

Buu 20200064

50376
1971
176

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES
DE SCIENCES PHYSIQUES

Mention : ELECTRONIQUE

-o-

ETUDE EXPERIMENTALE DES BARRIERES METAL-SEMICONDUCTEUR EN REGIME
D'AVALANCHE

Par : LE BORGNE Alain

Maître ès-Sciences



LILLE, le 13 Juillet 1971

S O M M A I R E

INTRODUCTION

1. CARACTERISTIQUES STATIQUES DES BARRIERES METAL-SEMICONDUCTEUR

1.1. Remarques préliminaires sur le choix des diodes étudiées.

1.2. Propriétés physiques de la barrière

1.2.1. Constantes d'émission (n ; A)

1.2.2. Hauteur de barrière

1.3. Propriétés spécifiques de la diode

1.3.1. Profil de concentration en impuretés

1.3.2. Détermination de la surface

1.3.3. Zone désertée ; Zone de transit ; Zone en avalanche

1.3.4. Propriétés thermiques de la jonction.

2. PROPRIETES HYPERFREQUENCES DES DIODES METAL-SEMICONDUCTEUR

2.1. Impédance hyperfréquence de la diode

2.1.1. Schéma équivalent

2.1.2. Détermination des éléments du schéma équivalent

2.1.3. Fréquence d'avalanche

2.2. Bruit

2.2.1. Bruit en régime linéaire

2.2.2. Bruit en oscillation

2.3. Puissance en oscillation

3. DISCUSSION DES RESULTATS. COMPARAISON BARRIERES-JONCTIONS

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

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

Depuis quelques années, notre laboratoire étudie les diodes métal-semiconducteur en régime d'avalanche. Ces composants sont en pratique, utilisés dans des réalisations de dispositifs hyperfréquences à l'état solide (oscillateurs, multiplicateurs, wobulateurs).

Nous avons donc été amenés à mettre au point un certain nombre de méthodes de mesure des divers paramètres de ces composants.

Notre travail a consisté à appliquer à un ensemble de diodes ces méthodes de mesure et à en exposer les résultats expérimentaux. Ces résultats sont confrontés aux valeurs théoriques quand elles existent.

Dans une première partie nous présentons les caractéristiques statiques de la barrière métal-semiconducteur.

Dans une deuxième partie, nous nous intéressons aux propriétés hyperfréquences des diodes.

Enfin après analyse des résultats, nous esquissons une comparaison barrière-jonction.

§§§§

1. CARACTERISTIQUES STATIQUES DES BARRIERES METAL-SEMICONDUCTEUR

1.1. Remarques préliminaires sur le choix des diodes étudiées

L'étude que nous avons menée a été effectuée sur plusieurs séries de diodes dont les caractéristiques-constructeur sont réunies dans le tableau ci-dessous.

