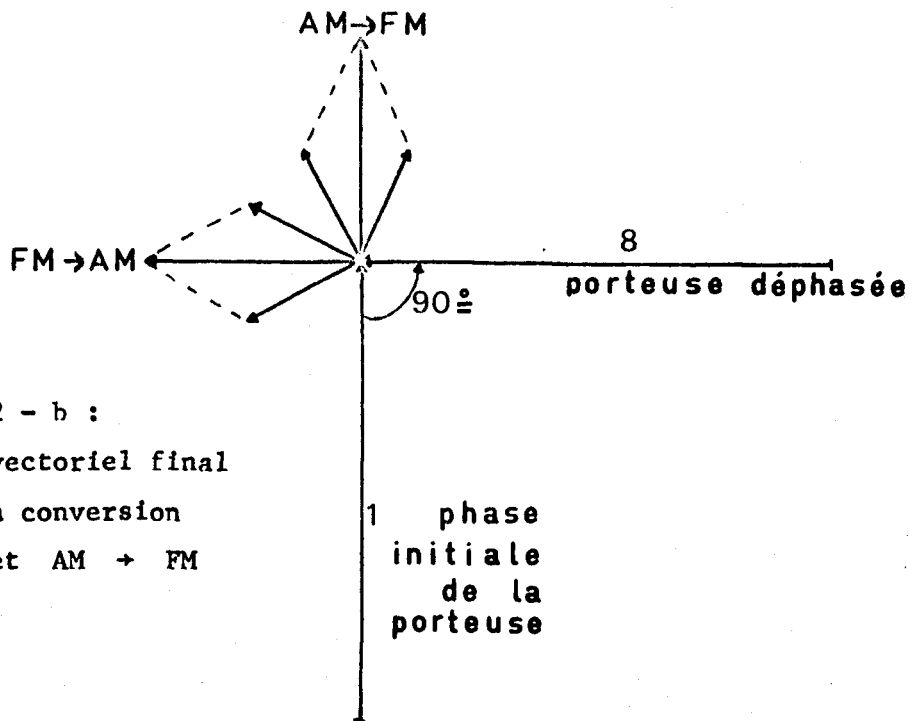


Fig. IV - 2 - b :
diagramme vectoriel final
montrant la conversion
FM → AM et AM → FM

- 1 porteuse, vecteur tournant à ω_0
- 2 et 3 vecteurs tournant respectivement à $-\omega_m$ et $+\omega_m$ qui donnent la contribution du bruit de modulation d'amplitude des deux bandes latérales
- 4 vecteur résultant donnant le bruit de modulation d'amplitude
- 5 et 6 vecteurs tournant respectivement à $-\omega_m$ et $+\omega_m$ qui donnent la contribution du bruit de modulation de fréquence des deux bandes latérales
- 7 vecteur résultant donnant le bruit de modulation de fréquence
- 8 porteuse déphasée de 90°

$$\frac{P_{FM}}{P_o} (\Delta B) = \frac{\Delta f_{rms}^2}{f_m^2} \quad (IV - 15)$$

La mesure du bruit de modulation de fréquence nécessite un dispositif qui convertit la variation de fréquence en variation d'amplitude. On peut donc utiliser en pratique un discriminateur hyperfréquence, réalisé très simplement à l'aide d'une cavité en absorption par exemple. Le point de fonctionnement est choisi dans la partie linéaire au dessus ou en dessous de la fréquence d'absorption. La diode détectrice sera alors sensible au bruit de modulation de fréquence transformé en bruit de modulation d'amplitude par le discriminateur et au bruit de modulation d'amplitude propre à l'oscillateur. La mesure ne sera valable que si la pente du discriminateur est suffisante pour pouvoir négliger le bruit de modulation d'amplitude par rapport au bruit de modulation de fréquence.

On peut également utiliser un système qui permet de changer la phase de la porteuse de quatre vingt dix degrés par rapport aux composantes de bruit en quadrature. La fig. IV - 2 montre, à l'aide d'un diagramme vectoriel que pour un déphasage de quatre vingt dix degrés de la porteuse, le bruit de modulation de fréquence est converti en modulation d'amplitude tandis que le bruit de modulation d'amplitude est converti en bruit de modulation de fréquence. C'est ce système que nous avons employé. Nous l'expliquons plus en détail dans le paragraphe suivant.

IV - 2 - Description du banc de mesure.

Le schéma complet du banc de mesure est représenté fig. (IV - 3a). Le principe est identique à celui des dispositifs proposés par Ashley (26) et Ondria (27).

IV - 2 - 1 - Mesure du bruit de modulation d'amplitude.

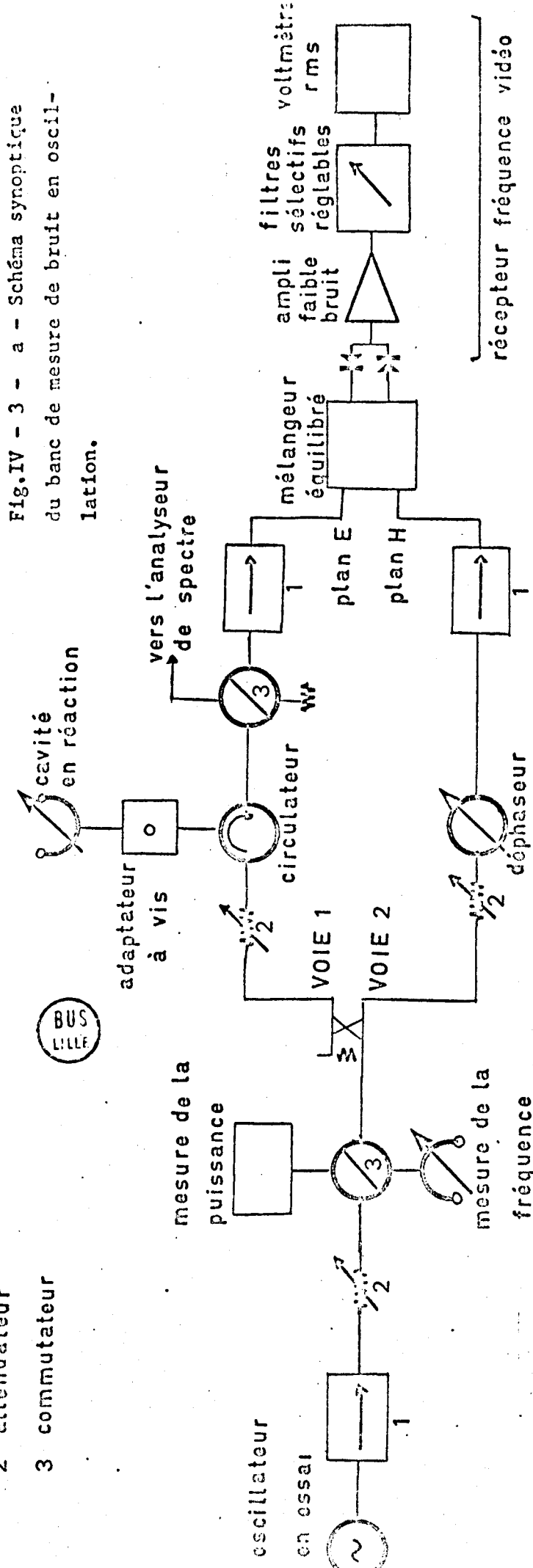
La mesure du bruit de modulation d'amplitude ne nécessite que l'emploi de la voie 1, le plan E du mélangeur équilibré étant fermé sur une charge adaptée.

Si les cristaux détecteurs sélectionnés par ailleurs pour qu'ils soient les plus identiques possibles sont placés comme indiqué fig. (IV-3a), le mélangeur est dans la position équilibrée et on obtient alors le bruit du système (v_2).

1 isolateur

2 atténuateur

3 commutateur



récepteur fréquence vidéo

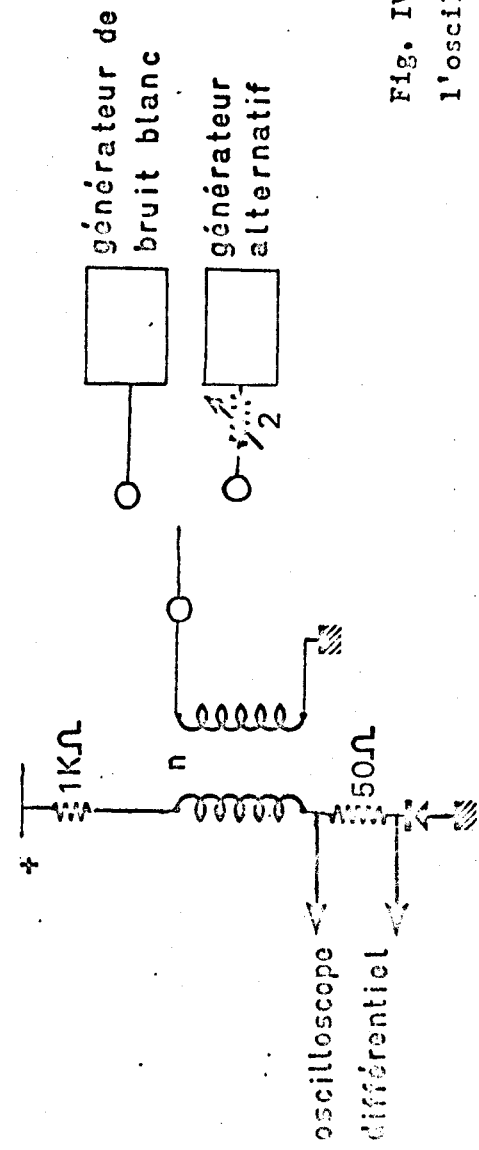


Fig. IV - 3 - b - Circuit d'alimentation de l'oscillateur IMPATT.

Si une des diodes est inversée, le mélangeur détecte alors le bruit de modulation d'amplitude du signal testé en même temps que le bruit du système (v_1). On peut en déduire alors la tension due au bruit de modulation d'amplitude :

$$\Delta v_{\text{rms}} = \sqrt{v_1^2 - v_2^2} \quad (\text{IV} - 16)$$

Connaissant la sensibilité tangentielle des détecteurs, on en déduit le rapport : puissance de bruit de modulation d'amplitude dans les deux bandes latérales de largeur ΔB sur puissance de la porteuse. (équation IV - 12).

IV - 2 - 2 - Mesure du bruit de modulation de fréquence.

La mesure du bruit de modulation de fréquence nécessite l'emploi des deux voies. Le plan E du mélangeur étant fermé tout d'abord sur une charge adaptée, on apprécie le degré de suppression du bruit de modulation d'amplitude (seule la voie 1 est utilisée). La tension vidéo est alors égale à v_2 . On règle alors la cavité afin que sa fréquence de résonance soit égale à la fréquence de la porteuse. L'adaptateur à vis permet de régler le coefficient de couplage de la cavité pour une bonne suppression de la porteuse. Le signal issu du filtre de suppression est alors constitué uniquement des bandes latérales de bruit et est introduit dans le plan E du mélangeur.

