

buu 2020008

50376  
1969  
141

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES  
DE SCIENCES PHYSIQUES

Mention : ELECTRONIQUE

SUR LE BRUIT ET L'IMPEDANCE PRESENTES PAR UNE DIODE  
METAL SEMICONDUCTEUR EN REGIME D'AVALANCHE.



par VANOVERSCHELDE

Maitre ès-sciences

Jury : MM. les Professeurs R. GABILLARD Président  
A. LEBRUN Examineur  
E. CONSTANT "

INSTITUT RADIOTECHNIQUE  
BATIMENT P 3  
B.P. 36 - 59 - Lille-Distribution  
G 1997 a

LILLE, le 12 Juillet 1969

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

### CHAPITRE 1

#### I. ETUDE THEORIQUE DES DIODES METAL SEMICONDUCTEUR

- I.1. Rappels sur les barrières métal semiconducteur
- I.2. Etude des caractéristiques
- I.3. Mise en avalanche d'une barrière métal semiconducteur

### CHAPITRE II

#### II. ETUDE EXPERIMENTALE

- II.1. Méthodes de caractérisation d'une structure métal semiconducteur
  - II.1.1. Etude en absence d'avalanche
  - II.1.2. Etude en avalanche uniforme
    - II.1.2.1. Utilisation de la caractéristique  $I = f(V)$
    - II.1.2.2. Impédance de la jonction métal semiconducteur
    - II.1.2.3. Bruit d'avalanche de la jonction métal-semiconducteur
- II.2. Techniques de mesures et résultats
  - II.2.1. Description des structures
  - II.2.2. Mesures d'impédance
  - II.2.3. Mesures de bruit.

## CHAPITRE III

### III. INTERPRETATION DES RESULTATS

III.1. Impédance de la barrière métal semiconducteur

III.1.1. Diode à structure planar

III.1.2. Diode à structure méssa

III.2. Bruit de la barrière métal semiconducteur

III.2.1. Diode à structure planar

III.2.2. Diode à structure méssa

### CONCLUSION

### BIBLIOGRAPHIE

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

Nous envisageons d'utiliser dans notre laboratoire, les "diodes métal-semiconducteur" en régime d'avalanche, comme éléments de base pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à état solide.

L'une des électrodes étant métallique, de telles structures permettent en effet, une meilleure évacuation thermique par rapport aux jonctions p n classiques.

Il est cependant nécessaire de savoir dans quelle mesure, il est possible de les utiliser en polarisation inverse, sous les champs électriques intenses, nécessaires à l'obtention d'un régime d'avalanche.

Nous nous proposons ici de caractériser la structure de la diode polarisée en régime d'avalanche, en utilisant les techniques de mesures d'impédance et de bruit.

Dans une première partie, nous faisons un bref rappel théorique sur les barrières métal-semiconducteur et sur les principales propriétés que devrait présenter cette structure en régime d'avalanche.

Dans une seconde partie, après avoir énoncé les principaux résultats concernant le bruit et l'impédance présentés par une diode en régime d'avalanche uniforme, nous exposons l'étude expérimentale du bruit et de l'impédance présentés en pratique, par les différentes diodes métal-semiconducteur réalisées.

Dans une troisième partie, nous analysons les résultats obtenus, et les comparons à ceux prévus par la théorie. Cette comparaison permet d'obtenir des renseignements sur les caractéristiques de l'avalanche dans la structure semi-conductrice.

ETUDE THEORIQUE DES DIODES METAL - SEMICONDUCTEUR

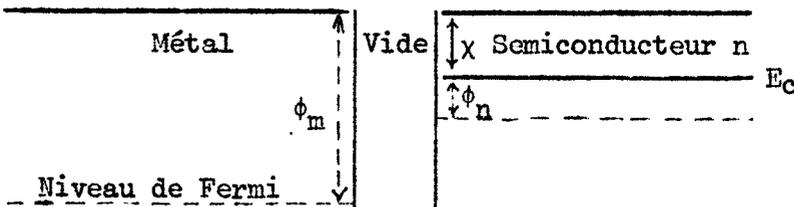
I.1. RAPPELS SUR LES BARRIERES METAL-SEMICONDUCTEUR

Considérons la structure électronique d'un métal et d'un semiconducteur de type n, représentée sur la figure (1a). Ces structures sont caractérisées par trois paramètres  $\phi_m$ ,  $\phi_n$  et  $\chi$ .

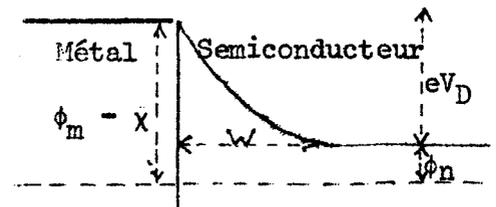
- $\phi_m$ , travail de sortie du métal, est l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour le libérer du métal.
- $\phi_n$  est la différence entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction du semiconducteur.
- $\chi$ , affinité électronique du semiconducteur, est l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au bas de la bande de conduction pour le libérer du semiconducteur.

Lorsque l'on met en contact métal et semiconducteur, les niveaux de Fermi s'alignent. La charge négative apparue à la surface du métal, et la charge d'espace positive produite dans le semiconducteur entraînent la formation d'une barrière (1, 2). Lorsque le contact est parfaitement établi, la structure a la forme représentée sur la figure (1 b).

Energie d'un électron libre



Avant la mise en contact  
Figure 1 a



Après le contact  
Figure 1 b

La hauteur de la barrière est  $\phi_m - \chi$  vue du côté métal et  $eV_D$  vue du côté semiconducteur. Remarquons qu'il est alors facile de déterminer la largeur  $W$  de la barrière à partir de la loi de Poisson, dans le cas d'un dopage uniforme.

En réalité, les phénomènes sont généralement plus complexes. La surface du semiconducteur peut présenter des états tels qu'il existe une charge négative initiale sur le semiconducteur <sup>(3)</sup>. Dans le cas où cette perturbation est suffisamment importante, la hauteur de la barrière peut être, à la limite, déterminée par ces états de surface.

Par ailleurs, deux autres effets peuvent modifier la forme de la barrière présentée figure 1 b.

D'une part, il faut tenir compte de l'influence de la force image, résultant de l'interaction entre l'électron extrait du métal et son image électrique, qui se traduit par une diminution, en présence du champ électrique, de la hauteur de la barrière.

D'autre part, un autre effet se traduit par une diminution apparente de la barrière ; c'est l'effet tunnel, qui est la transition isoénergétique d'un électron à travers la barrière. La probabilité de passage devient importante lorsque l'épaisseur de la barrière est faible et, en dessous d'une certaine épaisseur, on peut considérer que la barrière est pratiquement transparente aux électrons <sup>(4)</sup>.

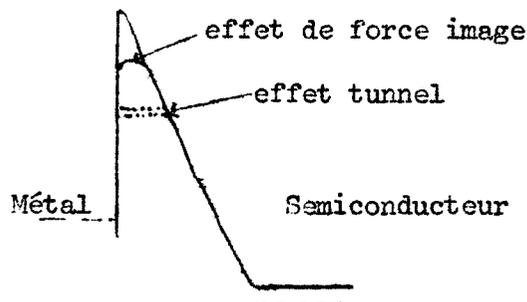


Figure 2

Ces effets sont fondamentaux dans notre cas, car ils interviennent particulièrement lorsque la barrière est d'épaisseur faible, c'est à dire, comme nous allons le montrer, en polarisation inverse.

I.2. ETUDE DES CARACTERISTIQUES

L'application d'un champ électrique se traduit par un décalage entre les niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur, et la modification de la barrière qui en résulte, est représentée sur la figure 3 (Nous comptons positivement le potentiel en polarisation inverse).

Quelle que soit la tension appliquée  $V$ , l'équation de Poisson permet de relier la hauteur de la barrière  $e(V_D + V)$  à la largeur  $W$  de la zone de charge d'espace par l'équation :

$$V + V_D = \frac{e N_d}{2\epsilon} W^2 \quad (1)$$

où  $N_d$  représente le dopage,  $\epsilon$  la permittivité du semiconducteur.

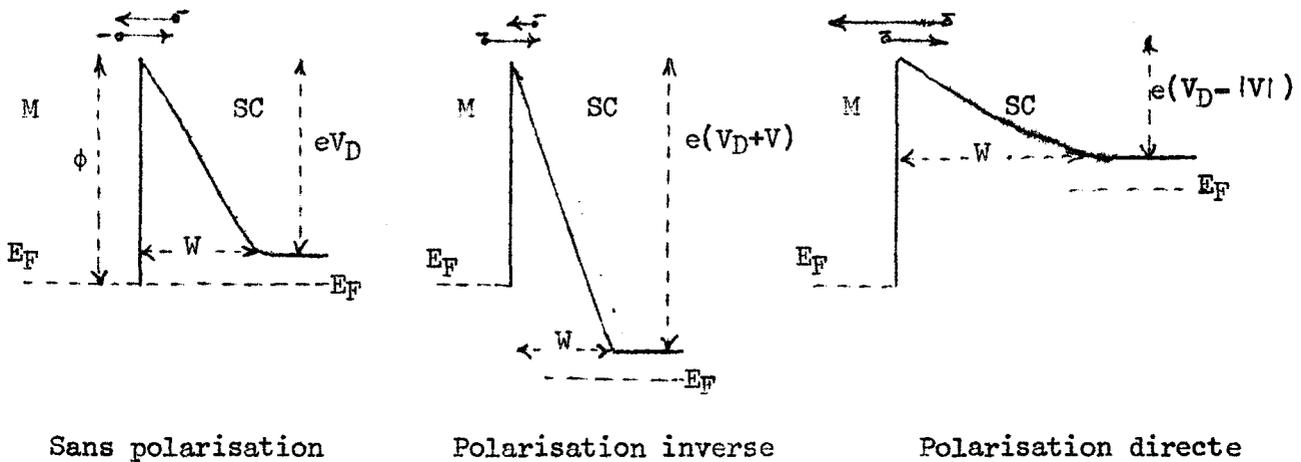


Figure 3

Nous voyons que la probabilité de passage des électrons du métal vers le semiconducteur demeure inchangée par l'application d'un champ électrique. Par contre, la probabilité de passage des électrons du semiconducteur vers le métal diminue en polarisation inverse (le courant est donc très faible) et

augmente en polarisation directe (le passage d'un courant peut alors être important).

La différence essentielle par rapport à une diode p-n est que, dans le cas d'une jonction métal semiconducteur, les porteurs sont essentiellement les électrons.

L'équation fondamentale du courant s'obtient comme pour les diodes pn et on a

$$I = I_s \left( \exp \frac{-eV}{n kT} - 1 \right) \quad (2)$$

où V est la différence de potentiel aux bornes de la jonction, n un facteur de l'ordre de 1,05 et où  $I_s$  le courant de saturation est tel que :

$$I_s = A S T^2 \cdot \exp \left( - \frac{e\phi}{kT} \right) \quad (3)$$

où A est la constante de Richardson, S la surface de la jonction,  $\phi$  la hauteur de la barrière vue du côté métal.

Le comportement en inverse est régi par l'équation (2) où V représente alors la tension inverse  $V_R$  appliquée à la diode.

La diminution de hauteur de barrière due à l'effet tunnel et à l'effet de force image intervient particulièrement en polarisation inverse, ce qui entraîne une diminution de la hauteur  $\phi$ , soit une augmentation du courant de saturation avec la tension inverse.

### 1.3. MISE EN AVALANCHE D'UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR

Sous l'action d'un champ électrique élevé (en caractéristique inverse par exemple), l'énergie acquise par un électron peut être suffisante pour créer par collision ionisante une paire électron trou.

Cet effet produit l'avalanche dans le semiconducteur. (le champ nécessaire est très important, mais le plus souvent, il est insuffisant pour produire

un effet tunnel).

La condition de mise en avalanche s'écrit (5) :

$$\int_0^W \alpha_n dx = 2,56 \quad (\text{dans le cas du silicium}) \quad (4)$$

où  $\alpha_n(x)$  est le taux d'ionisation des électrons et où l'on suppose  $\alpha_p = k \cdot \alpha_n$ ,  $\alpha_p$ , taux d'ionisation des trous et  $k = 0,1$ .

Il est facile lorsqu'on connaît  $\alpha$  et  $E$ , de calculer la tension  $U_a$  d'avalanche.

$$U_a = \int_0^W E(x) dx \quad (\text{dans le cas d'une structure unidimensionnelle}). \quad (5)$$

En général, seule une partie de la zone de charge d'espace est caractérisée par un taux d'ionisation important et il est commode de la noter  $\delta$  ou épaisseur de la zone en avalanche. Sa valeur peut se déterminer facilement à partir de mesures expérimentales.