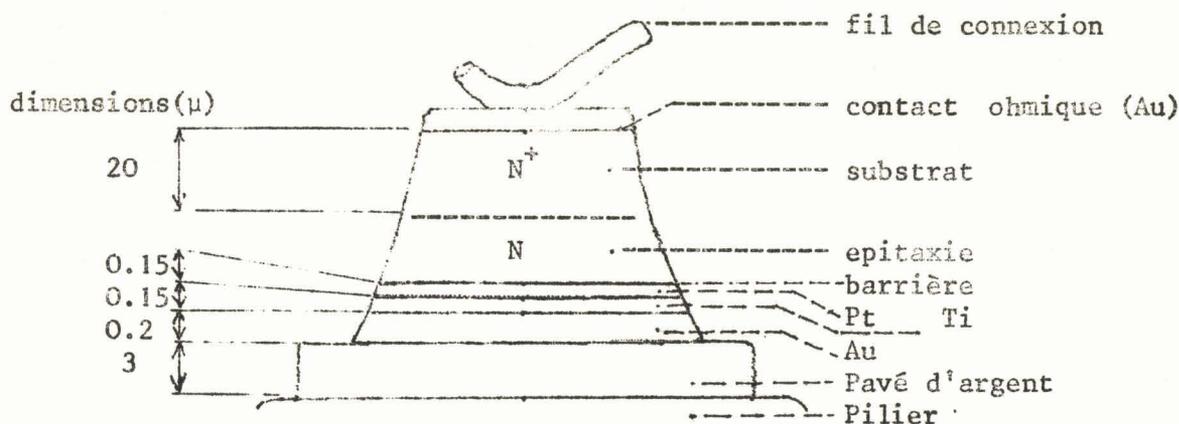
SERIE	NL	AC	AD	AE	4A	5A	8A	10A	11A
Semi-conducteur	Si				Ga As				
Métal*	Platine				or				
Surface (μ^2)**	8 6 0	10 000	16 000	5 800		12 000	7 000	5 000	12 000
Epaisseur substrat (μ)	20				30				
Epaisseur épitaxie (μ)		4.3	5.5	1.8	6	4.5	5		
"dopage épitaxie" (10^{16} At/cm ³)	0.8	0.8	0.5	4	1.1	1.1	0.63	0.92	1.8
Connexions	1 fil d'or diamètre 38 μ								
Boitier	F 27 d								

Ces diodes réalisées à partir d'une barrière métal-semiconducteur sont dimensionnées et placées dans un boitier pour un usage en hyperfréquences (en particulier génération d'ondes hyperfréquences).

Toutes ces diodes possèdent la même structure, -méso inversée- qui, à l'heure actuelle, donne les meilleurs résultats tant au point de vue dissipation thermique que limitation des courants de fuite superficiels ou qu'uniformité de l'avalanche.

* le platine est déposé par pulvérisation cathodique, l'or par électrolyse

** valeur caractéristique dans chaque série.



Structure méssa inversée d'une diode métal-semiconducteur (séries AC, AD, AE)

Nous présentons à la fois des résultats concernant le silicium et l'arseniure de gallium. Dans chaque série, nous avons sélectionné les diodes qui présentent le moins de défauts. Ceci constitue, en fait, un tri normal après fabrication en vue des diverses applications envisagées⁽⁶⁾.

1.2. Propriétés physiques de la barrière

1.2.1. Constantes d'émission (n, A)

La caractéristique expérimentale directe courant-tension d'une barrière métal-semiconducteur est bien décrite par la relation⁽²⁾ :

$$I_F = A S T^2 \exp\left(-\frac{q \phi}{n k T}\right) \left[\exp\left(\frac{q(V - R I_F)}{n k T}\right) - 1 \right] \quad (1.1.)$$

Le paramètre n correspond à une température excédentaire de barrière T_0 définie par $(n - 1) T = T_0$. Pour des tensions appliquées plus grandes que $3 \frac{kT}{q}$, tant que la chute de tension dans la résistance série est négligeable devant V , le logarithme du courant dépend linéairement de la tension appliquée (figure 1.)