Le déphaseur est alors réglé pour obtenir un maximum de signal à la fréquence vidéo considérée f_m . Ce maximum correspond à un déphasage des bandes latérales de bruit de quatre vingt dix degrés par rapport à la porteuse. Le signal vidéo est ainsi directement proportionnel à Δf dans la mesure où la tension correspondant au bruit de modulation de fréquence est grande devant v_2 . Il reste alors à étalonner l'ensemble du dispositif.

Un oscillateur à diode à avalanche ⁽²⁸⁾ ou un klystron peut être modulé linéairement en fréquence; cet étalonnage peut se faire de la manière suivante. L'oscillateur testé est modulé en fréquence par un signal vidéo de fréquence f_m .

L'amplitude de la $n^{\text{ème}}$ raie du spectre de modulation de fréquence, observable sur un analyseur de spectre est alors proportionnel à la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n , $J_n(m)$, où m est l'indice de modulation de fréquence.

L'amplitude du signal modulant vidéo est alors augmentée jusqu'à observer l'annulation de la raie porteuse du spectre de modulation de fréquence ($J_0(m) = 0$). Ceci correspond à un indice de modulation $m = 2,405$. La déviation crête de fréquence est alors : $\Delta f_c = 2,405 f_m$. A partir de ce réglage, il est alors possible de calibrer le récepteur directement en Δf_{rms} en atténuant la tension de modulation de quantités connues.

Nous avons préféré étalonner le dispositif d'une manière, légèrement différente de celle décrite précédemment. L'oscillateur à étudier étant en fonctionnement, on obtient un signal détecté de niveau S sur le récepteur. On module alors le courant d'alimentation par un bruit blanc (fig IV - 3b) et l'on règle l'amplitude du signal de modulation pour obtenir un niveau de sortie supérieur de 3 db au niveau S précédent. On ajoute donc par cette méthode un bruit de modulation de fréquence égal au bruit propre de l'oscillateur. Connaissant le rapport de transformation du transformateur n en mA/V, la sensibilité de la modulabilité en fréquence de l'oscillateur K en Hz / mA, la tension de bruit rms nécessaire V_{rms} et la bande B du générateur de bruit utilisé, on en déduit la déviation de fréquence rms de l'oscillateur à étudier.

$$\Delta f_{rms} (100 \text{ Hz}) = V_{rms} n K \sqrt{\frac{100}{B}} \quad (\text{IV} - 15)$$

(en Hz)

Cette dernière procédure, qui à notre connaissance n'a jamais été utilisée, permet une calibration rapide et souple, pour tout point de fonctionnement, et ne nécessite pas la connaissance exacte de la bande passante du récepteur vidéo utilisé.

CHAPITRE . V .

BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE D'UN OSCILLATEUR A AVALANCHE ET A

TEMPS DE TRANSIT.

La théorie générale du bruit en oscillation dans les dispositifs actifs à l'état solide, a été développée depuis quelques années. Nous pouvons citer en particulier les travaux effectués par Edson ⁽²⁹⁾ qui considère le bruit associé à l'oscillateur comme résultant d'une amplification sélective du bruit hyperfréquence produit par l'élément actif. Cette théorie a été reprise par Vlaardingerbroek ⁽⁴⁾ pour les diodes à avalanche, à l'aide du modèle de Read. Les résultats reportés ne sont valables que pour des puissances en oscillation suffisamment faibles. La théorie générale du bruit en oscillation dans les diodes à avalanche reste encore à faire. La complexité du problème rend indispensable l'utilisation d'un ordinateur et nous nous proposons de l'entreprendre dans un prochain travail. Nous nous limiterons ici à la description qualitative des différents mécanismes qui contribuent au bruit d'un oscillateur à avalanche.

Nous devons distinguer :

- le bruit intrinsèque généré au voisinage de la fréquence d'oscillation,
- le bruit basse fréquence présent dans le circuit d'alimentation.

Le bruit de modulation de fréquence et d'amplitude présenté par l'oscillateur est la résultante du bruit intrinsèque hyperfréquence et du bruit basse fréquence converti. La conversion de ce bruit basse fréquence en bruit hyperfréquence résulte d'un processus de modulation en amplitude et en fréquence de l'oscillation par les fluctuations basses fréquences du courant et de la tension continus.

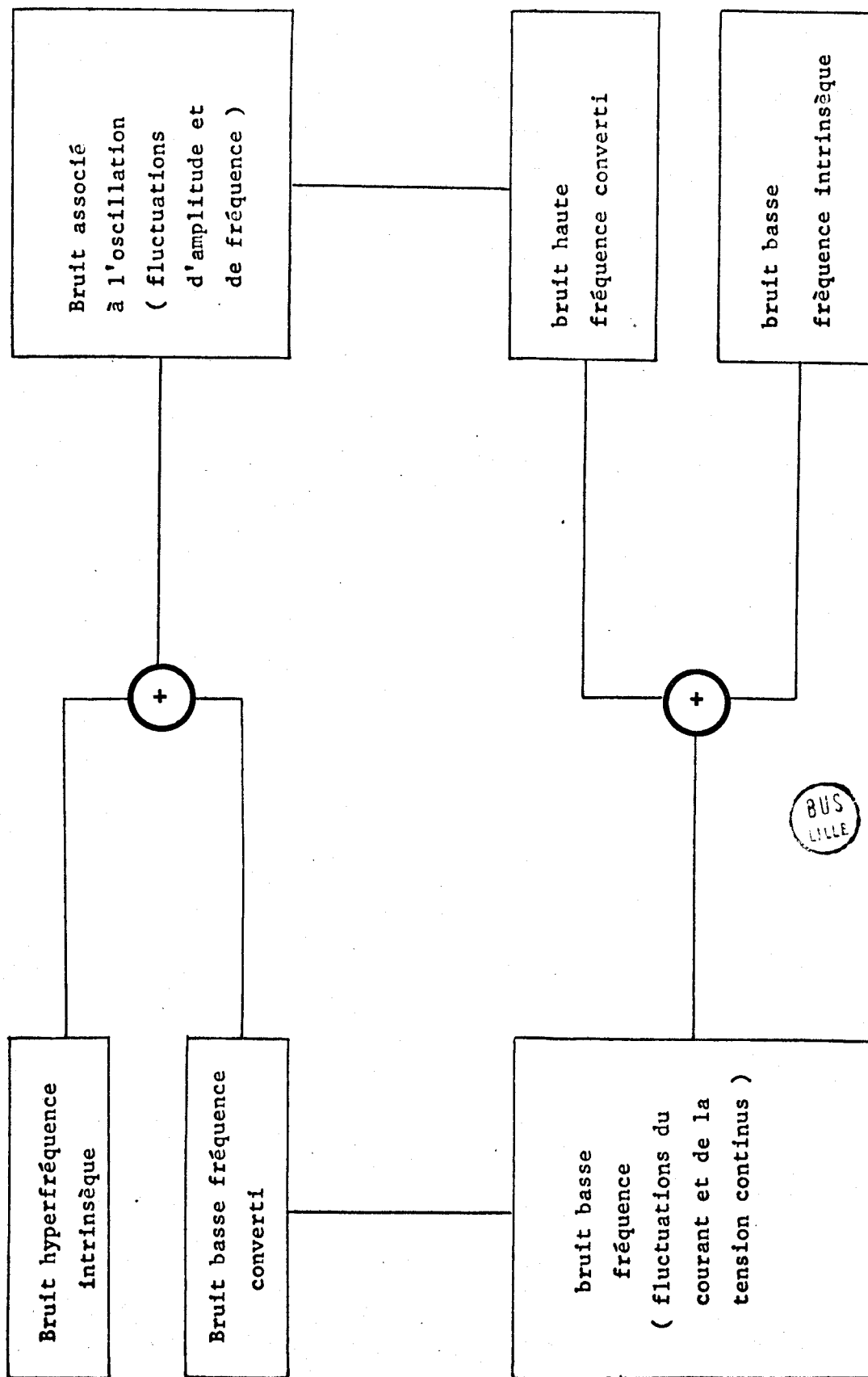


Fig. V - 1 - Modèle décrivant les interactions BF - HF dans un oscillateur IMPATT.

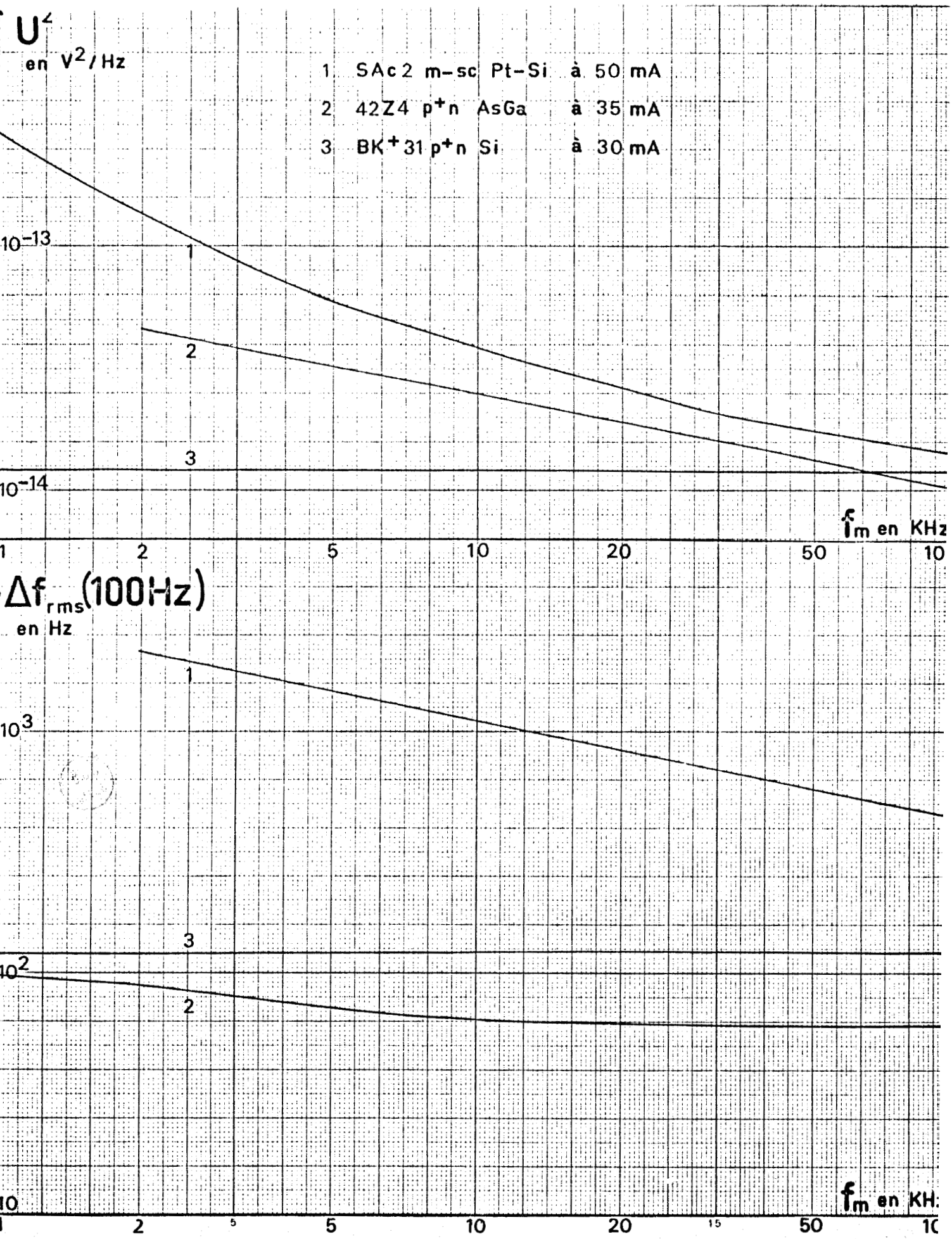


Fig. V - 2 - Générateur de tension de bruit et bruit de modulation de fréquence en fonction de la fréquence de mesure.