Remarquons que le taux d'ionisation  $\alpha_n$  est fonction de la température et si le courant est suffisant pour produire un échauffement de la structure, on peut constater une variation de la condition d'avalanche avec la température.

$$dU_a = dU_T + dU_c \quad (6)$$

où  $dU_T$  résulte de la variation  $dT$  de la température  $T_j$  de la jonction, et  $dU_c$  provient de la perturbation de la charge d'espace due aux porteurs mobiles.

ETUDE EXPERIMENTALE

II.1. METHODES DE CARACTERISATION D'UNE STRUCTURE METAL SEMICONDUCTEUR

II.1.1. Etude en absence d'avalanche

Avant de déterminer les propriétés de l'impédance et du bruit de diodes métal semiconducteur polarisées en avalanche, nous rappelons brièvement les mesures expérimentales qui permettent de caractériser la barrière en absence d'avalanche.

La caractéristique directe courant-tension vérifie de façon satisfaisante l'équation fondamentale (2). On en déduit facilement par extrapolation, le courant de saturation  $I_s$  lorsque la pente de la courbe est en  $\frac{e}{kT}$  (c'est à dire  $n \neq 1$ ). Par contre, la méthode n'est plus valable, si le facteur  $n$  diffère de 1 aux faibles polarisations. En effet, ceci correspond à un courant excédentaire qui ne devient négligeable qu'aux fortes polarisations et particulièrement lorsqu'intervient la résistance série  $R_s$  de la diode (6)

L'équation (2) se transforme alors :

$$I_f = I_s \exp\left(\frac{eU - R_s I}{kT}\right) \quad (7)$$

d'où 
$$\text{Log}\left(\frac{I_f}{\frac{eU}{e \frac{kT}{e}}}\right) = \text{Log } I_s - R_s I \quad (8)$$

Le tracé de  $\text{Log}\left(\frac{I_f}{\frac{eU}{e \frac{kT}{e}}}\right)$  fonction de  $I$  permet de déterminer le courant de saturation de manière plus précise et de connaître la résistance  $R_s$  de la diode métal semiconducteur.

Une étude en fonction de la température permet de tracer la courbe  $\frac{I_s}{A S T^2}$  fonction de  $\frac{1}{T}$ , d'où nous pouvons déduire la hauteur  $\phi$  de la barrière

par la relation :

$$I_s = A S T^2 \exp \left( - \frac{e\phi}{kT} \right) \quad (3)$$

Remarquons que nous pouvons également calculer A, constante de Richardson (de l'ordre de  $90 \text{ A/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2$ ).

Cette détermination de la hauteur  $\phi$  peut être comparée à celle déduite de la relation liant la capacité de la jonction à la tension inverse appliquée.

$$C = \left( \frac{\epsilon e N_d}{2} \right)^{1/2} (V + V_D)^{-1/2} \quad (9)$$

La courbe  $\frac{1}{C^2}$  fonction de V permet d'obtenir, par extrapolation le potentiel de diffusion  $V_D$  (d'où l'on déduit  $\phi = e V_D + \phi_n$ ) ainsi que le dopage  $N_d$  du semiconducteur.

Remarque : Les valeurs expérimentales de hauteur de barrière déduites de ces mesures, pour les différents métaux étudiés Au ( $\phi = 0,80 \text{ eV}$ ), Ti (0,5), Ni (0,6), Mo (0,6) sont en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature (7).

### II.1.2. Etude en avalanche uniforme

Il est intéressant de préciser les propriétés caractérisant une diode en avalanche uniforme car cela nous permettra, par la suite, de comparer les relations obtenues aux résultats expérimentaux.

#### II.1.2.1. Utilisation de la caractéristique $I = f(V)$

Le tracé de la caractéristique  $I = f(V)$  pour différentes températures permet de mettre en évidence l'effet d'avalanche dans une diode métal semi-conducteur. En effet, une augmentation de la tension due à un échauffement de la jonction confirme l'existence du phénomène d'avalanche.

Les résultats expérimentaux suivants peuvent être obtenus lorsque l'avalanche est uniforme.

- Tension d'avalanche déduite de la courbe courant tension en inverse

- Résistance dynamique  $R_d$  d'après la pente de cette courbe. Cette résistance tient compte à la fois des effets de charge d'espace (c'est à dire influence du courant traversant la barrière sur la charge d'espace statique) et des effets thermiques (échauffement de la structure).

Son expression s'écrit alors

$$R_d = R_c + R_T \quad (10)$$

-  $R_c$  résistance de charge d'espace s'exprime par la relation

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} \quad (11)$$

Sa mesure s'effectue à l'aide d'un pont d'impédances à une fréquence suffisamment élevée (pont G.R. à 10 MHz, admittancemètre à 100 MHz) pour éviter un échauffement supplémentaire.

-  $R_T$  dépend des possibilités de dissipation de la structure, caractérisées par la résistance thermique  $R_{th}$

$$\text{On a } R_T = \gamma U_a R_{th} = \frac{R_D - R_c}{\gamma U_a} \quad (12)$$

$$\text{où } \gamma = \frac{dU_a}{dT} \text{ à } I \text{ constant} \quad (13)$$

La détermination de  $R_T$ , donc de  $R_{th}$  est déduite de la mesure de  $R_d$  et de  $R_c$ .

Remarque :

La détermination du courant de saturation devient difficile en inverse, car il est généralement masqué par des courants de fuite.

#### II.1.2.2. Impédance de la jonction métal semiconducteur

Les formules suivantes ne seront valables que dans le cas d'une avalanche uniforme <sup>(8)</sup> :

Nous supposons que le champ électrique régnant dans la barrière peut s'écrire :

$$\tilde{E}(t) = E_0 + E e^{i \omega t} \quad (14)$$

où  $E_0$  est la composante continue,  $E$  composante alternative et  $E \ll E_0$  (régime linéaire).

Nous pouvons distinguer, dans la barrière métal-semiconducteur, une zone de multiplication de largeur  $\delta$  et une zone de transit de largeur  $W - \delta$

a) zone en avalanche

On peut montrer à partir de l'équation de Read (9)

- que le courant de conduction  $i_{ca}$  prend la forme :

$$i_{ca} = \frac{u_a}{i \omega L_\delta} + i a i_{ca} \quad (15)$$

où  $u_a$  est la tension alternative aux bornes de la zone en avalanche.

$$L_\delta = \delta \cdot \frac{\tau_\delta}{2 I_0 \left( \frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)} \quad (16)$$

$I_0$  composante continue du courant traversant la diode

$\tau_\delta$  temps de transit dans la zone de multiplication.

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right) \text{ est tel que } \psi(\tilde{E}(t)) = \int_0^\delta \bar{\alpha}(\tilde{E}) dx = \psi(E_0) + \left( \frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right) E \quad (17)$$

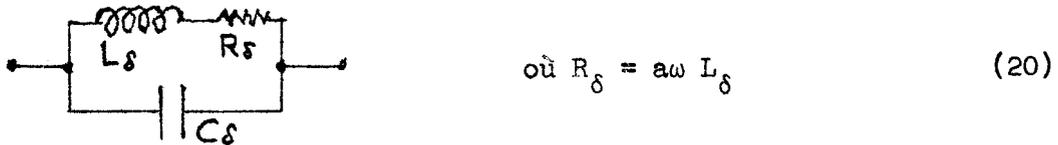
$$\text{et } a = \frac{2 I_s}{\omega \tau_\delta I_0} \quad (18)$$

- et que le courant de déplacement s'écrit :

$$i_{da} = i \omega C_\delta u_a \quad (19)$$

où  $C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta}$  capacité de la zone d'avalanche.

Le courant total dans la diode  $i_a = i_{ca} + i_{da}$  conduit au schéma équivalent de la zone en avalanche



La pulsation de résonance de ce circuit oscillant est :

$$\omega_a^2 = \frac{1}{L_\delta C_\delta} = \frac{2 J_o \left( \frac{\partial \psi}{\partial E_o} \right)}{\epsilon \tau_\delta} \quad (21)$$

On peut alors définir  $I_x$ , le courant continu de polarisation donnant la résonance à une fréquence donnée  $f = \frac{\omega}{2\pi}$

On a 
$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{I_o}{I_x} \quad (22)$$

L'impédance de la zone en avalanche a pour expression

$$Z_\delta = \frac{1}{C_\delta \omega} \cdot \frac{a + i}{(\beta^2 - 1) + ia} \quad (23)$$

b) zone de transit

Dans la barrière métal semiconducteur, nous avons vu (I.1) qu'il n'existait qu'une région de charge d'espace dans le semiconducteur. Cette dissymétrie par rapport aux jonctions p.n conduit à ne considérer qu'une seule zone de transit. On peut calculer l'impédance  $Z_t$  de cette zone. Son expression est :

$$Z_t = \frac{M}{C_t \omega} \cdot \left( \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) - \frac{i}{C_t \omega} \cdot \left( 1 - \frac{M \sin \theta}{\theta} \right) \quad (24)$$

où  $\theta = \frac{W - \delta}{v}$  est l'angle de transit

$C_t$  la capacité de la zone de transit

et M facteur de multiplication peut s'écrire :

$$M = \frac{i_{ca}}{i_{ca} + i_{da}} = \frac{-\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + a^2} \left( (1 - \beta^2) + ia \right) \quad (25)$$

Remarque :

Si l'on veut tenir compte de la variation de  $J_{ca}$  avec  $x$  il s'introduit un retard supplémentaire  $\tau_Y$ . Les formules précédentes restent valables à condition de remplacer  $a$  par  $\sigma = \omega \tau_Y + a$ . Nous voyons que si le courant de saturation  $I_s$  est négligeable et le rapport  $\delta/W$  suffisamment faible (cas d'une jonction abrupte), on peut alors négliger le terme  $\sigma$ . L'impédance totale de la jonction devient :

$$R_D = \frac{1}{C_t \omega} \cdot \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta) \quad (26)$$

$$X_D = \frac{1}{C_t \omega} \left( \frac{1 - \beta^2 \cdot \mu(\theta)}{\beta^2 - 1} + \frac{\delta}{W - \delta} \cdot \frac{1}{\beta^2 - 1} \right) \quad (27)$$

où 
$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \text{et} \quad \mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \quad (28)$$

L'expression de l'impédance se simplifie dans le cas où les fréquences considérées sont assez faibles pour que  $\theta = \frac{\omega W}{v} \ll \frac{\pi}{4}$ . On a alors :

$$Z_D = \frac{W^2}{2\epsilon v S} \cdot \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_a^2} + \frac{1}{i\omega C} \cdot \frac{1}{1 - \omega_a^2/\omega^2} \quad (29)$$

Nous remarquons que :

- pour les fréquences faibles  $R_D \approx R_c$
- Pour  $\omega = \omega_a$  l'impédance devient théoriquement infinie
- pour  $\omega > \omega_a$  la résistance devient négative

II.1.2.3. Bruit d'avalanche de la jonction métal semiconducteur

Pour tenter d'interpréter les résultats des mesures de bruit des jonctions métal semiconducteur polarisées en avalanche, nous utilisons les théories de Hines, Tager et Mac Intyre <sup>(10,11,12)</sup>, et nous essayons d'en faire une synthèse très simplifiée <sup>(13)</sup>.

Nous distinguons dans cette étude, deux cas :

a) Cas des basses fréquences

Nous supposons que les multiplications de porteurs se produisent instantanément vis à vis de la période de l'onde électromagnétique.

Nous admettons que l'augmentation du courant d'électrons  $dI_n$ , dans une tranche  $dx$  de la zone d'avalanche, subit le bruit de grenaille.

On a alors :

$$\overline{dI_n^2} - \overline{dI_n}^2 = 2 e dI_n \Delta f \quad (30)$$

Ce courant va être amplifié par le phénomène de multiplication et la densité spectrale  $\mathcal{W}$  du courant de bruit peut alors s'écrire :

$$\mathcal{W} = 2 e M^2 I_0 = \frac{i_{no}^2}{\Delta f} = 2 e \frac{I_0^3}{I_s^2} \quad (31)$$

(valable si  $\alpha_n = \alpha_p$ )

où  $i_{no}^2$  est le courant quadratique moyen généré dans la zone en avalanche <sup>(14)</sup>

b) Cas des hautes fréquences

La multiplication met un temps  $M \tau_x$  pour s'établir ( $\tau_x$  est le temps moyen entre deux ionisations).