$$\log I_F \sim \frac{q V}{n k T} \quad (1.2.)$$

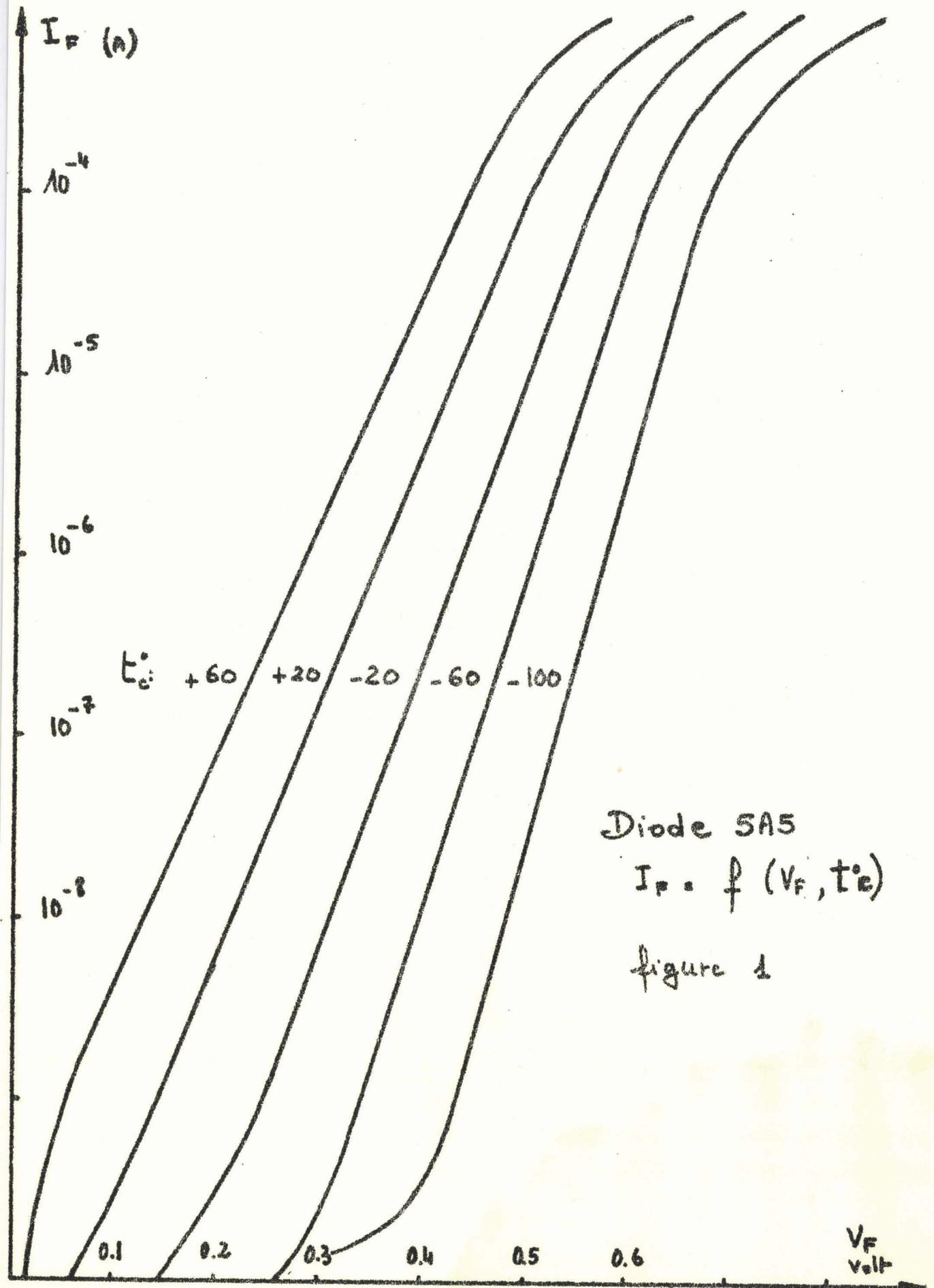
Cette loi est très bien vérifiée dans l'intervalle de températures (173 à 333°K) où nous avons opéré.

La pente de la caractéristique permet d'évaluer le paramètre n . On constate que n décroît lorsque la température croît tout en restant supérieur à 1.

L'étude d'une barrière Au-As Ga nous a fourni les résultats suivants :

T°K	173	213	253	293	333
n	1.38	1.30	1.27	1.23	1.08
T ₀ °K	66	64	68	67	63

T.2.