Le bruit basse fréquence présent dans le circuit d'alimentation est la résultante du bruit généré à ces fréquences par la diode elle-même, et du bruit hyperfréquence converti par un processus de démodulation *.

Le système bouclé formé par la diode en oscillation a été schématisé fig. V . 1.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire les observations qui confirment la validité de ce modèle puis, nous nous intéresserons à l'étude expérimentale du bruit de modulation de fréquence présenté par un oscillateur IMPATT en fonction des différents paramètres caractérisant la structure hyperfréquence utilisée : coefficient de qualité, charge et puissance.

V - 1 - Justification expérimentale des couplages BF-HF et HF-BF.

Nous présentons fig V - 2 l'évolution du bruit de modulation de fréquence en fonction de la fréquence de modulation f_m , observée pour des oscillateurs IMPATT de structures suivantes : jonctions p^+n au Silicium et à l'Arséniure de Gallium et barrière métal-semiconducteur au Silicium. Nous représentons sur la même figure le spectre de bruit basse fréquence du générateur de tension en circuit ouvert présenté en régime linéaire.

Nous pouvons remarquer que les allures sont semblables. Ce résultat est tout à fait général et l'on observe que le spectre de bruit de modulation de fréquence d'une jonction p^+n au Silicium est blanc, tandis que pour les autres échantillons (barrières AsGa ou Si et souvent jonctions AsGa) il est en $1 / f^\alpha$.

Dans ces conditions, il semble bien qu'il existe un processus de conversion du bruit basse fréquence en bruit de modulation de fréquence. Nous avons d'ailleurs pu confirmer expérimentalement l'existence de cette conversion en déterminant la fonction de corrélation entre le bruit de modulation de fréquence $\Delta f (t)$ et la tension de bruit basse fréquence $u (t)$.

$$\text{Soit } C_{\Delta f, u}(\tau) = \frac{\Delta f(t) u(t + \tau)}{\Delta f(t) u(t)}$$

* La caractéristique de la diode est fortement non linéaire et la tension de polarisation dépend très sensiblement de l'amplitude de la tension hyperfréquence présente aux bornes de la diode (30).

Il suffit dans ce but d'enregistrer tout d'abord les fonctions d'auto-corrélation du bruit de modulation de fréquence et de la tension de bruit basse fréquence aux bornes de la diode oscillatrice soit respectivement $C_{\Delta f, \Delta f}(\tau)$ et $C_{u, u}(\tau)$.

La fonction d'autocorrélation est égale à l'unité pour $\tau = 0$. On enregistre ensuite $C_{\Delta f, u}$. On obtient le facteur de corrélation par la relation :

$$c = \frac{C_{\Delta f, u}}{C_{\Delta f, \Delta f}(0) \cdot C_{uu}(0)}$$

On constate ainsi que pour des puissances de quelques milliwatts la corrélation est de l'ordre de quelques % et pour des puissances de quelques dizaines de milliwatts, de l'ordre de 10 %.

Par ailleurs, on observe expérimentalement un bruit basse fréquence beaucoup plus important dans le circuit d'alimentation lorsque la diode est proche de la saturation en puissance, c'est à dire qu'elle délivre son maximum de puissance hyperfréquence. Ce phénomène nous montre l'existence d'un processus de conversion bruit hyperfréquence-bruit basse fréquence et confirme la validité du modèle présenté fig. V - 1.

V - 2 - Bruit de modulation de fréquence en fonction du coefficient de qualité extérieur.

Les différents échantillons testés ont été essayés dans une monture de type Iglesias représentée fig. V - 3, pour des coefficients de qualité extérieurs variant sensiblement de 30 à 200. La mesure du coefficient de qualité Q_{ext} a été obtenue à partir de la plage de synchronisation pour une puissance incidente donnée. Le principe de la mesure est décrit en détail dans le paragraphe suivant.

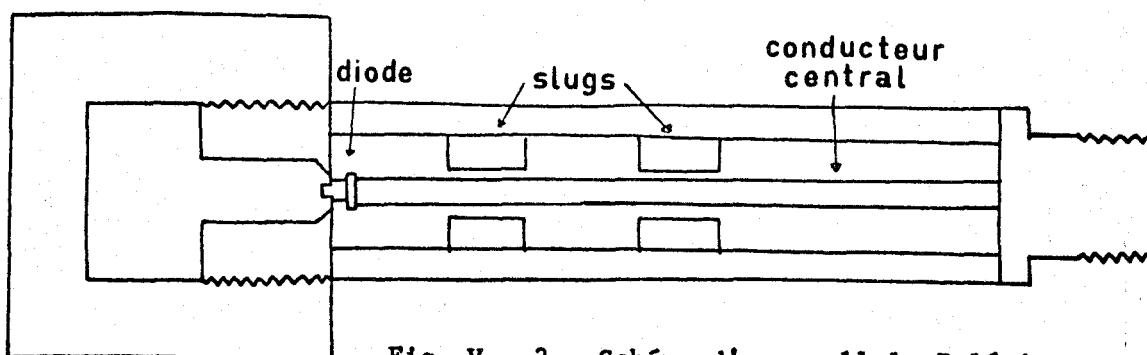


Fig. V - 3 - Schéma d'une cellule Teléfun

Nous avons rassemblé quelques résultats fig. V - 4. On peut remarquer que pour ces puissances la loi en $1/Q_{ext}$ est approximativement vérifiée pour l'échantillon 42 Z 4 (31). On constate, d'autre part que les jonctions à l'Arséniure de Gallium présentent un bruit de modulation de fréquence un peu plus faible que les jonctions au Silicium. De façon générale, ce résultat est vérifié pour une fréquence de modulation f_m assez grande. En effet, le bruit de scintillation souvent présent dans les jonctions à l'Arséniure de Gallium tend à minimiser cet avantage pour des fréquences de modulation plus basses.

Diode	Structure	F_o GHz	I_o mA	P_o mW	Q_{ext}	Δf_{rms} (100 Hz) en Hz
42 Z 4	p^+n AsGa	8,6	20	22	36	125
42 Z 4	p^+n AsGa	9	35	23	63	63
44 Z 2	p^+n AsGa	8,5	90	7	150	23
BK + 31	p^+n Si	10	30	8	50	120

Fig. V - 4

V - 3 - Bruit de modulation de fréquence en fonction de l'impédance de charge et de la puissance.

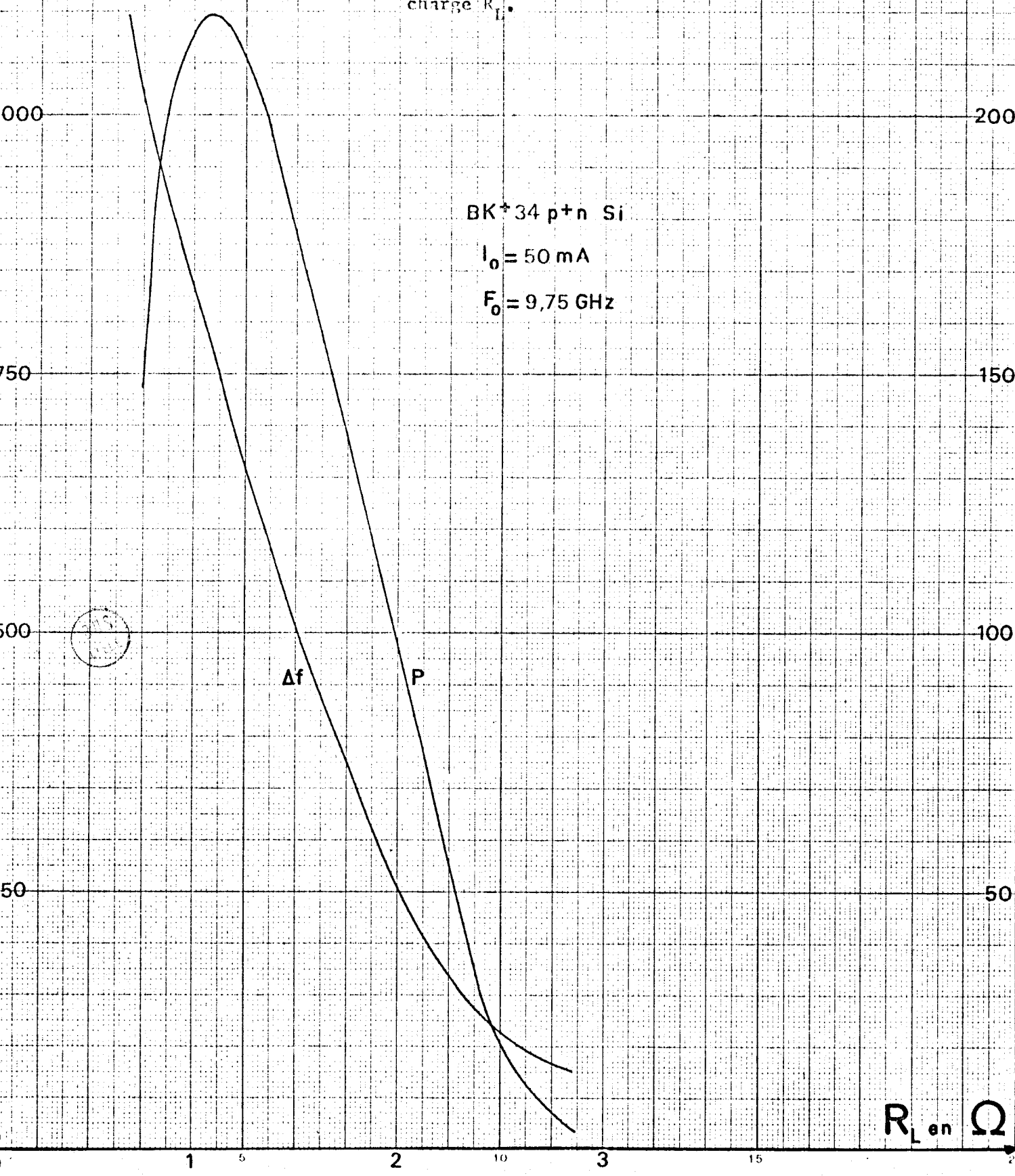
Nous avons cherché à étudier l'influence de l'impédance de charge sur le bruit de modulation de fréquence délivré par une diode IMPATT*. La diode testée est une jonction p^+n au Silicium optimisée pour la bande X. Elle est placée dans une monture Iglésias. On peut faire varier la valeur de l'impédance de charge en introduisant des slugs d'impédances caractéristiques différentes. Dans la plupart des cas, nous n'avons introduit qu'un seul slug dans la cellule coaxiale.