La densité spectrale devient

$$\mathcal{W} = \frac{2 e I_0^3}{I_s^2} \frac{1}{1 + \omega^2 M^2 \tau_x^2} \quad (32)$$

$$\approx \frac{2 e I_0}{\omega^2 \tau_x^2} \quad (\text{pour les fréquences suffisamment élevées})$$

Nous poserons que le carré du courant de bruit  $i_n^2$ , délivré dans le circuit par la diode peut se mettre sous la forme :

$$i_n^2 = i_{no}^2 \cdot |F| \quad (33)$$

$|F|$  est un terme tenant compte des effets de charge d'espace et du temps de transit à travers la zone désertée.

L'expression de  $|F|$  obtenue par Hines s'écrit :

$$|F| = \left| \frac{1}{R^2} \frac{2 (W - \delta)^2}{\theta^2 \omega^2 \epsilon^2 S^2} \cdot \frac{1 - \cos \theta}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \right| \quad (34)$$

Connaissant  $\overline{i_n^2}$  débité dans le récepteur, on peut facilement en déduire la tension de bruit en circuit ouvert.

$$\overline{u^2} = R_p^2 \cdot \overline{i_n^2} \quad \text{où } R_p \rightarrow \infty \quad (35)$$

et l'on obtient :

- en basses fréquences, c'est à dire pour  $\omega \ll \omega_a$

$$\overline{u^2} = \frac{2e I_o \Delta f}{\tau_x^2 C_t^2 \omega_a^4} \quad (36)$$

$\overline{u^2}$  est indépendant de la fréquence et inversement proportionnel à  $I_o$ \*\*

- en hautes fréquences, pour  $\omega \gg \omega_a$

$$\overline{u^2} = \frac{2 e I_o \Delta f}{\tau_x^2 C_t^2 \omega^4} \quad (37)$$

$\overline{u^2}$  varie proportionnellement au courant de polarisation  $I_o$  et décroît très rapidement avec la fréquence.

## II.2. TECHNIQUES DE MESURES ET RESULTATS

Nous avons utilisé dans nos mesures expérimentales différentes structures de diodes métal semiconducteur en vue de leur comparaison et du choix de la réalisation optimale. Nous décrivons ici les résultats obtenus pour deux des structures les plus caractéristiques.

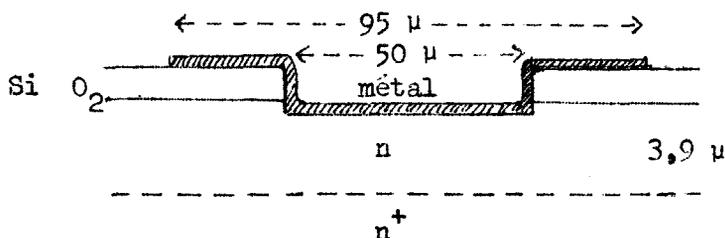
---

\*\* Remarquons que cette relation est identique à celle obtenue par Perichon (15) qui a introduit la fluctuation du taux de génération dans les équations de continuité d'un semiconducteur en avalanche et en a déduit l'expression de la tension de bruit.

### II.2.1. Description des structures

- La structure "planar" présente généralement par rapport à la structure "mésa", l'avantage de courants de fuite plus faibles. Cependant, comme nous allons le voir, les effets de courbure sont désastreux quant à l'uniformité de l'avalanche dans la jonction. Cette structure peut être considérée comme la limite d'une jonction p-n planar de rayon de courbure nul. On peut montrer <sup>(16)</sup>, que le champ électrique est important sur les bords et que la tension de claquage est beaucoup plus faible que dans la zone plane.

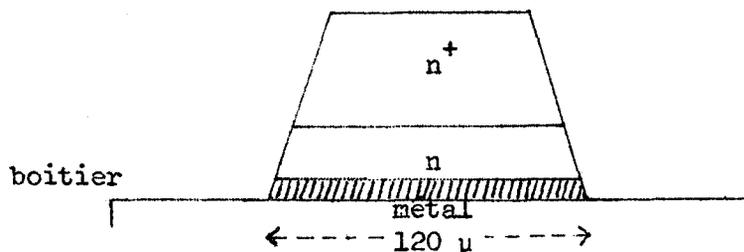
Les échantillons sont réalisés sur le modèle de la figure (5). Le métal recouvrant l'oxyde est destiné à jouer le rôle d'un anneau de garde limitant le claquage périphérique.



Structure planar SG

Figure 5

- La structure "mésa" inversée présente deux avantages importants par rapport à la précédente. D'une part, elle permet d'obtenir une avalanche uniforme, ce que nous allons montrer par les mesures d'impédance et de bruit. D'autre part, elle présente une meilleure évacuation thermique, le métal étant situé à une distance très proche de la zone d'avalanche.



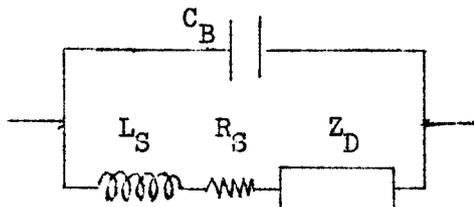
Structure mésa

Figure 6

### II.2.2. Mesures d'impédance

Nous avons exposé précédemment le calcul de l'impédance de la barrière métal semiconducteur polarisée en avalanche. En pratique, nous ne pouvons mesurer directement  $Z_D$ . La réalisation et l'encapsulation de la diode font apparaître de nombreux éléments parasites.

Nous représentons sur la figure 7, le schéma équivalent de la diode.



$C_B$  capacité boîtier  $\approx 0,2$  pf  
 $L_S$  inductance série  $\approx 0,5$  nH  
 $R_S$  résistance série de la diode.

Figure 7

- Mesure de 50 à 500 MHz à l'admittancemètre

La valeur expérimentale très élevée de la résistance de charge d'espace  $R_c$  pour certains échantillons utilisés nous a conduit à utiliser un admittancemètre pour la mesure d'impédances dans la gamme 50 - 500 MHz (I7). Nous représentons sur la figure ci-dessous le schéma du dispositif.

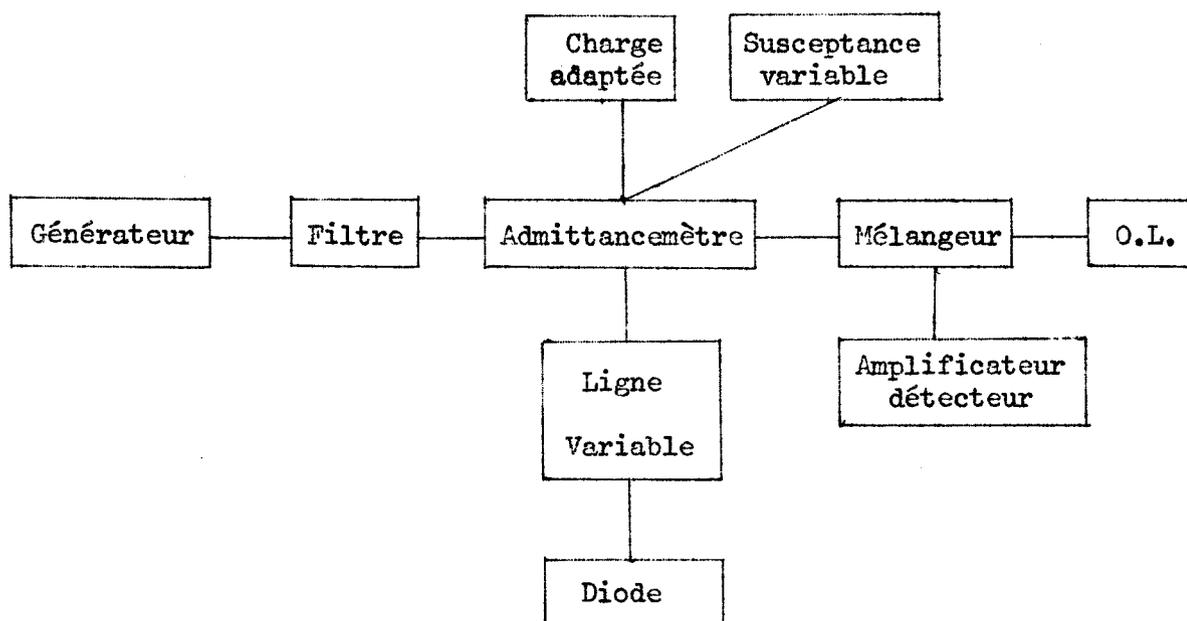


Figure 8

L'utilisation d'une ligne de longueur variable permet de compenser la longueur électrique interne de l'admittancemètre. Les mesures sont effectuées en prenant comme référence un boîtier circuit ouvert que l'on remplace ensuite par la diode polarisée. Ceci donne directement l'admittance de la jonction.

- Mesure de 500 MHz à 5 GHz

Nous utilisons dans cette gamme de fréquences, la ligne de mesure GR 900 LB dont le mode opératoire a été décrit par BOITTIAUX <sup>(8)</sup>. Nous représentons l'appareillage sur la figure (9).

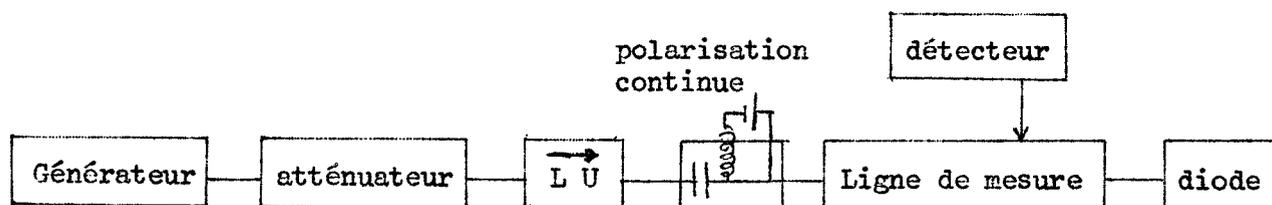


Figure 9

La détermination d'une impédance se fait en mesurant le taux d'ondes stationnaires et le déplacement du minimum de la tension détectée.

L'impédance est déduite en retranchant la susceptance correspondant à la capacité boîtier.

Sur les figures (10, 11, 14), nous avons étudié la variation de l'impédance fonction de la tension pour deux diodes de structures différentes.

Nous représentons, les variations de l'impédance en fonction du courant de polarisation, pour ces mêmes diodes sur les figures (12, 13, 15, 16).

### II.2.3. Mesures de bruit

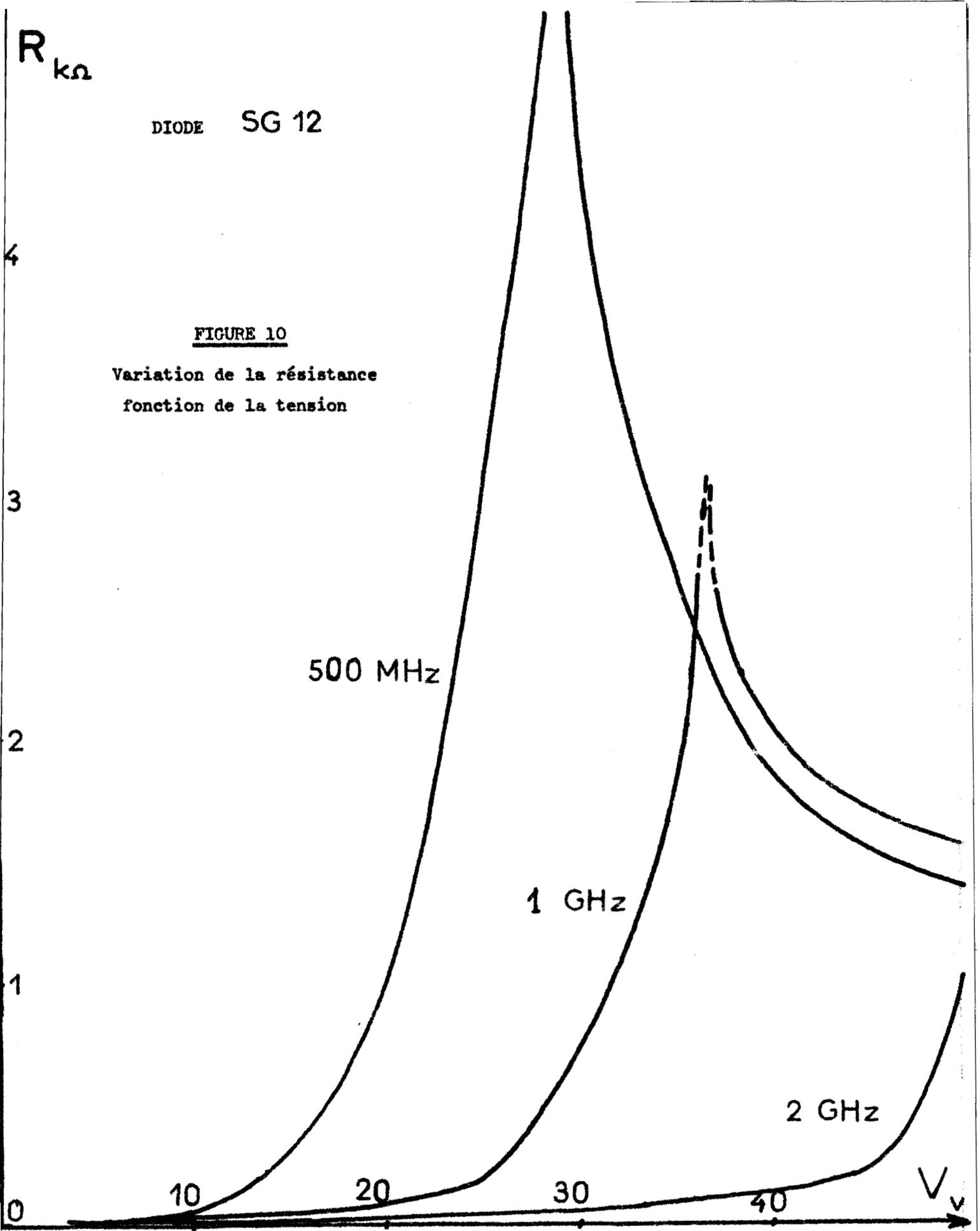
Les dispositifs expérimentaux utilisés pour couvrir la gamme de fréquence 1 kHz - 12 GHz ont été largement décrits par KRAMER <sup>(13)</sup>. Nous rappelons simplement le principe de la mesure qui réside en la comparaison du bruit présenté