Nous vérifions l'hypothèse de la température excédentaire avec une bonne approximation. La caractéristique directe courant-tension peut aussi s'écrire :

$$\log \left(\frac{I}{S T^2} \right) = \log A - \frac{q}{N k T} (\phi - V_F) \quad (1.3.)$$

A chaque température, $\frac{q}{n k T}$ est connue (figure 1.) cela nous permet de tracer le logarithme de I/ST^2 en fonction de $\frac{q}{n k T}$, à tension appliquée V_F constante.

Nous pouvons déterminer la constante de Richardson A et déduire la hauteur de barrière (figure 2.).

Les valeurs de A obtenues sont, bien que très imprécises du fait de l'extrapolation, en accord avec les valeurs théoriques⁽¹⁾⁽⁴⁾.

A A/°K ² /cm ²	Si	Ga As
expérimental	40 - 60	60
théorique	120	20 - 40

T.3.

1.2.2. Hauteur de barrière

Il existe deux déterminations possibles selon que l'on "voit" la barrière du côté métal ou du côté semi-conducteur.

D'après ce que nous avons vu au paragraphe précédent (équation 1.3.) la hauteur de barrière vue du côté métal est calculée à partir des valeurs du courant de saturation I_s , extrapolées sur la caractéristique $I_F = f(V_F)$ pour $V_F = 0$

$$\phi = \frac{n k T}{q} \log \frac{A S T^2}{I_s} \quad (1.4.)$$

Nous donnons les valeurs expérimentales de ϕ dans le tableau (T.4.).

Remarquons que ces valeurs sont obtenues à champ nul. En effet lorsqu'on applique une tension suffisamment grande à la barrière (en particulier donc en polarisation inverse) il se produit un abaissement de barrière $\Delta\phi$ proportionnel au champ électrique et à la concentration en impuretés. Cet effet se traduit en polarisation inverse, avant la mise en avalanche, par un accroissement du courant de saturation avec la tension (figure 3.).

Nous pouvons accéder à la hauteur de barrière du côté semi-conducteur. On détermine, en effet, le potentiel de diffusion V_D à partir des mesures de capacité.

La relation C-V s'écrit :

$$C = S \sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2 (V_D - V)}} = \frac{\epsilon S}{W} \quad (1.5.)$$