* Ce travail a été fait avec l'aide de P. M. Lebrun et nous le remercions de sa collaboration.

$\Delta f_{rms} (100\text{Hz})$
en Hz

P
en mW

Fig. V - 5 - Puissance et bruit de modulation de fréquence en fonction de la résistance de charge R_L .



L'impédance ramenée par le slug dans le plan de la diode a été calculée à partir de la connaissance de sa position par rapport à la diode et mesurée à l'aide de l'analyseur de réseaux Hewlett Packard. La différence relative entre les valeurs calculées et expérimentales n'excède pas 15 %.

La première série de manipulation consiste à faire varier la résistance de charge R_L en introduisant successivement des slugs d'impédances caractéristiques différentes. Etant donné un courant continu I_0 polarisant la diode testée, on règle la position du slug pour trouver la même fréquence d'oscillation f_0 et on mesure la puissance P et la déviation de fréquence rms, Δf_{rms} ($f_m = 20$ KHz).

Nous donnons fig. V - 5, les variations de la puissance et du bruit de modulation de fréquence en fonction de la résistance de charge pour un courant I_0 de 50 mA et une fréquence de 9,75 GHz^{*}.

On peut remarquer que la décroissance de la résistance de charge correspond à un accroissement rapide de la puissance. On arrive très rapidement à une saturation de la puissance (ici $R_L \approx 1\Omega$), puis à sa décroissance. Par ailleurs, le bruit de modulation de fréquence croît très rapidement, quand R_L décroît et continue de croître après la saturation en puissance. Lorsque l'on observe l'oscillation à l'aide d'un analyseur de spectre, on peut remarquer sa détérioration et l'augmentation du bruit dans le circuit basse fréquence pour des charges voisines et inférieures à celle donnant la saturation. Remarquons que dans ces conditions, les effets non linéaires et donc les couplages décrits précédemment sont les plus importants. Ce résultat obtenu nous paraît fondamental. En effet, on ne peut travailler dans les conditions correspondant à la puissance maximale si l'on veut conserver un bruit de modulation de fréquence suffisamment faible. Cowley et al (32) ont d'ailleurs obtenu récemment des résultats semblables.

La seconde série de manipulations consiste à faire varier le courant continu pour différentes valeurs de la résistance de charge. On mesure alors la puissance et le bruit de modulation de fréquence, à fréquence constante^{**}, en fonction du courant de polarisation.

* En réalité, nous avons fait les mesures pour trois fréquences : 8,5, 9,2 et 9,75 GHz. Nous ne donnons ici que les résultats relatifs à une fréquence. Les autres présentent une évolution identique mais sont moins complets.

** La fréquence peut être considérée comme constante, la variation relative avec le courant n'excède pas 1 %;

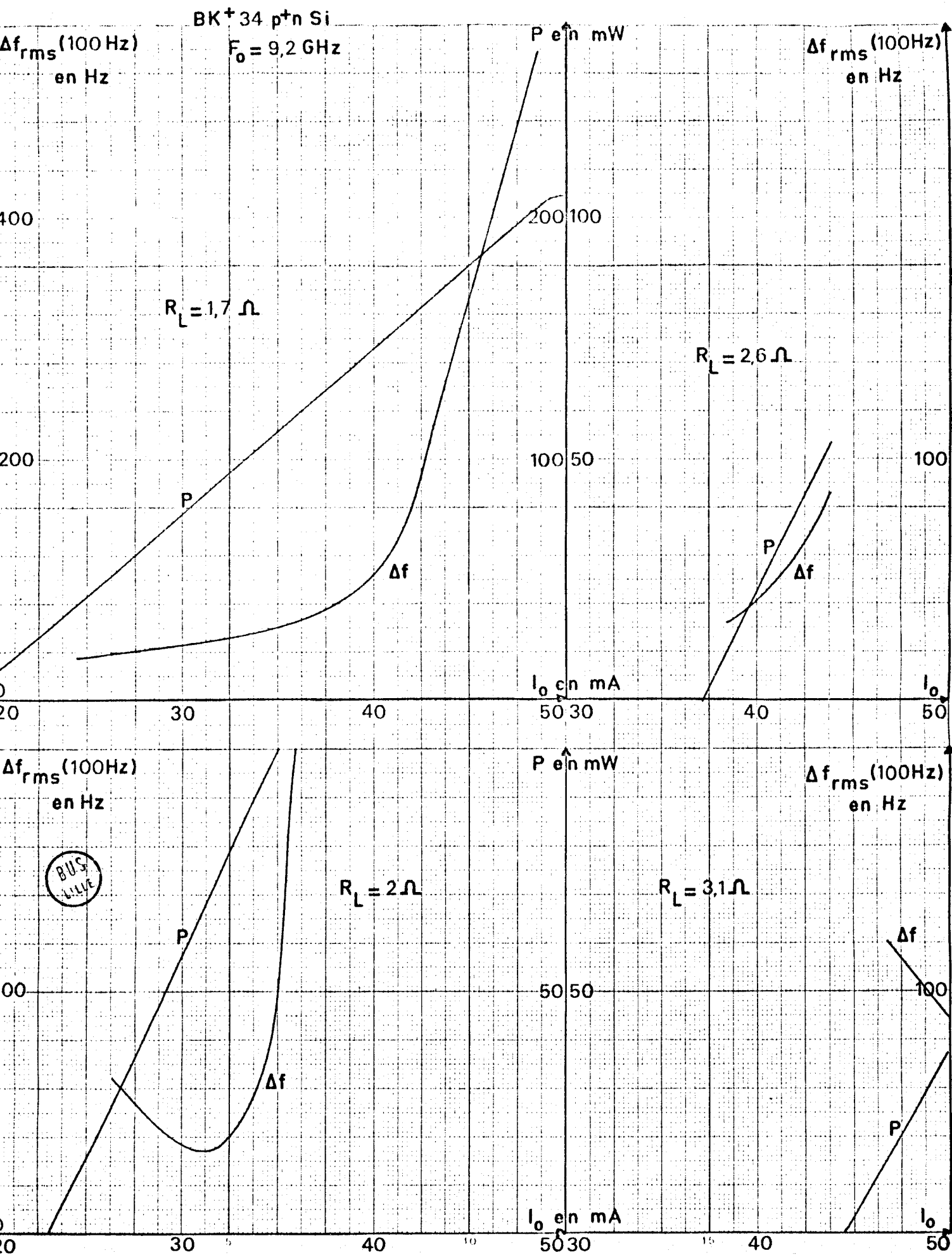


Fig V - 6 - Puissance et bruit de modulation de fréquence en fonction du courant de polarisation pour différentes impédances de charges.

Nous présentons les résultats fig. V - 6. La fréquence d'oscillation est de 9,2 GHz. La fig V - 6 donne les variations de la puissance en fonction du courant continu pour des résistances de charges de 1,7, 2, 2,6 et 3,1 Ω . Les courbes relatives aux résistances de charge égales à 2 et 2,6 Ω s'arrêtent respectivement à des courants de 36 et 44 mA. Au delà de ces courants, il se produit un saut de fréquence important qui provoque une rupture de la courbe de puissance et un bruit très élevé. Cet effet semble lié au circuit de charge (33) qui doit provoquer pour ces courants, une instabilité de l'oscillation. Les résultats ne sont donc pas exploitables dans ce cas. La fig. V - 6 donne également les variations du bruit de modulation de fréquence en fonction du courant continu pour ces mêmes charges. On peut remarquer que le courant de départ de l'oscillation (I_{start}) est proportionnel à la résistance de charge et que la puissance obtenue à même courant est plus faible pour une résistance de charge plus grande (34) . D'autre part, le minimum de bruit de modulation de fréquence obtenu est de l'ordre de 40 Hz. Ce bruit augmente très rapidement à partir d'un certain courant pour lequel les effets non linéaires deviennent prépondérants. Pour des charges élevées (3,1 Ω), le bruit est plus important, même à faible puissance.

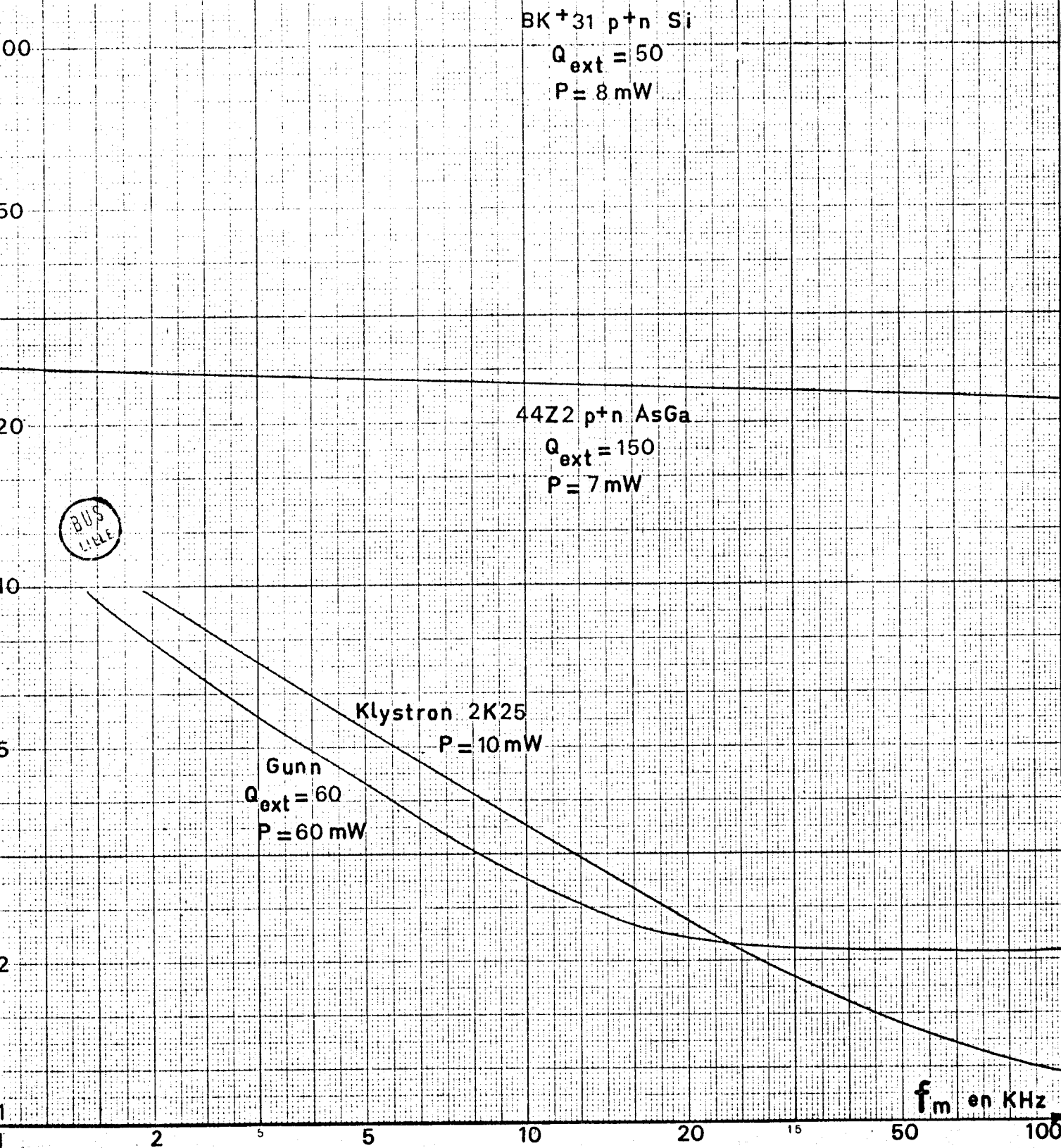
En résumé, si l'on recherche la meilleure performance il faut travailler avec des résistances de charge légèrement supérieures à celle qui donne la saturation en puissance et à des courants suffisamment faibles, par exemple : $R_L = 1,7 \Omega$, $I_0 = 40 \text{ mA}$, $P_0 = 150 \text{ mW}$, $\Delta f_{\text{rms}} (100 \text{ Hz}) = 90 \text{ Hz}$.