$R_{k\Omega}$

DIODE SG 12

FIGURE 10

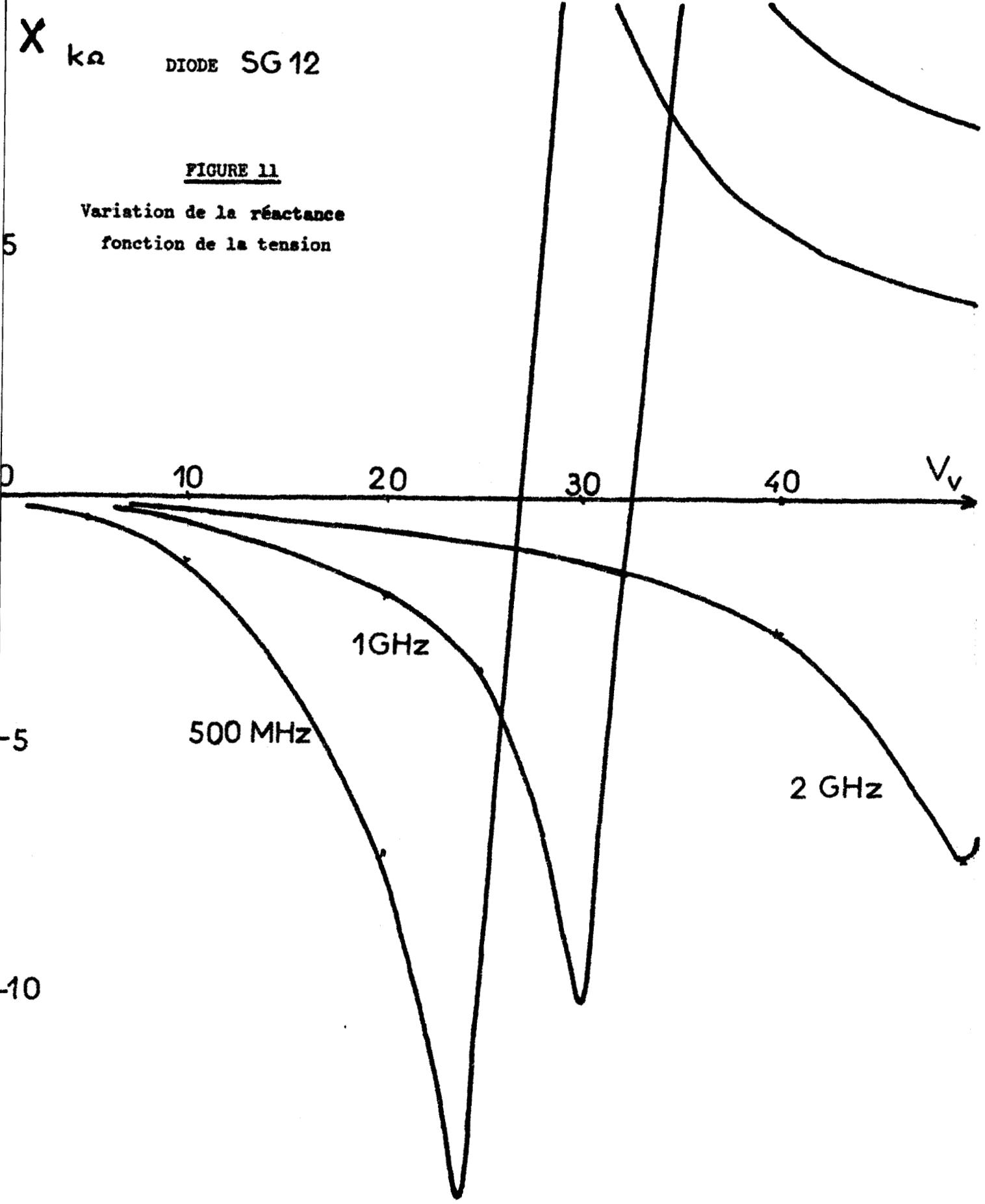
Variation de la résistance  
fonction de la tension



X k $\Omega$  DIODE SG 12

FIGURE 11

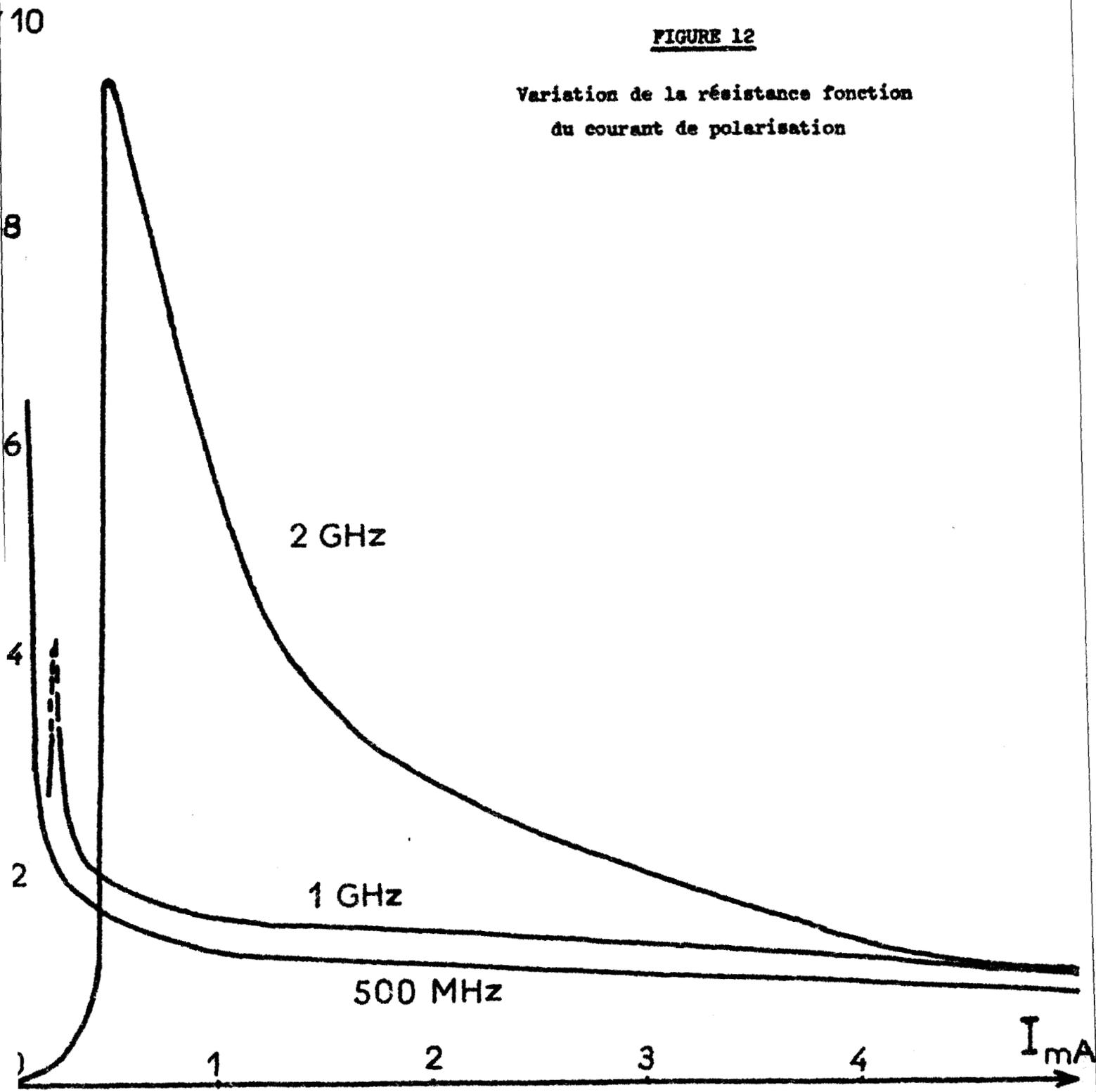
Variation de la réactance  
fonction de la tension



DIODE SG 12

FIGURE 12

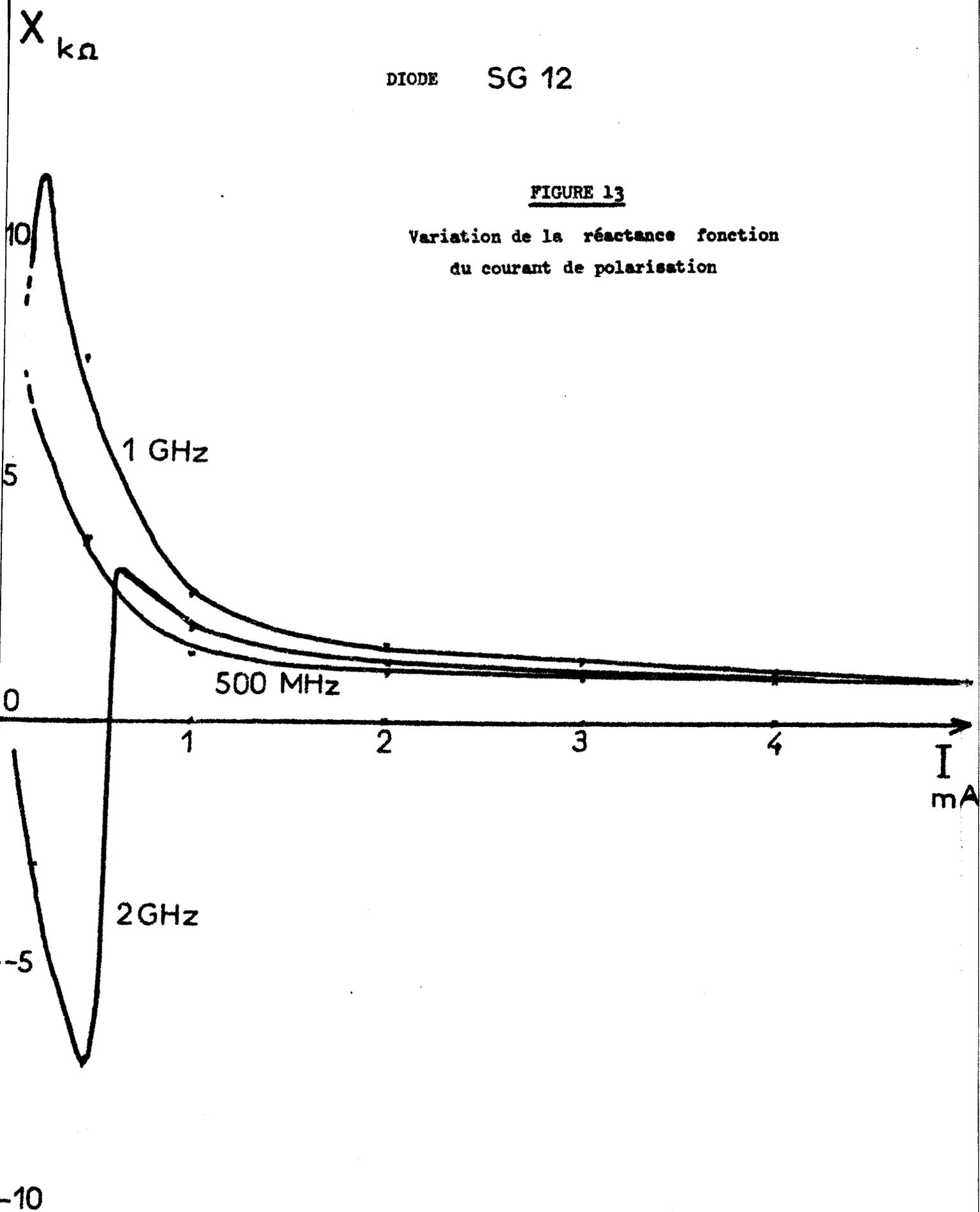
Variation de la résistance fonction  
du courant de polarisation