$$\log_{10} \left(\frac{I_F}{ST^2} \right)$$

log A

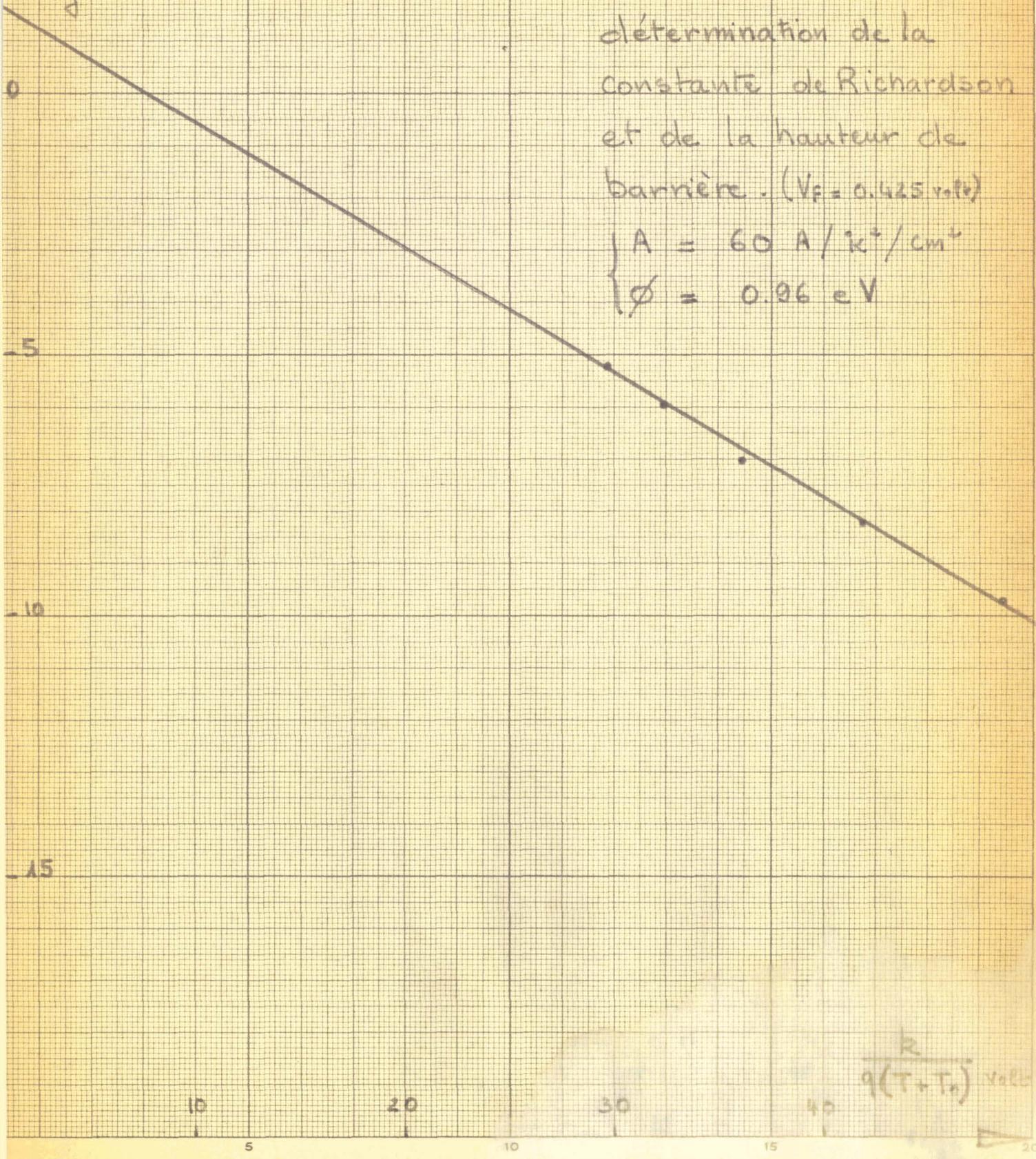
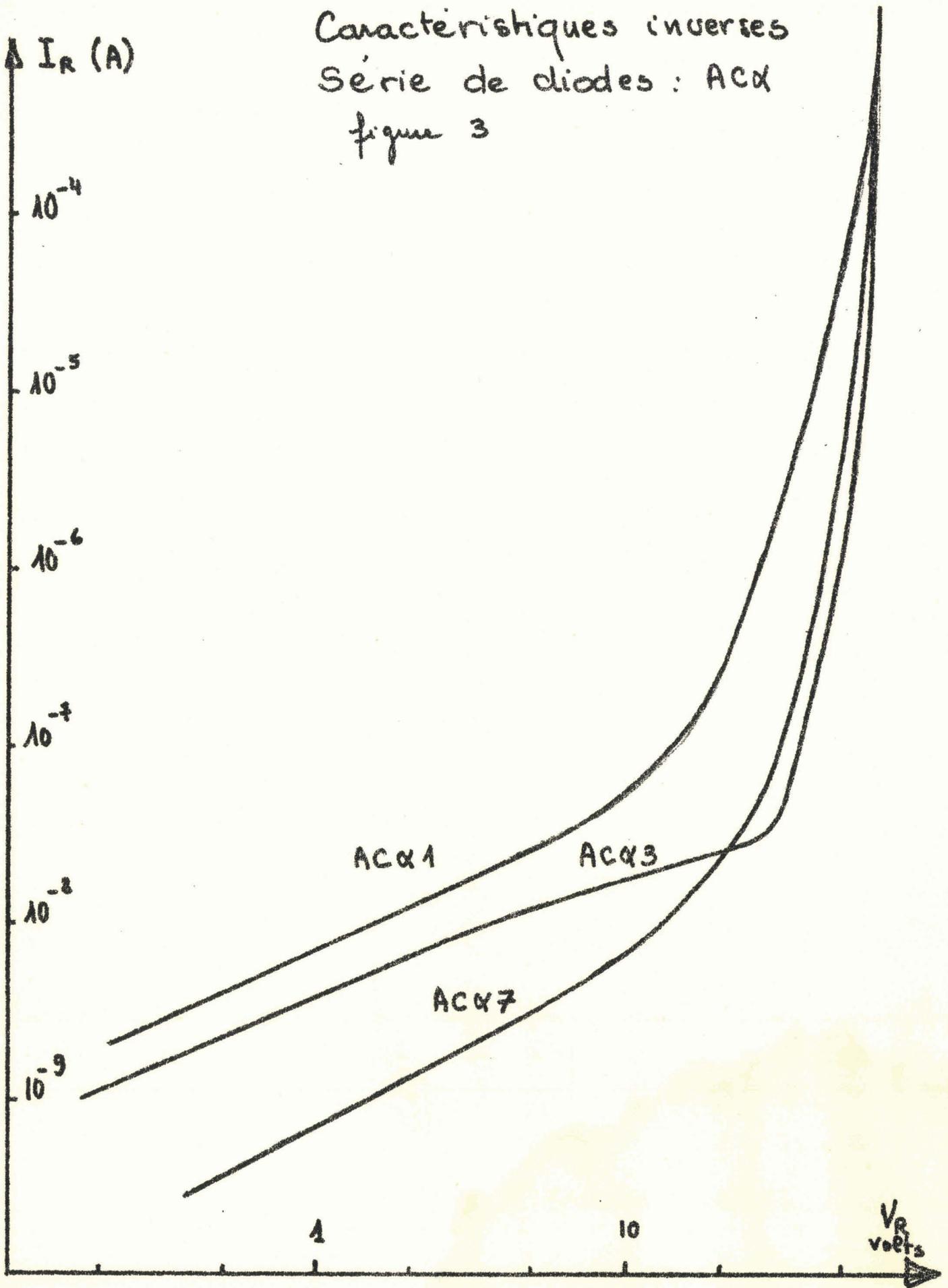