V - 4 - Comparaison avec d'autres oscillateurs.

Nous avons rassemblé fig. V - 7 quelques résultats caractéristiques du bruit de modulation de fréquence pour différents types de sources hyperfréquences : diodes IMPATT Si et AsGa, diode Gunn (35) et klystron 2 K 25. On constate que les diodes IMPATT sont généralement les plus bruyantes pour des fréquences de modulation de l'ordre de 100 KHz. La diode Gunn et le klystron donnent un bruit au moins dix fois moindre. Ce niveau de bruit élevé limite l'étendue des applications des diodes IMPATT. Cependant, les performances obtenues sont susceptibles d'amélioration. Nous nous proposons dans le chapitre suivant de décrire les techniques permettant d'obtenir ce résultat.

$\Delta f_{rms} (100\text{Hz})$
en Hz

Fig. V - 7 - Bruit de modulation de fréquence pour différents types d'oscillateurs.



Remarquons cependant que pour des fréquences de modulation plus basses (< 1 KHz) le bruit présenté par les oscillateurs à diodes Gunn et les klystrons devient du même ordre que celui présenté par les diodes IMPATT *.

* Des mesures effectuées en collaboration avec le Laboratoire de l'Horloge Atomique de Besançon, dirigé par Mr le Professeur Übersfeld ont permis de démontrer que les jonctions au Silicium présentent aux fréquences de modulation inférieures au KHz un inférieur à celui d'un klystron.

C H A P I T R E . V I .

AMELIORATION DU BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE PRESENTE PAR UN OSCILLATEUR IMPATT.

BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE EN MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE.

VI - 1 . Améliorations du bruit de modulation de fréquence présenté par un oscillateur IMPATT.

Les résultats obtenus précédemment montre qu'un oscillateur de type IMPATT est plus bruyant qu'un klystron et qu'un oscillateur de type Gunn. La présence d'un bruit de modulation de fréquence élevé entraîne une limitation des applications de ce type d'oscillateur dans les différents systèmes hyperfréquences. Il est cependant possible d'améliorer les performances de bruit en utilisant l'un des deux procédés suivants :

- utilisation d'une cavité de coefficient de qualité élevé, couplée à la cavité de l'oscillateur primaire (36) .
- synchronisation en phase de l'oscillateur IMPATT par une source hyperfréquence de faible puissance et de faible bruit.

Nous nous sommes particulièrement intéressés dans notre travail à la seconde solution. La première nécessite en effet la construction ou l'achat, fort onéreux, d'une cavité de très hautes performances. Nous allons successivement envisager, dans cette étude, la synchronisation en phase d'un oscillateur IMPATT par une source de fréquence voisine, puis par une source de fréquence sous-harmonique.

VI - 1 - 1 - Synchronisation en phase d'un oscillateur IMPATT par une source de fréquence voisine.

La théorie de la synchronisation en phase d'un oscillateur a été décrite par Adler (37) pour un oscillateur à triode. Nous nous limitons ici, à l'étude expérimentale de ce phénomène dans le cas d'un oscillateur IMPATT.

Le schéma synoptique d'une synchronisation en phase est représenté fig. VI - 1.

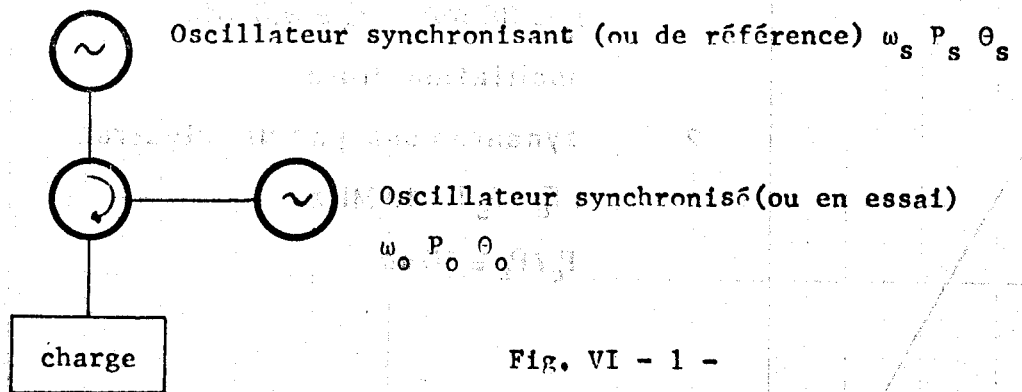


Fig. VI - 1 -

Le mélange est réalisé à l'aide d'un circulateur, au niveau de l'oscillateur en essai. L'oscillateur à synchroniser est caractérisé par une pulsation ω_o , une puissance P_o et une phase θ_o qui évolue en fonction du temps. L'oscillateur de synchronisation est également caractérisé par les mêmes grandeurs (ω_s , P_s et θ_s , respectivement) et possède de bonnes performances de bruit. Si $\omega_s \approx \omega_o$ et si $P_s \ll P_o$, la phase de l'oscillateur en essai est commandée par la phase θ_s de l'oscillateur de référence et la pulsation de l'oscillateur à synchroniser, qui était égale à ω_o , se cale sur la pulsation du synchronisant ω_s .

La plage de fréquence où l'oscillateur en essai est synchronisé* est donnée par la théorie de Adler (37) et s'écrit :

$$\Delta f_s = \frac{f_o}{Q_{ext}} \sqrt{\frac{P_o}{P_s}} \quad (VI - 1)$$

Par ailleurs, le spectre du bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur synchronisé $\Delta f_T(\omega_m, B)$ peut se calculer à partir de la théorie et s'écrit pour $\omega_o = \omega_s$,

$$\overline{\Delta f_T^2}(\omega_m, B) = \overline{\Delta f_o^2}(\omega_m, B) S_1(\omega_m) + \overline{\Delta f_s^2}(\omega_m, B) S_2(\omega_m)$$

* Δf_s est la plage de fréquence où ω_o est calé sur ω_s .

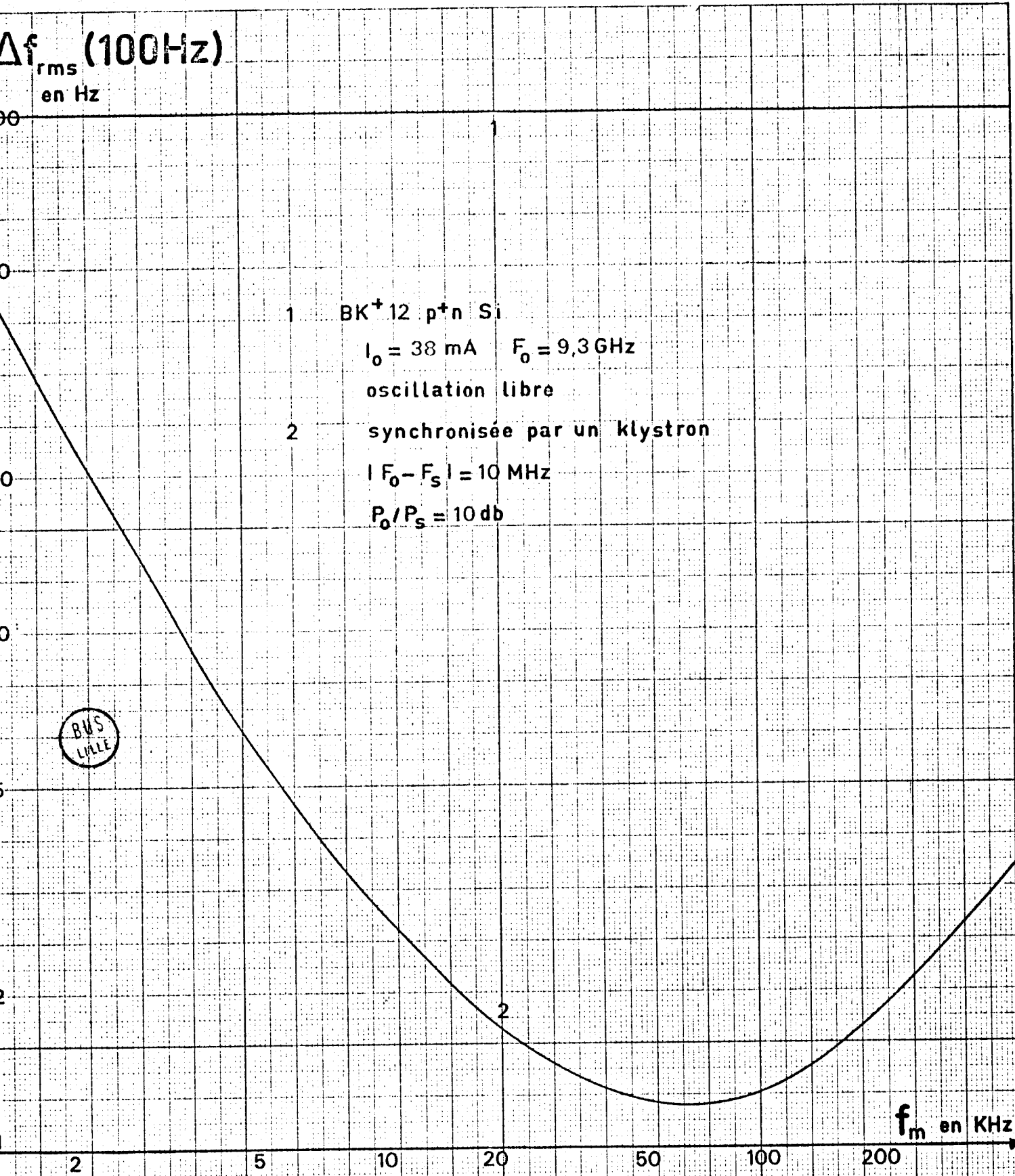


Fig. VI - 2 - Bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur IMPATT synchronisé par un klystron de fréquence voisine.