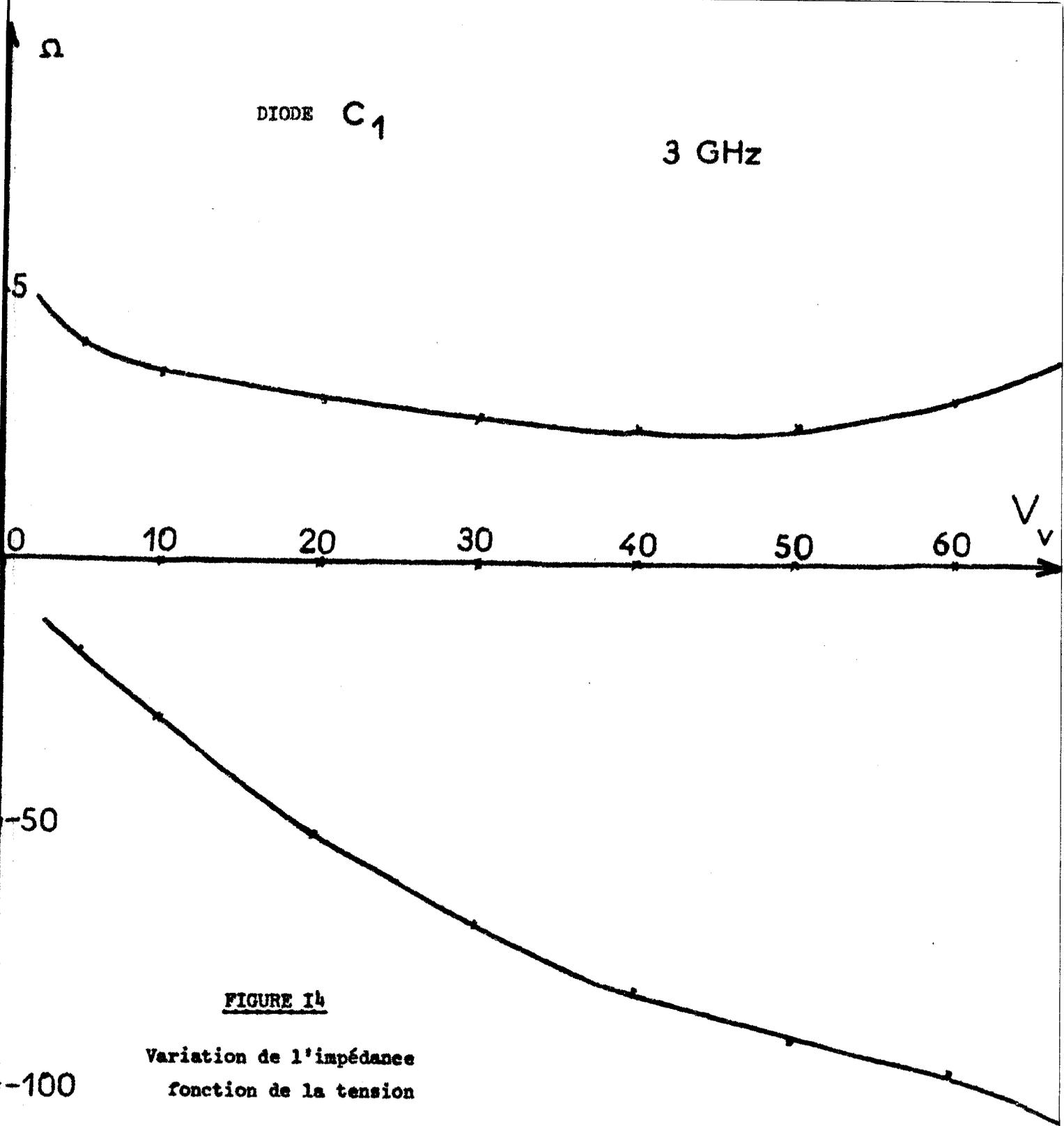


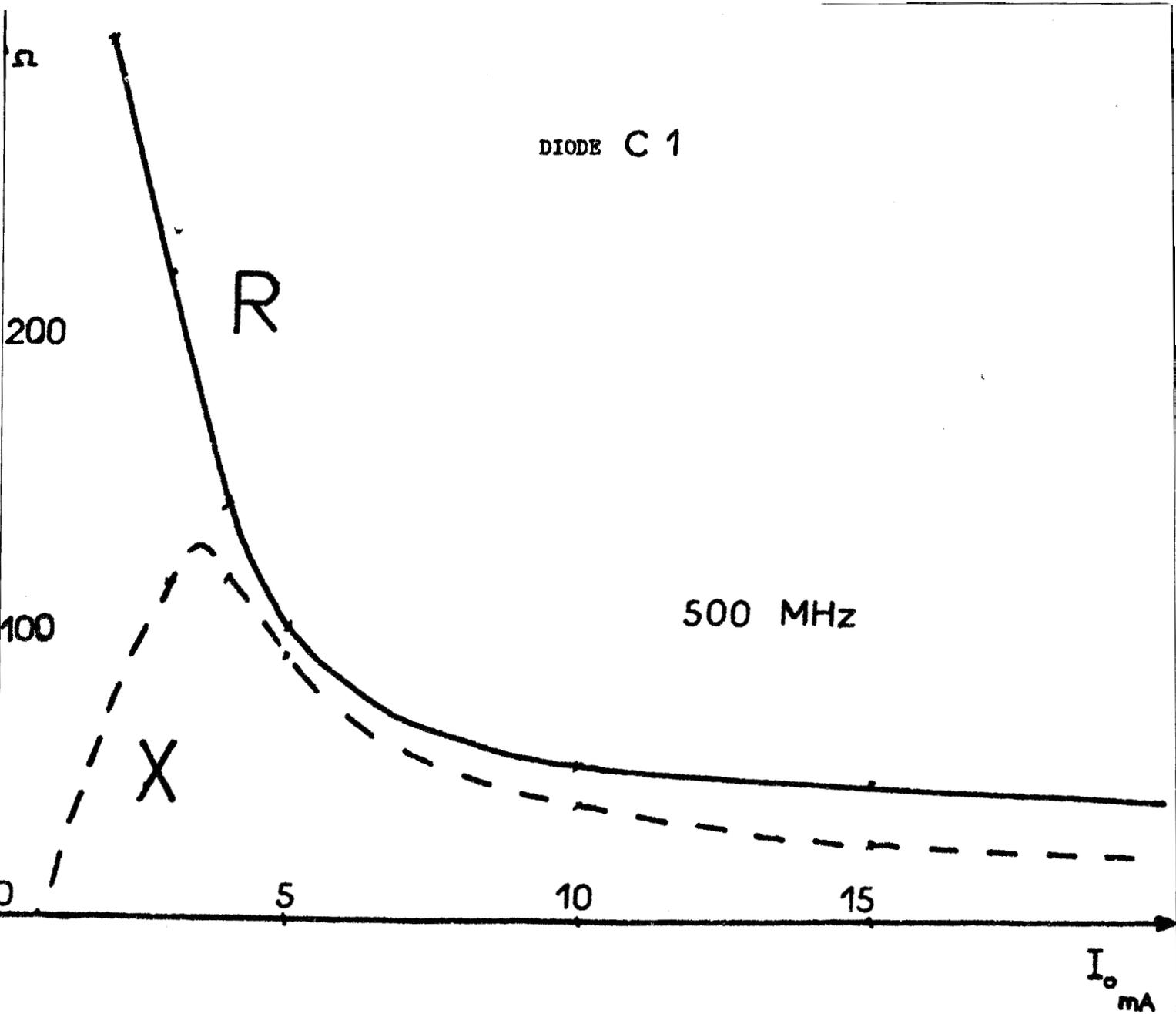
DIODE SG 12

FIGURE 13

Variation de la réactance fonction  
du courant de polarisation







**FIGURE 15**

Variation de l'impédance  
 fonction du courant de  
 polarisation à 500 MHz

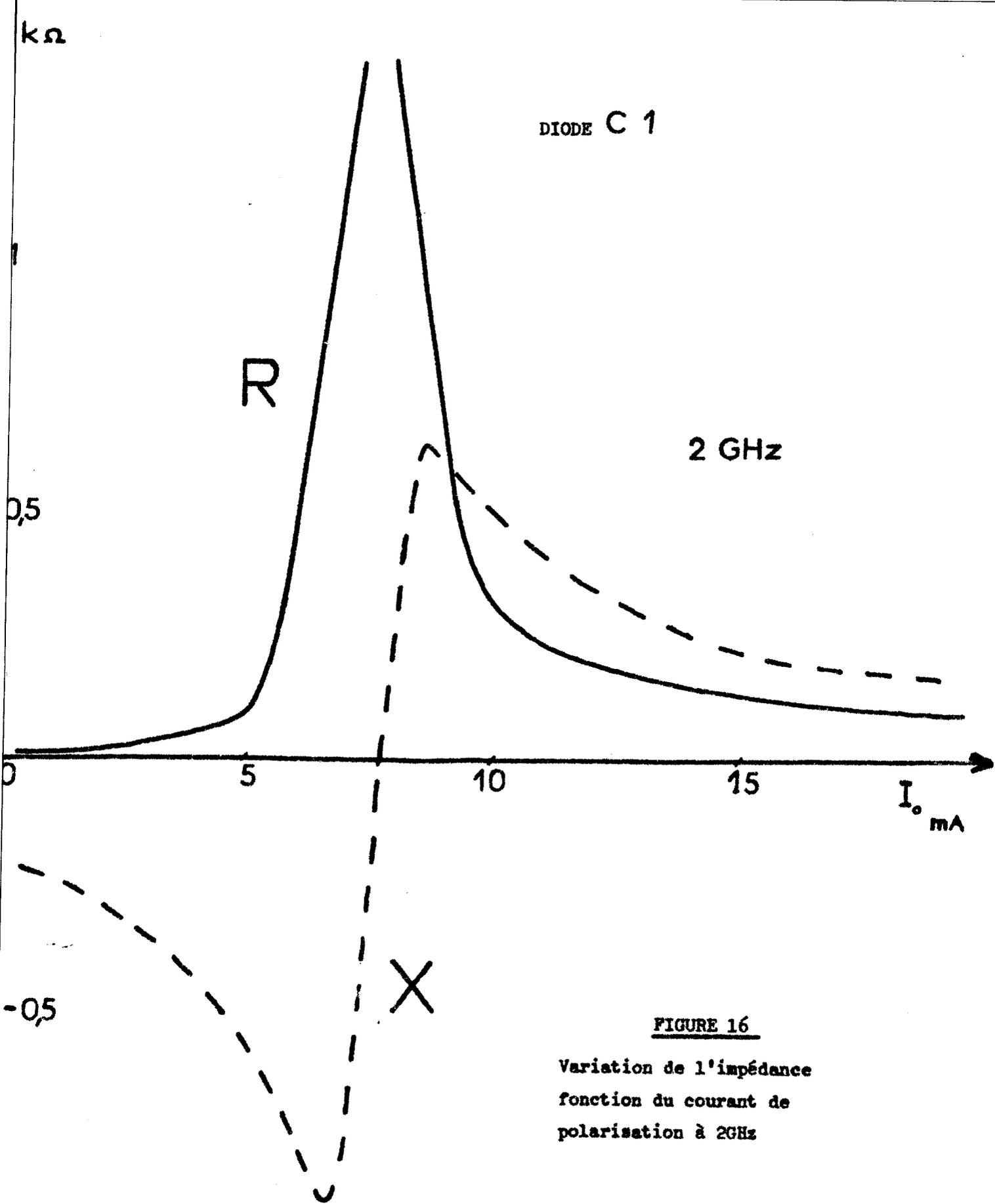


FIGURE 16

Variation de l'impédance  
 fonction du courant de  
 polarisation à 2GHz

par la barrière métal semiconducteur en régime d'avalanche avec une source de bruit de référence.

En pratique, nous opérons à tension constante, à la sortie de la chaîne de mesure de façon à obtenir une précision maximale. Pour cela, il suffit d'atténuer plus ou moins le bruit de la source de référence ou celui de la diode.

Connaissant l'atténuation et la valeur du courant de bruit de référence, on en déduit  $i_n^2$  ou  $u^2$ .