Δf_o^2 est le bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur à synchroniser.

Δf_s^2 est le bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur synchronisant.

Dans un travail précédent, (10) nous avons calculé l'amélioration du bruit de modulation de fréquence qui en résulte pour l'oscillateur en essai. Le calcul a été effectué à partir de la théorie de Kurokawa (38) pour $\omega_o = \omega_s$ et, pour $\omega_o = \omega_s$, nous avons retrouvé les facteurs de suppression S_1 et S_2 définis par Hines (39).

$S_1(\omega_m)$ et $S_2(\omega_m)$ s'écrivent

$$S_1(\omega_m) = \frac{1}{1 + \frac{\omega_o^2}{\omega_m^2} \frac{I}{Q^2 \text{ext}} \frac{P}{P_o} \frac{S}{P_s}}$$

$$S_2(\omega_m) = \frac{1}{1 + \frac{\omega_m^2}{\omega_o^2} Q^2 \text{ext} \frac{P}{P_s}}$$

A partir des expressions de $S_1(\omega_m)$ et de $S_2(\omega_m)$, on se rend compte très facilement que pour des fréquences de modulation basses, le spectre du bruit de modulation de fréquence correspond à celui de l'oscillateur de synchronisation, tandis que pour des fréquences de modulation élevées, on retrouve le spectre de l'oscillateur que l'on synchronise.

Pour les fréquences de modulation comprises entre ces deux limites, le bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur à synchroniser est amélioré.

Nous avons vérifié ces effets expérimentalement et dans ce but, nous avons utilisé un klystron de type 2 K 25 comme oscillateur de référence. Les résultats sont représentés sur la fig. VI - 2. Nous donnons le spectre de bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur IMPATT en oscillation libre et le spectre de l'oscillateur IMPATT synchronisé par le klystron.

L'amélioration constatée sur la déviation de fréquence rms est de l'ordre de 100 pour des fréquences de modulation voisines de 50 - 100 KHz. Remarquons qu'il est possible d'augmenter la bande de fréquence de modulation où l'amélioration se produit, si les fréquences des deux oscillateurs sont égales ($f_o = f_s$). On peut obtenir ainsi une meilleure performance pour des fréquences f_m allant jusqu'à 1 MHz. Dans le cas étudié ici, $|f_o - f_s| = 10\text{MHz}$ et le rapport P_o / P_s est égal à 10 db.

$\Delta f_{rms} (100\text{Hz})$
en Hz

1 BI 44 p+n Si
 $I_0 = 19\text{ mA}$ $F_0 = 9,2\text{ GHz}$ oscillation libre
2-3 synchronisée par l'harmonique 1/3
2 $|F_0 - 3F_S| = 300\text{ KHz}$ $P_0/P_S = 8,5\text{ db}$
" " " $= 6\text{ db}$

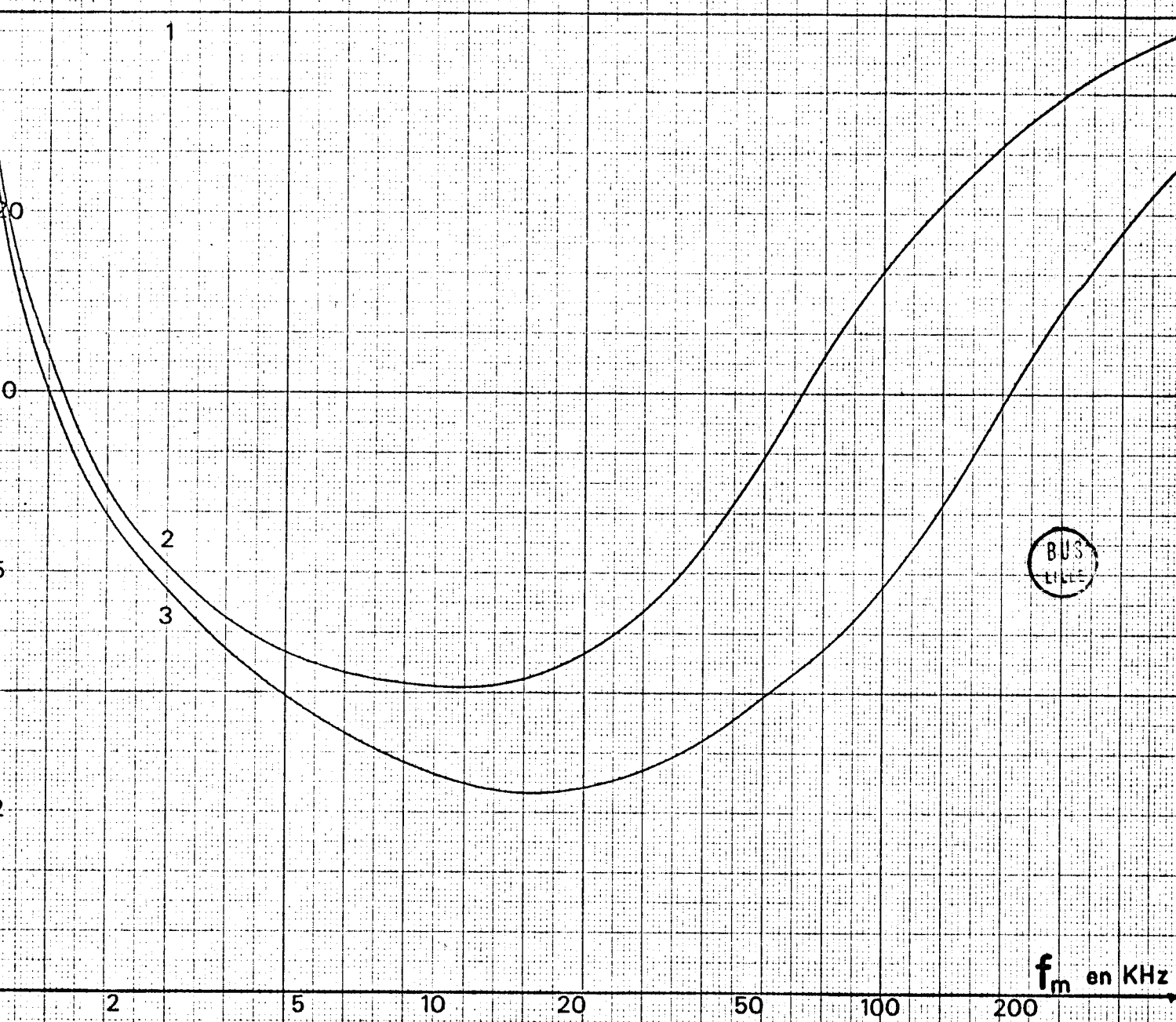


Fig VI - 3 - Bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur IMPATT synchronisé par un klystron de fréquence sous-harmonique.

Δf_{rms} (100Hz)
en Hz

- 1 BI 44 p+n Si
 $I_0 = 19 \text{ mA}$ $F_0 = 9,2 \text{ GHz}$ oscillation libre
- 2-3 synchronisée par l'harmonique 1/4
- 2 $|F_0 - 4F_S| = 300 \text{ KHz}$ $P_0/P_S = 13 \text{ db}$
- 3 " " " = 6 db

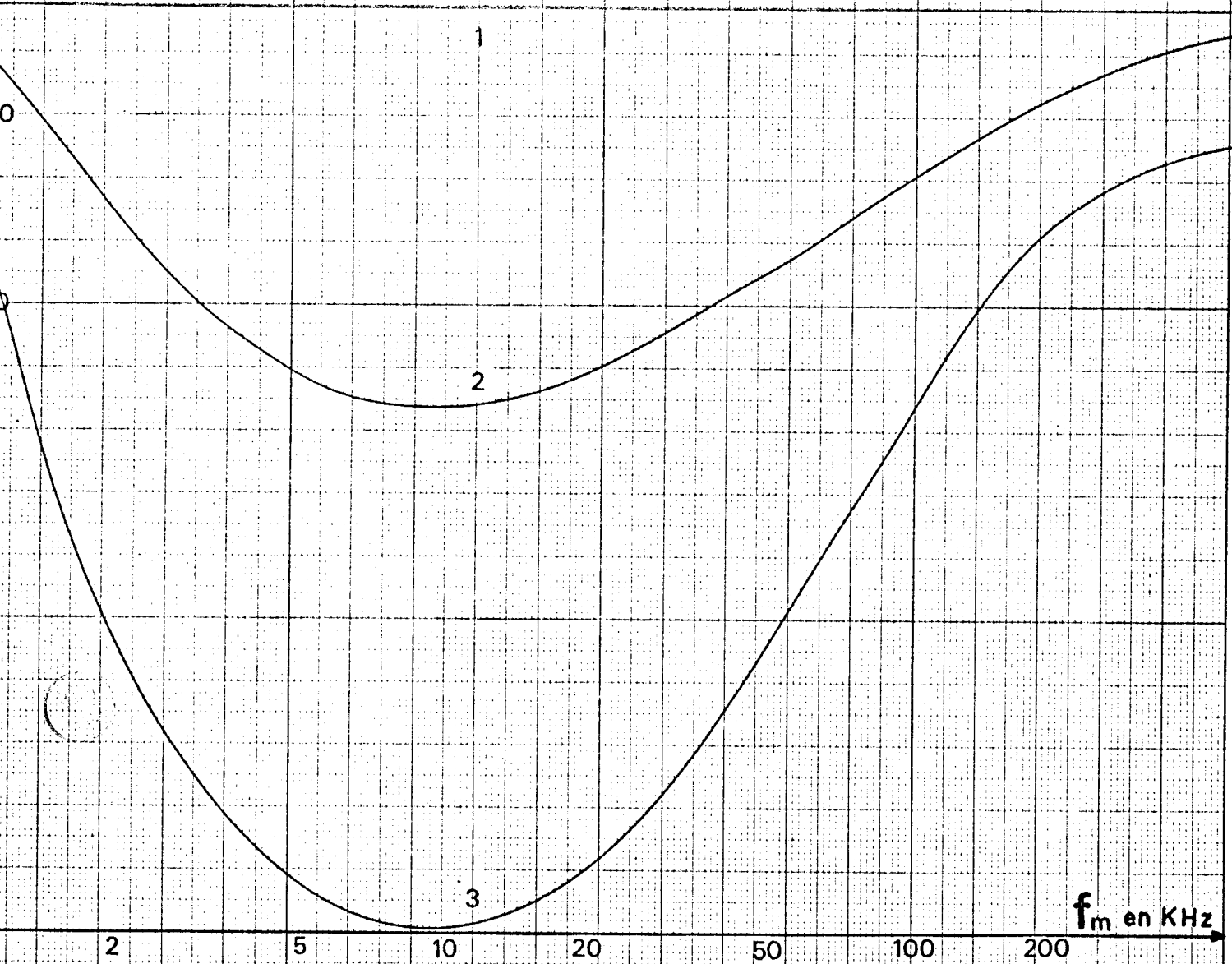


Fig. VI - 4 - Bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur IMPATT synchronisé par un klystron de fréquence sous-harmonique.