Nous annulons en pratique, la réactance de la diode au moyen d'un accord série et la puissance de bruit mesurée est alors :

$$P_b = R_p \overline{i_i^2} = \frac{R_p}{(R_p + R_D)^2} \overline{u^2} \quad (38)$$

où  $R_p$  est la résistance d'entrée du récepteur.

Aux basses fréquences, le dispositif permet de déterminer directement  $u^2$  car  $R_p \gg R_D$ .

Par contre, aux autres fréquences, on normalise l'impédance d'entrée des différents récepteurs à  $50 \Omega$ . On mesure alors  $i_n^2$  dans  $50 \Omega$ . Connaissant  $R_D$  de la diode, on en déduit :

$$\overline{u^2} = (R_D + R_p)^2 \cdot \overline{i_n^2}$$

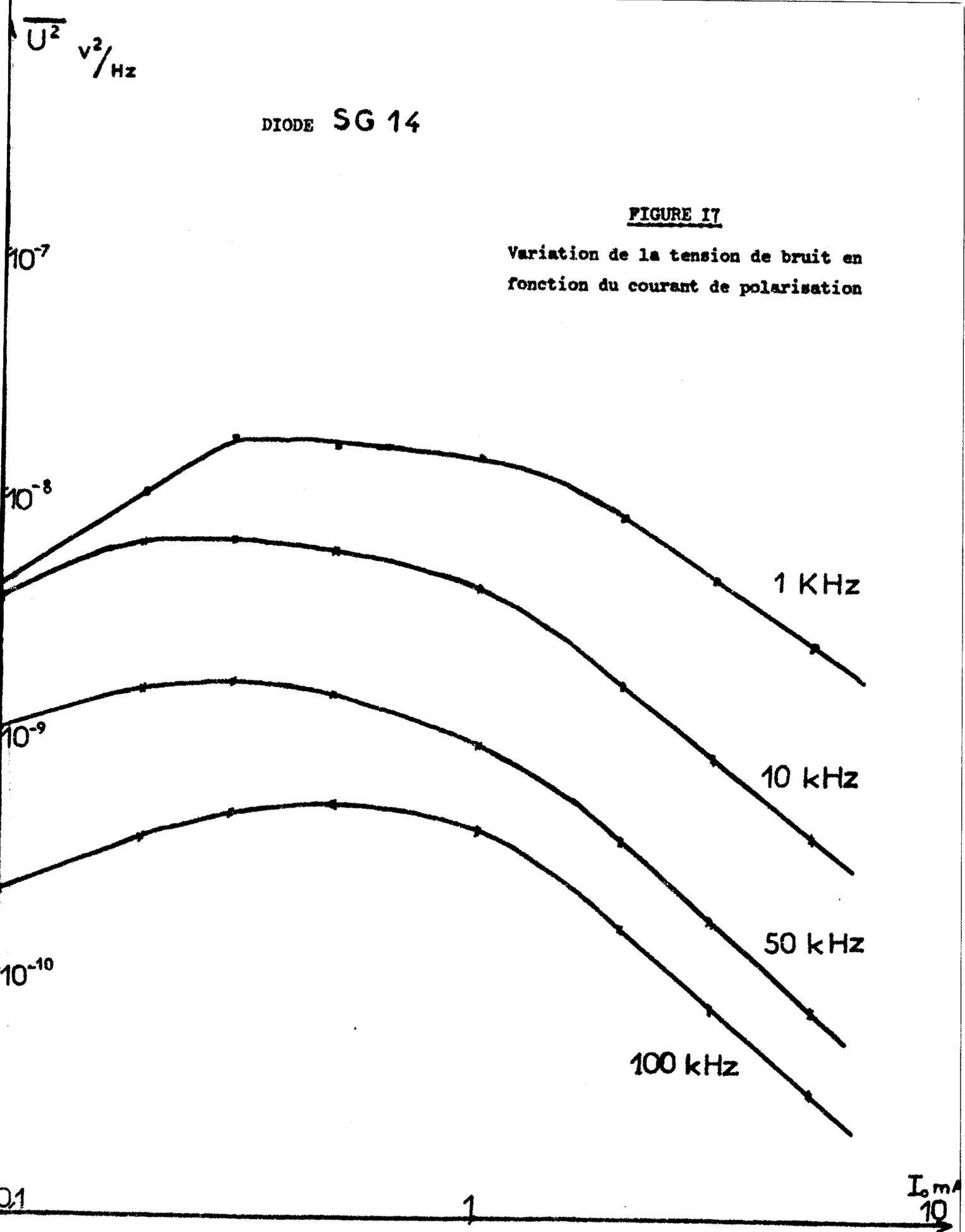
Nous donnons, figures(17, 19), les variations de  $u^2$  en fonction du courant de polarisation, en basses fréquences, pour deux diodes caractéristiques. Nous avons également tracé, sur la figure(19), les variations de  $u^2$  fonction de  $I_0$  pour une diode p-n à différentes fréquences afin de comparer la variation de  $u^2$  avec la fréquence, pour une jonction p-n et pour une barrière métal semiconducteur.

Sur les figures(18, 20), nous représentons les variations du courant de bruit  $i_n^2$ , en fonction du courant de polarisation aux fréquences élevées, pour ces mêmes diodes.

DIODE SG 14

FIGURE 17

Variation de la tension de bruit en fonction du courant de polarisation

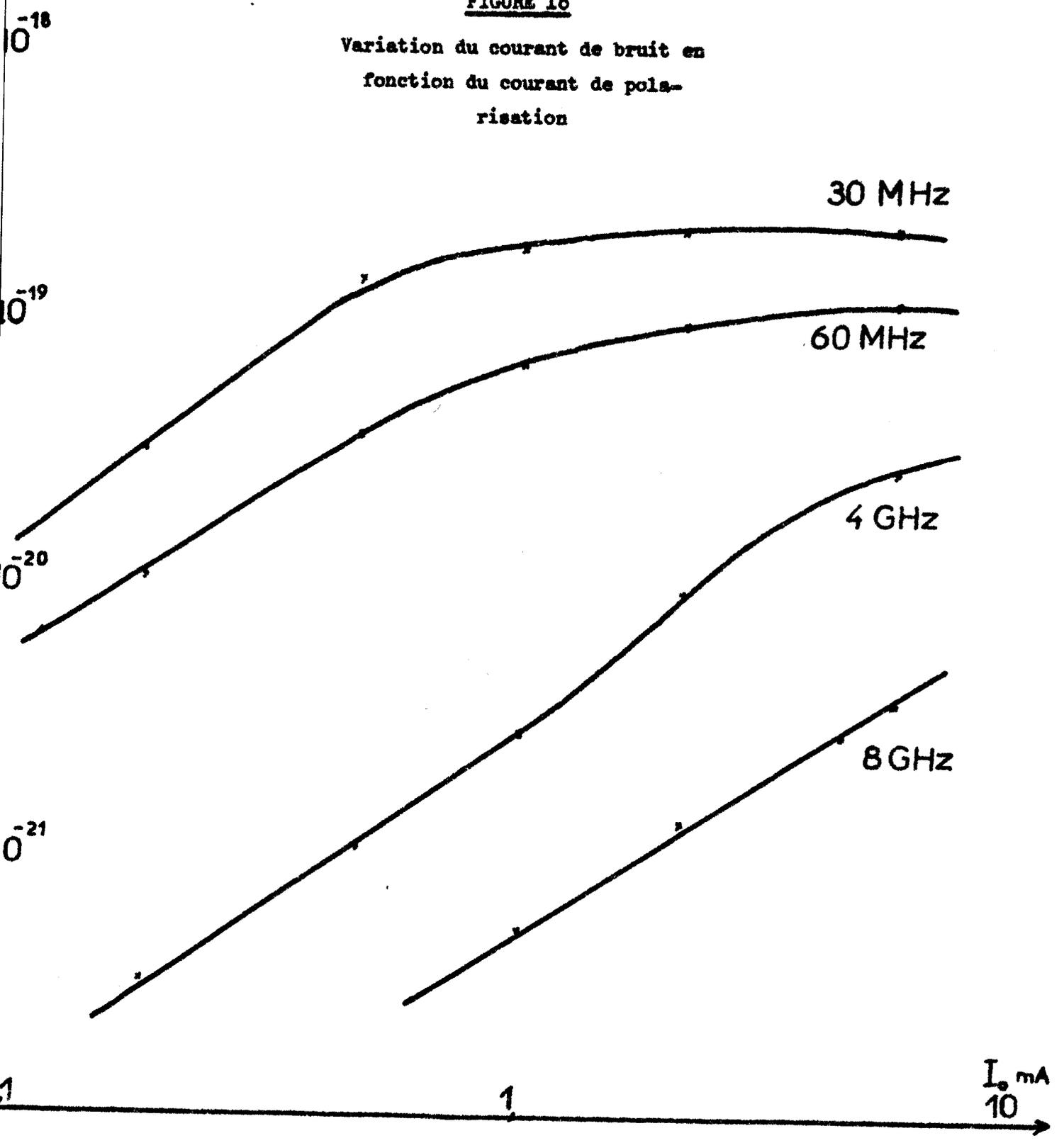


$\overline{I_n^2}$  A<sup>2</sup>/Hz

DIODE SG 14

FIGURE 18

Variation du courant de bruit en  
fonction du courant de polari-  
sation



$\overline{U^2} \sqrt{\text{Hz}}$

— DIODE C<sub>1</sub>  
- - - DIODE AS<sub>2</sub>

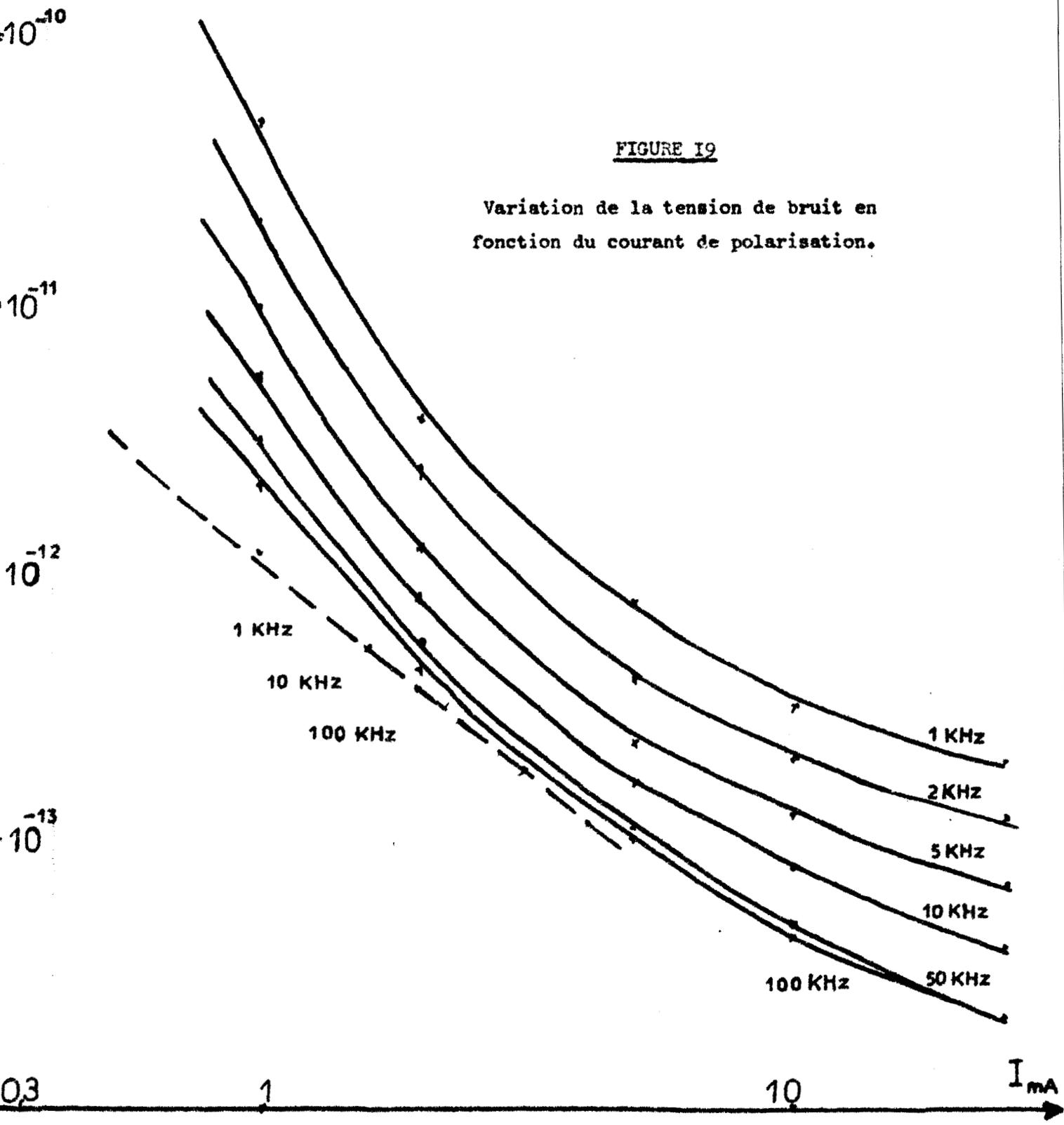
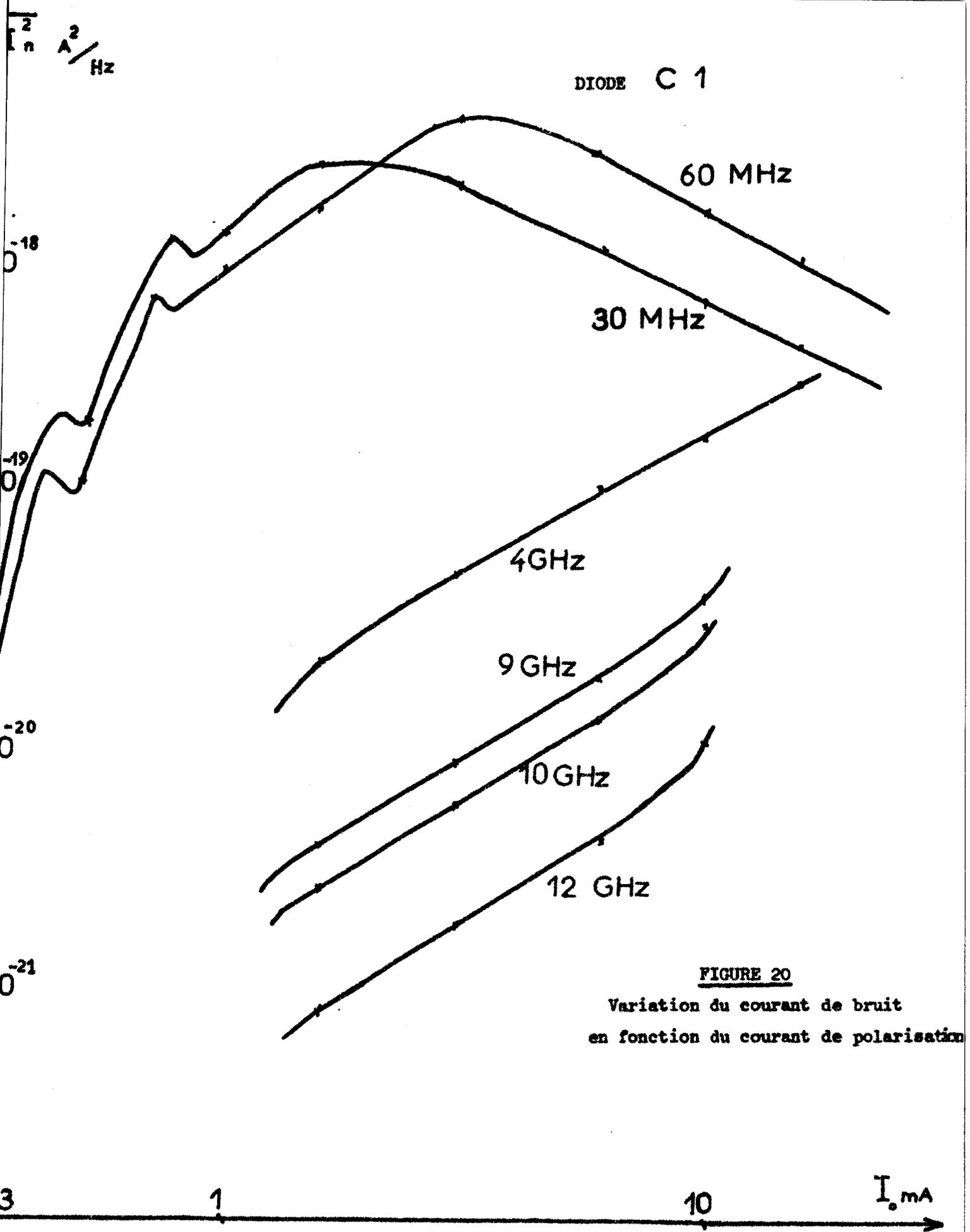


FIGURE 19

Variation de la tension de bruit en fonction du courant de polarisation.



**FIGURE 20**

Variation du courant de bruit en fonction du courant de polarisation

CHAPITRE III

INTERPRETATION DES RESULTATS

III.1. IMPEDANCE DE LA BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR

III.1.1. Diode à structure planar

Nous allons étudier tout d'abord, les variations de l'impédance de la diode à structure planar (fig. 10 à 13). Comme nous nous intéressons plus spécialement à la partie de la diode qui est en avalanche, pour obtenir ses caractéristiques, il est nécessaire d'effectuer certaines corrections tenant compte notamment, de la surface de l'anneau de garde.

En pratique, nous mesurons l'impédance totale de la structure, y compris la capacité boîtier  $C_B$  et celle de l'anneau de garde  $C_1$ . Si l'on retranche  $C_B$  et  $C_1$ , nous pouvons alors étudier le circuit équivalent à la jonction seule, lorsqu'une partie plus ou moins grande de celle-ci est en avalanche. Nous allons ainsi montrer que l'existence d'un claquage par avalanche localisée permet d'interpréter nos résultats de mesures d'impédance et d'évaluer l'importance de la zone effectivement en avalanche.

Le schéma équivalent à la jonction seule est représenté sur la figure 21.

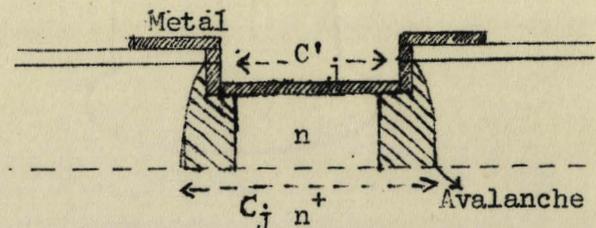
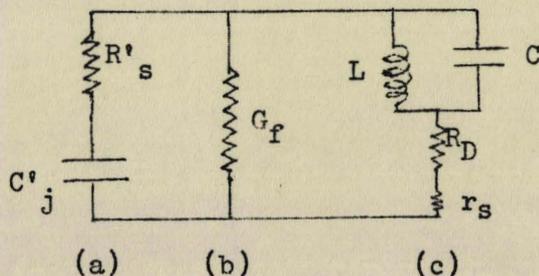


Figure 21

Définissons le nombre  $k$ , rapport entre la surface effectivement en avalanche et la surface totale de la jonction.

Nous distinguons dans le schéma équivalent de la jonction :

- a) Zone non en avalanche qui se réduit à la capacité  $C'_j$  de cette zone, en série avec une résistance  $R'_s$  correspondant à la résistance du substrat et de la zone non désertée. Le profil de champ d'une diode métal semiconducteur permet d'assimiler la barrière à une jonction abrupte. L'expression de  $C'_j$  en fonction de la tension est donnée par la relation (9) dans laquelle  $C_j = \frac{C'_j}{1-k}$

- b) conductance de fuite  $G_f$  qui peut s'estimer à partir de la caractéristique statique  $I = f(V)$  (fig. 22).  $\frac{\Delta V}{\Delta I}$  représente la résistance dynamique  $R_d$  de la diode en parallèle avec la résistance de fuite  $R_f$

- c) Zone en avalanche dont l'impédance totale est, pour une jonction abrupte :

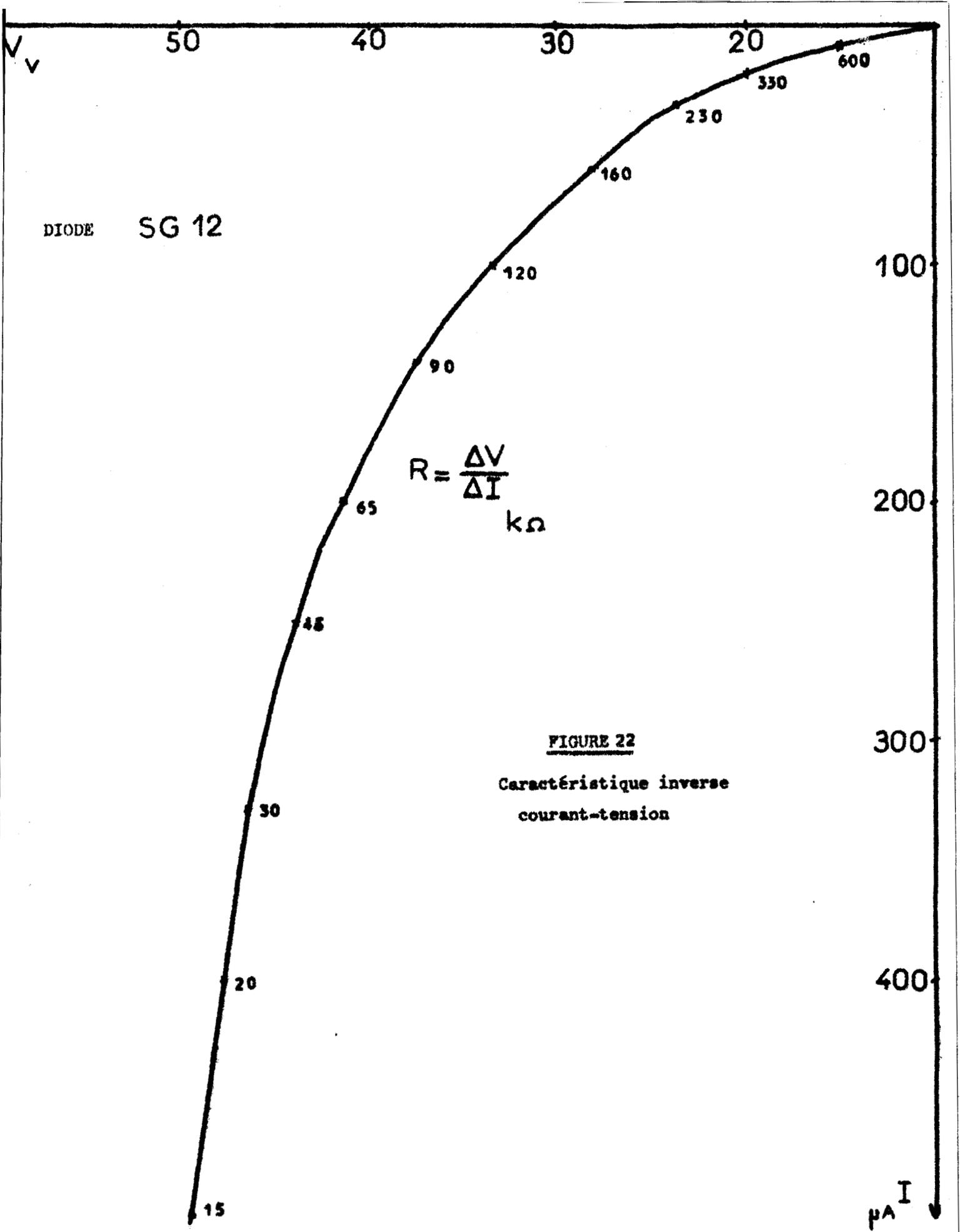
$$Z_D = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S k} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} + \frac{1}{i C \omega} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \quad (29)$$

Ayant défini les différents éléments composant le schéma équivalent de la jonction, nous voyons qu'il est possible de le simplifier en négligeant la conductance  $G_f$  (fig. 22) et également la résistance  $R'_s$  par rapport à  $\frac{1}{i C'_j \omega}$  (fig. 10, 11).

Dans ce cas, il existe une capacité parasite en parallèle sur la jonction étudiée. On peut montrer <sup>(8)</sup> que la réactance totale du dispositif s'annule pour une pulsation  $\omega_m$  liée à la pulsation  $\omega_a$  d'avalanche par la relation

$$\frac{\omega_m^2}{\omega_a^2} = \frac{1}{1 + \frac{C_{\text{parasite}}}{C_{\text{avalanche}}}}$$

avec  $C_{\text{parasite}} = C'_j$   
 $C_{\text{avalanche}} = C_j - C'_j$       d'où  $\frac{\omega_m^2}{\omega_a^2} = k$



En pratique, il est plus commode de raisonner en densités de courant.