VI - 1 - 2 - Synchronisation en phase d'un oscillateur IMPATT par une source de fréquence sous-harmonique.

Il est également possible de synchroniser un oscillateur IMPATT à l'aide d'une source sous-harmonique. Les premières expériences de ce type ont été réalisées par Tager (40) et Ghien et Dalman (41), qui ont mis en évidence le rétrécissement de la largeur de la bande de synchronisation avec le rang du sous-harmonique.

Nous avons réalisé une série de manipulations identiques mais nous nous sommes intéressés en outre au spectre du bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur synchronisé (42). Nous présentons nos résultats pour des sous-harmoniques d'ordre n égaux à 3 et 4, (fig VI - 3 et VI - 4) pour différentes valeurs du rapport $(P_o)/(P_s)_{1/n}$. La source sous-harmonique de synchronisation est un klystron. Nous pouvons voir l'amélioration apportée par rapport au spectre en oscillation libre. Les phénomènes présentent le même aspect que lors d'une synchronisation par le fondamental mais, pour des rapports $(P_o)/(P_s)_{1/n}$ du même ordre de grandeur, l'amélioration est plus faible et a lieu dans une bande de fréquence de modulation beaucoup plus étroite.

Pour expliquer ces résultats, on peut supposer que le signal sous-harmonique est tout d'abord converti à la fréquence fondamentale par multiplication. Les non-linéarités de la diode sont en effet importantes. Le signal converti à la fréquence fondamentale joue le rôle de la source de synchronisation habituelle. Cependant, le taux de conversion en multiplication est généralement inférieur à l'unité et en conséquence, le rapport P_o/P_s calculé à la fréquence fondamentale est plus faible que le rapport P_o/P_s que l'on détermine expérimentalement en mesurant P_s à la fréquence sous-harmonique. On explique ainsi facilement la diminution de la bande de fréquence de modulation où l'amélioration des performances de bruit est notable (équation VI - 2).

VI - 2 - Bruit de modulation de fréquence en multiplication de fréquence, par diode à avalanche.

L'utilisation d'une diode à avalanche en tant que multiplicateur de fréquence a été proposée en 1968 par Constant et al (43). Ce mode de fonctionnement diffère du mode IMPATT, car l'impédance présentée par la diode à la fréquence d'entrée est toujours positive et elle n'est pas nécessairement négative à la fréquence de sortie en l'absence de signal sous-harmonique.

$\Delta f_{rms} (100Hz)$

en Hz

50

20

10

5

2

B07 p+n Si

$I_0 = 47 \text{ mA}$

$F_s = 9,5 \text{ GHz}$



f_m en KHz

2

5

10

20

50

100

200

Fig. VI - 5 - Bruit de modulation de fréquence d'un multiplicateur par 3 à diode à avalanche.

$\Delta f_{rms} (100\text{Hz})$
en Hz

B07 p+n Si

$I_0 = 61,5 \text{ mA}$

$F_s = 9,5 \text{ GHz}$

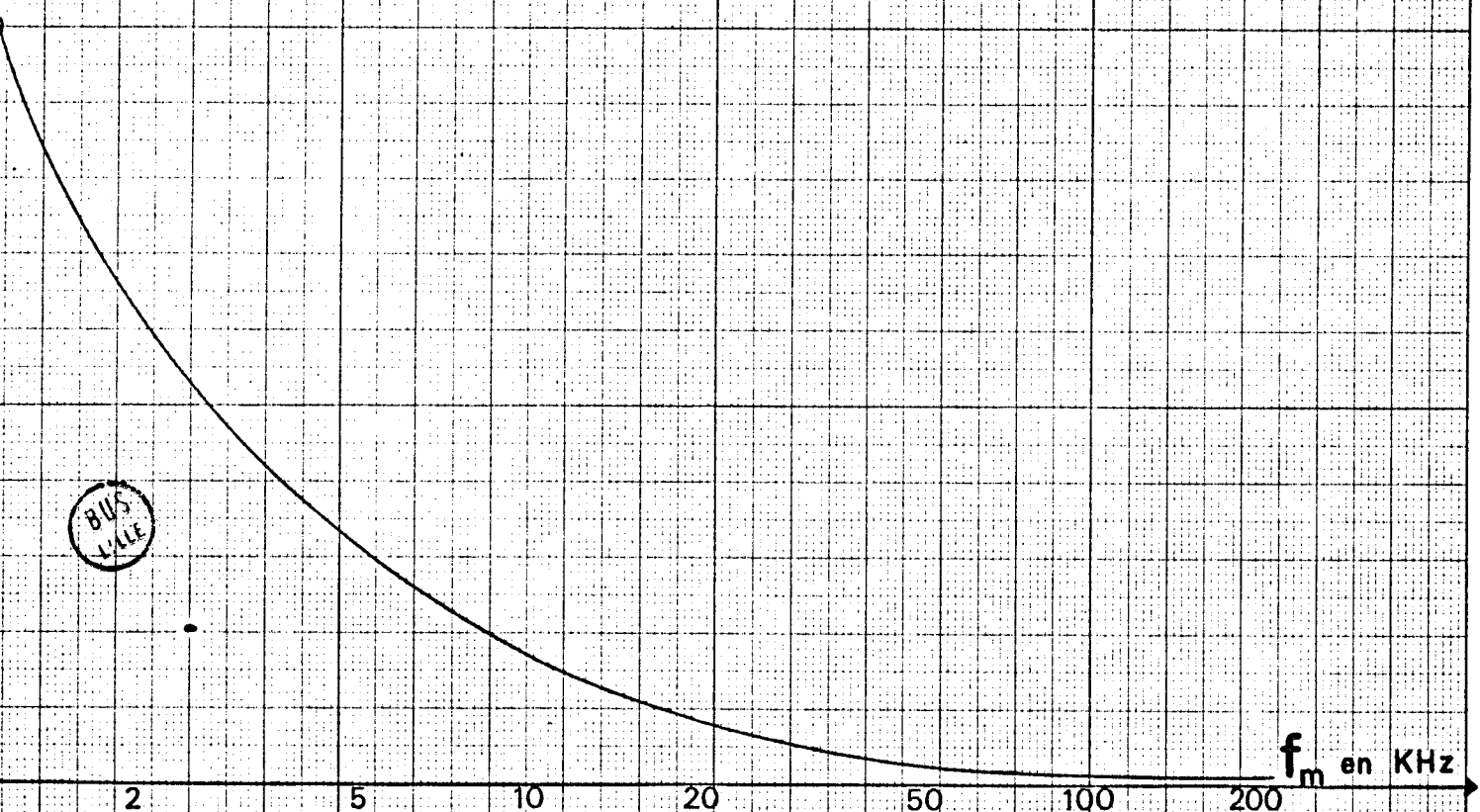


Fig. VI - 6 - Bruit de modulation de fréquence d'un multiplicateur par 4 à diode à avalanche.

Ce mode de fonctionnement peut être décrit de façon qualitative par une modulation non linéaire de la puissance continue fournie à la diode à avalanche par le signal hyperfréquence d'entrée. Ce processus permet de générer les différents harmoniques de l'onde incidente.

Les diodes à avalanche utilisées en multiplication de fréquence sont de structure assez différentes de celles utilisées en oscillation (IMPATT). En effet, c'est la non linéarité de la zone d'avalanche qui est utilisée pour produire l'harmonique désiré et en conséquence, l'angle de transit correspondant à la zone de transit est généralement très petit. L'étude des performances de ces multiplicateurs à diode à avalanche a été effectuée par Salmer et al (44) et Vanborren (45) .

Nous nous sommes intéressés ici aux performances de bruit d'un multiplicateur par 3 et 4. La diode utilisée est de type B0 (longueur de la zone d'avalanche de $0,9 \mu$) et sa tension d'avalanche est égale à 20 V. La source d'entrée est un klystron de type 5836 (oscillateur Ferisol OS 401).

Nous présentons fig VI - 6 le spectre du bruit de modulation de fréquence obtenu en bande X à partir d'un multiplicateur par 3 et 4. On remarque que la déviation de fréquence rms décroît quand la fréquence de modulation croît et qu'elle est sensiblement constante pour des fréquences de modulation supérieures ou égales à 100 KHz.

Le résultat important est le faible bruit observé pour ce mode de fonctionnement par rapport à celui correspondant au mode IMPATT. Le bruit de modulation de fréquence d'un multiplicateur à diode à avalanche semble correspondre au spectre du klystron d'entrée. Le mécanisme ne semble pas apporter un bruit supplémentaire*. Nous devons cependant faire la réserve suivante : les puissances de sortie sont ici assez faibles (quelques dizaines de mW) et nous devons donc considérer que le degré de non-linéarité est peu important. Il est possible qu'à plus forte puissance de sortie, le bruit généré par la diode à avalanche dégrade alors les performances de bruit. Néanmoins, les premiers résultats obtenus sont encourageants et ce mode de fonctionnement doit s'avérer compétitif avec les multiplicateurs à diode varactor par leur rendement, leur bande de fréquence d'utilisation et leur performance bruit.

* La déviation de fréquence rms d'entrée est cependant multipliée par le rang de la multiplication.

Si les performances de bruit d'un oscillateur IMPATT sont assez mauvaises, l'étude effectuée dans ce chapitre montre qu'avec ce type d'oscillateur il est possible d'obtenir une amélioration sensible par une synchronisation, non seulement à la fréquence fondamentale, mais aussi à partir de sous-harmoniques.

Il est ainsi possible de stabiliser la fréquence d'un oscillateur IMPATT, directement sur celle d'un oscillateur de grande stabilité (harmonique d'un quartz, par exemple). Ce résultat nous apparaît important et susceptible de nombreuses applications pratiques. Signalons, par ailleurs que des travaux récents ont montré qu'il est possible d'utiliser des sous-harmoniques pour augmenter la puissance d'oscillation (46) et que cet effet ne peut qu'augmenter l'intérêt d'un tel procédé.

C O N C L U S I O N

Le travail que nous venons de présenter est une étude aussi complète que possible du bruit généré par une structure semiconductrice en régime d'avalanche. Nous nous proposons ici d'en résumer les résultats essentiels.

Nous avons tout d'abord développé, en régime linéaire, une théorie analytique simple permettant le calcul du bruit délivré par la diode, pour des vitesses limites et des taux d'ionisation différents pour les électrons et les trous.

L'étude expérimentale effectuée montre que les lois théoriques sont vérifiées lorsque le matériau et la structure sont uniformes. On peut alors, à partir des mesures basses fréquences, calculer les paramètres caractéristiques de la structure semiconductrice. Cependant, dans de nombreux cas, la présence de pièges en volume et en surface nécessite la définition d'un modèle plus élaboré qui doit rendre compte de la présence de bruit supplémentaire variant en fonction de la fréquence.

Par ailleurs, nous avons montré, théoriquement et expérimentalement, que l'Arséniure de Gallium présente un bruit d'avalanche plus faible que le Silicium. Néanmoins, les résultats expérimentaux ne nous permettent pas de nous prononcer quantitativement de façon définitive. Cette comparaison doit se faire pour des diodes qui présentent des longueurs de zone d'avalanche et de transit identiques si l'on veut donner un ordre de grandeur plus significatif de l'amélioration apportée par l'Arséniure de Gallium par rapport au Silicium.

Nous avons ensuite mis au point une méthode de mesure précise et sensible du bruit de modulation de fréquence en oscillation dont le dispositif d'étalonnage est original. Il nous a été possible ainsi, d'étudier les principaux mécanismes couplés régissant le bruit d'un oscillateur IMPATT.

Notre étude expérimentale permet à l'utilisateur de connaître les conditions d'obtention d'un point de fonctionnement peu bruyant : coefficient de qualité extérieur élevé, impédance de charge optimale mais courant de polarisation suffisamment faible afin de s'éloigner de la zone de saturation.

Dans le cas où les performances de bruit doivent être meilleures, nous avons montré que la synchronisation d'un oscillateur IMPATT par une source peu bruyante donne une amélioration de l'ordre de 20 db. Il est possible ainsi d'obtenir des performances de bruit comparables à celles des oscillateurs classiques, tout en conservant les avantages des diodes IMPATT. Cette synchronisation peut être également effectuée à partir de sous-harmoniques mais l'amélioration obtenue est plus faible. Enfin, remarquons que lorsque l'on utilise des multiplicateurs à diode à avalanche, on obtient des performances de bruit largement supérieures et l'on peut ainsi envisager pour ces dispositifs de nombreuses applications.

Le travail présenté ne constitue qu'une étape. Nous nous proposons dans un proche avenir d'entreprendre l'étude théorique générale du bruit en oscillation, présenté par une diode IMPATT. Nous espérons ainsi obtenir une meilleure compréhension des différents mécanismes contribuant au bruit en oscillation et déterminer les conditions et les procédés permettant d'obtenir les performances de bruit optimales.

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

- (1) R. J. Mac Intyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes",
IEEE Trans. El. Dev. , vol ED 13, pp. 164 - 168,
Janv. 1966.
- (2) M. E. Hines, "Noise theory for the Read type avalanche diode",
IEEE Trans. El. Dev. , vol.ED 13, pp. 158 - 163,
Janv. 1966.
- (3) H. K. Gummel and J. L. Blue, "A small signal theory of avalanche noise
in IMPATT diodes", IEEE Trans. El. Dev. , vol. ED 14,
pp. 569 - 580, Sept. 1967.
- (4) M. T. Vlaardingerbroek, "Output spectrum of IMPATT diode oscillators",
Elect. Letters, Vol. 5, p 521, Oct. 1969.
- (5) G. Convert, "A non linear theory of noise in Read diodes",
Proc. IEEE (Letters), pp. 1266-1267, August 1971.
- (6) A. Van der Ziel, "Noise", Prentice Hall, Inc. , New York, N. Y. ,
Sec. 5 - 1b, pp 314 - 321, 1954.
- (7) W. T. Read, "A proposed high-frequency negative resistance",
Bell Sys. Tech. J. , pp. 401 - 466, March 1958.
- (8) J. Pribetich, "Détermination théorique et expérimentale des para-
mètres caractéristiques des structures semiconduc-
trices en régime d'avalanche. Application à l'étude
de semiconducteurs en champ électrique élevé",
Thèse 3e cycle, Electronique, Lille, Nov. 1971.
- (9) G. Vaesken, "Régime transitoire et permanent dans une diode
avalanche semiconductrice en hyperfréquence",
Thèse Doct. Ing. Electronique, Lille, Juin 1970.

- (10) R. Périchon, "Fluctuation du taux de génération par avalanche dans un semiconducteur. Application au calcul du bruit délivré par une diode en régime d'avalanche", D E A Electronique, Lille, Juillet 1969.
- (11) C. A. Lee, R. L. Batdorf, W. Wiegmann and G. Kaminski, "The Read diode - an avalanche, transit - time, negative resistance oscillator", Appl. Phys. Letters, pp 89 - 91, March 1965.
- (12) S. T. Fisher, "Small-signal impedance of avalanching junctions with unequal electron and hole ionisation rates and drift velocities", IEEE Trans. El. Dev. , vol. ED - 14, pp. 313 - 322, June 1967.
- (13) G. Convert, "On the linear theory of Read diodes" Proc. IEEE (Letters), pp 1265 - 1266, August 1971.
- (14) B. Boittiaux, E. Constant, B. Kramer, M. Lefebvre, G. Vaesken et A. Semichon, "Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche", Acta Elect. , Vol. 12, n° 2, pp. 157 - 200, Avril 1969.
- (15) S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices", J. Wiley Sons, Inc. New York, 1969.
- (16) C. K. Kim, "A GaAs avalanche diode analysis and an approximate indirect measurement of hole saturation velocity", IEEE Trans. El. Dev. , Vol. ED - 16, pp 917 - 922. Nov. 1969.
- (17) V. L. Dalal, "Hole velocity in p - GaAs", Appl. Phys. Letters, pp. 489 - 491, June 1969.
- (18) E. M. Bastida, G. Fabbri, V. Svelto and F. Vaghi, "Indirect electron drift velocity versus electric field measurement in GaAs", Appl. Phys. Letters, pp. 28 - 31, Janv. 1971.

- (19) J. J. Baranowski, V. J. Higgins, C. K. Kim and L. D. Armstrong,
"Gallium - Arsenide IMPATT diodes", Microwave Journal,
Vol. 12, n° 7, pp. 71 - 7-, July 1969.
- (20) M. Claassen, "Small-signal noise performance of IMPATT - diodes made
from Silicon, Germanium and Gallium - Arsenide",
Proc. of MOGA, Amsterdam, Sept. 1970.
- (21) B. Kramer, "Sur le bruit d'avalanche dans les semiconducteurs",
thèse 3e cycle Electronique, Lille, Oct. 1968.
- (22) J. Giel, "Contribution à l'étude du bruit en régime linéaire dans
les diodes à avalanche au Silicium et à l'Arséniure de
Gallium" D. E. A. Electronique, Lille, Juillet 1971.
- (23) J. A. Copeland, "Semiconducteur Impurity Analysis from low-frequency
noise spectra" IEEE Trans. El. Dev. , Vol ED - 18,
pp. 50 - 53, Janv. 1971.
- (24) A. Mircea, J. Magarshack, A. Roussel, "Etude du bruit basse fréquence
des diodes Gunn au GaAs et de sa corrélation avec le bruit
de modulation de fréquence des oscillateurs à diode Gunn".
Colloque Int. CNRS, Toulouse, sept. 1971.
- (25) S. T. Hsu, "Low frequency excess noise in Metal - Silicon Schottky
barrier diodes", IEEE trans. El. Dev. , vol ED - 17,
pp. 496 - 506, July 1970.
- (26) J. R. Ashley, C. B. Searles and R. L. Palka, "The measurement of oscil-
lator noise at microwave frequencies" IEEE Trans.
Microwave theory Tech., vol MTT - 16, pp 753 - 760, Sept 68.
- (27) J. G. Ondria, " A microwave system for measurements of AM and FM
noise spectra", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, .
vol. MTT - 16, pp. 767 - 781, sept. 1968.
- (28) J. W. Amoss and K. E. Gsteiger, "Frequency modulation of avalanche
transit-time oscillators", IEEE Trans. Microwave
Theory Tech. Vol MTT - 15, pp. 742-747 . Dec. 1967.

- (29) W. A. Edson, "Noise in oscillators" Proc. IRE, vol 48, pp 1454-1466, August 1960.
- (30) E. Allamando, E. Constant, G. Salmer et A. Semichon, "Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation", Acta Electron., Vol 12, n° 3 pp 211-253, Juillet 1969.
- (31) W. Harth and G. Ulrich, "Q dependance of IMPATT diode FM-noise " Electron Letters, vol 5, pp 7-8, Janv. 1969.
- (32) A. M. Cowley, Z. A. Fazarinc, R. D. Hall, S. A. Hamilton, Chu Sun Yen and R. A. Zettler, "Noise and power saturation in singly tuned IMPATT Oscillators", IEEE. J. Solid - State Circuits, Vol SC - 5, n° 6, Dec. 1970.
- (33) K. Kurokawa, "Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuits", Bell Syst. Tech. J., vol 48, pp 1937 - 1955, July-Aug. 1969.
- (34) P. M. Lebrun, Thèse de 3e cycle, Lille, à paraître.
- (35) A. A. Sweet and L. A. Mc Kenzie, "The F. M. noise of a C. W. Gunn oscillator", Proc. IEEE, Vol 58, pp 822 - 823, may 1970
- (36) J. R. Ashley and C. B. Searles, "Microwave oscillator noise reduction by a transmission stabilizing cavity", Microwave Theory Tech., Vol MTT - 16, pp 743 - 748, Sept. 1968.
- (37) R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators", Proc IRE, vol 34, pp 351 - 357, June 1946.
- (38) K. Kurokawa, "Noise in synchronized oscillators", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT - 16, PP 738 - 742, Sept. 1968.

- (39) M. E. Hines, J. C. R. Collinet and J. G. Ondria, "FM noise suppression of an injection phase locked oscillator" IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT - 16, PP 738 - 742, Sept. 1968.
- (40) A. S. Tager and A. M. Tsebiyer, "Synchronization of a microwave avalanche transit-time diode oscillator by an external harmonic signal", Radio Eng. Electron. Phys. (USSR) Vol. 14, pp 1110-1116, July 1969.
- (41) G. H. Ghien and G. C. Dalman, "Subharmonically injected phase-locked IMPATT oscillator experiments", Electron Letters, vol. 6, pp 240-241, April 1970.
- (42) R. Perichon, "Frequency - modulation noise of subharmonically injection phase-locked IMPATT Oscillators", IEEE Trans Microwave Theory Tech. Vol MTT-18, pp 338-339, Nov. 1970.
- (43) E. Constant, E. Allamando and A. Semichon, "Transit time operation of an avalanche diode driven by subharmonic signal and its application to frequency operation". Proc. IEEE, vol 58, pp 483 - 484, March 1970.
- (44) G. Salmer, E. Allamando and E. Constant, "Frequency multiplication using an avalanche diode", Proc. 8 th Int. Conf. on MOGA, Amsterdam, Sept. 1970.
- (45) G. Vanborren, " Etude de la multiplication de fréquence par diode à avalanche", Thèse 3e cycle, Lille, juin 1970.
- (46) I. Doumbia, " Oscillations multifréquences des diodes semi-conductrices en régime d'avalanche", Thèse 3e cycle, Lille, Février 1971.