Si  $J_{\infty}$  et  $J_{XO}$  sont respectivement les densités de courant correspondant à la résonance,

- dans la zone effectivement en avalanche
- dans la jonction totale si celle-ci était en avalanche uniforme

On obtient :

$$\frac{\omega_m^2}{\omega_a^2} = \frac{J_{XO}}{J_{\infty}} = k$$

On a alors le courant  $I_{\infty}$  dans la zone en avalanche

$$I_{\infty} = J_{\infty} S k = J_{XO} S = I_{XO}$$

Ce raisonnement assez qualitatif nous montre que le courant  $I_{\infty}$  directement mesurable est sensiblement égal au courant  $I_X$  réel de la jonction totalement en avalanche.

Pour ce courant  $I_{\infty}$ , la réactance de l'ensemble passe par une valeur nulle ; quant à la partie réelle, elle équivaut à  $R_D$  et  $R_{fuite}$  en parallèle. Cette résistance passe par un maximum au voisinage de  $I_{\infty}$  (fig. 12) conformément à l'expression théorique de  $R_D$  (29). La densité de courant  $J_X$  correspondant à la résonance est du même ordre de grandeur que celle d'une jonction p - n ou d'une barrière métal semiconducteur (Tableau II).

Lorsque le courant de polarisation est très faible par rapport à  $I_{\infty}$ , on peut considérer que la surface en avalanche est négligeable. La réactance de la diode donne alors directement  $C_j$  en fonction de la tension (tableau I). Les différences entre valeurs expérimentales et valeurs théoriques déduites de la relation (9) en supposant un dopage uniforme ( $N_d = 5,5 \cdot 10^{15}$  atomes/cm<sup>3</sup>), peuvent avoir plusieurs origines, notamment l'imprécision sur le diamètre de la jonction et la variation de la distribution des impuretés dans le semiconducteur. En pratique, les mesures de capacité servent précisément à contrôler le profil de dopage.

Lorsque le courant  $I_0$  est grand par rapport à  $I_\infty$ , ( $\omega \gg \omega_a$ ) la résistance  $R_D$  tend vers :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S k}$$

ce qui permet d'évaluer le nombre  $k$ .

On voit sur la figure 10, que la résistance de charge d'espace  $R_c$  est grande (600  $\Omega$ ) par rapport à sa valeur théorique (160  $\Omega$ ). La surface effectivement en avalanche représente donc approximativement un quart de la surface totale.

Remarquons que la pulsation d'avalanche  $\omega_a$  est sensiblement proportionnelle à  $\sqrt{J_0}$  aux différentes fréquences considérées (fig. 10-13) conformément à la relation (21).

Au delà de  $I_\infty$ , la partie imaginaire de l'impédance est selfique. L'inductance  $L$  de la diode varie théoriquement en  $\frac{1}{I_0}$  (21). Cette variation n'est pas très bien vérifiée expérimentalement aux forts courants, (fig. 13) ceci étant probablement dû à l'imprécision sur les valeurs de  $C_1$ ,  $R_c$  et  $k$ .

### III.1.2. Diode à structure méso

Par contre, les résultats sont beaucoup plus significatifs dans le cas de la diode à structure méso.

La comparaison de la mesure expérimentale de  $R_c$  (48  $\Omega$ ) effectuée par une méthode classique à 10 MHz et de sa valeur théorique (52  $\Omega$ ) est satisfaisante, ce qui montre bien que l'avalanche est uniforme dans la jonction.

Nous pouvons alors distinguer :

- Le cas où la diode n'est pas en avalanche (fig. 14)

Son impédance comprend alors la capacité totale de la jonction associée à la résistance série  $R_s$  (3  $\Omega$ ). Cette mesure permet de déterminer la capacité  $C_j$ , d'où le profil de dopage (tableau 1)

		$V_V$	10	20	30	40	50	60	
$SG_{12}$	{	$C_{exp}$	0,38	0,11	0,06	0,02			C en pF
		$C_{théor}$	0,13	0,093	0,076	0,066			
$C_1$	{	$C_{exp}$	1,7	1	0,78	0,65	0,58	0,56	
		$C_{théor}$	0,8	0,56	0,45	0,4	0,36	0,35	

Tableau I

- Le cas où la diode est en avalanche (fig. 15, 16)

On en déduit, les courants  $I_x$  donnant la résonance aux pulsations de mesures considérées.

Nous représentons dans le tableau II, les densités de courant  $J_x$  donnant la résonance aux fréquences de 0,5 et 2 GHz pour une barrière métal semiconducteur à structure planar, à structure méssa et pour une jonction pn.

	$C_1$	$SG_{12}$	pn	
0,5 GHz		10	6	$J_x$ en A/cm <sup>2</sup>
2 GHz	70	110	85	

Tableau II

On remarque que l'ordre de grandeur de  $J_x$  pour ces trois diodes est sensiblement le même.

L'étude de la résonance à différentes fréquences nous montrerait une variation de  $\omega_a$  en  $\sqrt{I_0}$  (à 3 GHz,  $I_x = 16,5$  mA).

Pour des courants supérieurs à  $I_x$ , la réactance de la diode est selfique et l'inductance L est inversement proportionnelle à  $I_0$  (fig. 15, 16)

Pour des courants de polarisation élevés, la résistance  $R_D$  de la diode tend vers  $R_C$ , et la valeur déduite ( $50 \Omega$ ) confirme les résultats précédents.

Remarquons qu'aux fréquences plus élevées (4 GHz), il est possible d'obtenir une résistance négative, d'où la possibilité d'utiliser la barrière métal semiconducteur comme oscillateur hyperfréquence <sup>(18)</sup>. Cette étude est effectuée dans notre laboratoire, par MARTINACHE <sup>(19)</sup>. Nous nous sommes intéressés ici essentiellement aux sens de variations de l'impédance ce qui nous a permis de mettre en évidence que la barrière métal semiconducteur à structure planar n'était pas en régime d'avalanche uniforme, mais que le phénomène d'avalanche avait bien lieu dans une partie de la surface.

Par contre, la structure méssa est préférable quant à l'uniformité de l'avalanche. Une étude plus complète doit permettre de comparer systématiquement l'impédance d'une barrière métal semiconducteur de type "méssa" à celle d'une jonction p-n.

### III.2. Bruit de la barrière métal semiconducteur

Nous avons représenté sur les figures (17 à 20) les variations de  $\overline{i_n^2}$  et  $\overline{u^2}$  en fonction de  $I_0$  à différentes fréquences pour les deux diodes caractéristiques.

#### III.2.1. Diode à structure planar

On remarque que :

-  $\overline{u^2}$  passe par un maximum aux basses fréquences. Cela correspond à un courant  $I_0$  tel que la fréquence de mesure soit égale à la fréquence d'avalanche (fig. 17).

-  $\overline{u^2}$  varie comme  $\frac{1}{I_0}$  aux basses fréquences et aux forts courants

-  $\overline{i_n^2}$  est proportionnel à  $I_0$  aux hautes fréquences et aux courants faibles (fig. 18).

- La variation de  $\overline{i_n^2}$  en fonction de  $f$  aux fréquences élevées est en  $\frac{1}{f}$  (fig. 18).

Ces variations vérifient les lois théoriques du bruit, établies pour une avalanche uniforme (36, 37).

Cependant, on constate que les variations en  $I_0$  (et  $\frac{1}{I_0}$ ) sont observées à des courants plus faibles que pour les diodes à avalanche uniforme. Ceci suppose que toute la surface de la jonction n'est pas en régime d'avalanche et confirme nos résultats déjà obtenus à partir des mesures d'impédances.

Nous observons également que le bruit en B.F. dépend de la fréquence contrairement à la relation théorique (36).

### III.2.2. Diode à structure méso

Nous remarquons :

- aux très basses fréquences 1 kHz - 100 kHz (fig. 19)

-  $\overline{u^2}$  varie comme  $\frac{1}{I_0}$  pour des courants supérieurs à 2 mA.

-  $\overline{u^2}$  varie avec la fréquence. Cette dépendance n'a pas lieu dans le cas des diodes à jonction p-n (fig. 19). Elle confirme l'existence dans les barrières métal semiconducteur, d'un courant de bruit variable avec la fréquence.

- aux fréquences 30 et 60 MHz.

On observe un maximum et une variation de  $\overline{i_n^2}$  en  $\frac{1}{I_0}$  pour les forts courants.

L'avalanche n'est pas uniforme pour  $I_0$  inférieur à 1 mA. On peut alors considérer (fig. 20) que la diode est formée de plusieurs diodes élémentaires placées en parallèle et qui se mettent successivement en avalanche.

- aux hautes fréquences 4 GHz - 12 GHz

-  $\overline{i_n^2}$  varie proportionnellement à  $I_0$

- Sa variation en fonction de la fréquence est très rapide et plus précisément est en  $\frac{1}{\omega^4}$

Nous voyons donc que l'avalanche est uniforme dans toute la jonction à partir d'un courant de l'ordre de 2 mA, et que les résultats théoriques du bruit sont bien vérifiés par la jonction métal semiconducteur, excepté pour le bruit BF, qui dépend de la fréquence, contrairement à ce que l'on observe pour les diodes à jonction p-n.

Une étude plus précise doit permettre de déterminer l'origine de ce bruit. Il serait également intéressant de comparer les niveaux de bruit obtenus pour une jonction p-n et une barrière métal semiconducteur de dimensions et de dopage identiques.

## CONCLUSION

Les différentes méthodes de caractérisation, mises au point dans notre laboratoire, semblent pouvoir s'appliquer de façon intéressante aux barrières métal semiconducteur.

Il est ainsi facile d'étudier dans quelle mesure, l'avalanche peut être uniforme dans une structure métal semiconducteur.

Par ailleurs, l'étude du bruit montre immédiatement la non uniformité dans certaines structures et semble indiquer l'existence d'un bruit supplémentaire dépendant de la fréquence. Il serait intéressant d'étudier les mécanismes physiques donnant lieu à ce bruit.

Une étude comparée des propriétés hyperfréquences d'une diode à barrière métal semiconducteur et d'une diode à jonction P-N permettrait de préciser la réalisation offrant la solution la plus satisfaisante aux problèmes de bruit et d'évacuation thermique.

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) H.K. HENISCH, Rectifying semiconductor contacts, Clarendon Press 1957
- (2) E. SPENKE, Les semiconducteurs électroniques, Dunod 1959
- (3) M. STRUTT, Semiconductor devices, vol. 1, Acad. Press. 1966
- (4) F.A. PADOVANI & R. STRATTON, Field and thermionic field emission in schottky barriers, Sol. State Elec., Vol. 9, n° 7, p. 695-707, 1966
- (5) E. CONSTANT & A. SEMICHON, Diodes semiconductrices en régime d'avalanche. Application aux hyperfréquences; Onde Electrique p. 703 - 721, Juillet Aout 1968
- (6) D. KAHNG, Conduction properties of the Au-n type-Si schottky barrier, Sol. State Elec., Vol. 6, p. 281-295, 1963
- (7) M.J. TURNER & E.H. RHODERICK, Metal silicon schottky barriers, Sol. State Elec. Vol. 11, n° 3, p. 291-295, 1968
- (8) B. BOITTEAUX, De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur en avalanche, Thèse 3ème cycle Electronique, Lille, Octobre 1968
- (9) W.T. READ, A proposed high frequency negative resistance diode, Bell syst. Tech. J. 37, p. 401-406, 1958
- (10) M.E. HINES, Noise theory for the Read type avalanche diode, I.E.E.E. Trans. El. Devices, ED 13, 1, p. 158-163, 1966
- (11) A.S. TAGER, The avalanche transit diode and its use in microwaves, Sov. Phys. Uspekhi, 9, 6, p. 892-912, 1967
- (12) R.J. Mac INTYRE, Multiplication noise in uniform avalanche diodes, I.E.E.E. Trans. El. Devices, ED 13, 1, p. 164-168, 1966
- (13) B. KRAMER, Sur le bruit d'avalanche dans les semiconducteurs, Thèse 3ème cycle Electronique, Lille Octobre 1968
- (14) H.K. GUMMEL & J.L. BLUE, A small signal theory of avalanche noise in IMPATT diodes, I.E.E.E. trans. El. Devices, ED 14, 9, p. 569-580, 1967

- (15) R. PERICHON, Fluctuation du taux de génération par avalanche dans un semi-conducteur, E.E.A. Electronique, Lille Juillet 1969
- (16) S.M. SZE & G. GIBBONS, Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors, Sol. State Elec. Vol. 9, p. 831 - 846, 1966
- (17) Operating instructions, Admittance meter, GENERAL RADIO, Company
- (18) S.M. SZE, M.P. LEPSALTER, & R.W. MAC DONALD, Metal semiconductor Impatt diode Sol. State Elec. Vol 12, p: 107 - 109, 1969
- (19) J.M. MARTINACHE, Etude théorique et expérimentale de l'avalanche dans une barrière métal semiconducteur, Thèse Docteur Ingénieur Electronique Lille (à paraître).