figure 2.
Diode 5A5
détermination de la
constante de Richardson
et de la hauteur de
barrière. ($V_f = 0.425$ volts)
 $A = 60 \text{ A/k}^2/\text{cm}^2$
 $\phi = 0.36 \text{ eV}$

$$\frac{k}{q(T+T_0)} \text{ volts}$$

Caractéristiques inverses
Série de diodes : AC α
figure 3



Si N_D (concentration en atomes donneurs) est constante, le graphe de $\frac{S^2}{C^2}$ fonction de V est une droite qui coupe l'axe V au point V_D (figure 4.).

De V_D , on passe à ϕ par l'équation⁽¹⁾ :

$$\phi = V_D + \delta E_n \quad (1.6.)$$

(dans le cas de faibles tensions appliquées, $\Delta\phi$ l'abaissement de barrière est négligeable). δE_n est la différence d'énergie en électron-volt entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction du semi-conducteur.

Les résultats obtenus par les deux méthodes concordent entre eux et avec ceux trouvés dans les publications⁽¹⁾.

Diodes	S.C.	Métal	Hauteur de barrière	
			I - V	C(V)
NL	Si	Pt	0.9	0.88
AC	Si	Pt	0.78	0.83
AE	Si	Pt	0.72	0.68
5A	As Ga	Au	0.96	$V_D = 0.57$
8A	As Ga	Au		$V_D = 1$
11A	As Ga	Au		$V_D = 1$

T.4.

1.3. Propriétés spécifiques de la diode

1.3.1. Profil de concentration en impuretés

La détermination du profil de concentration en impuretés donneuses est essentielle pour prévoir les propriétés de la diode en hyperfréquences.

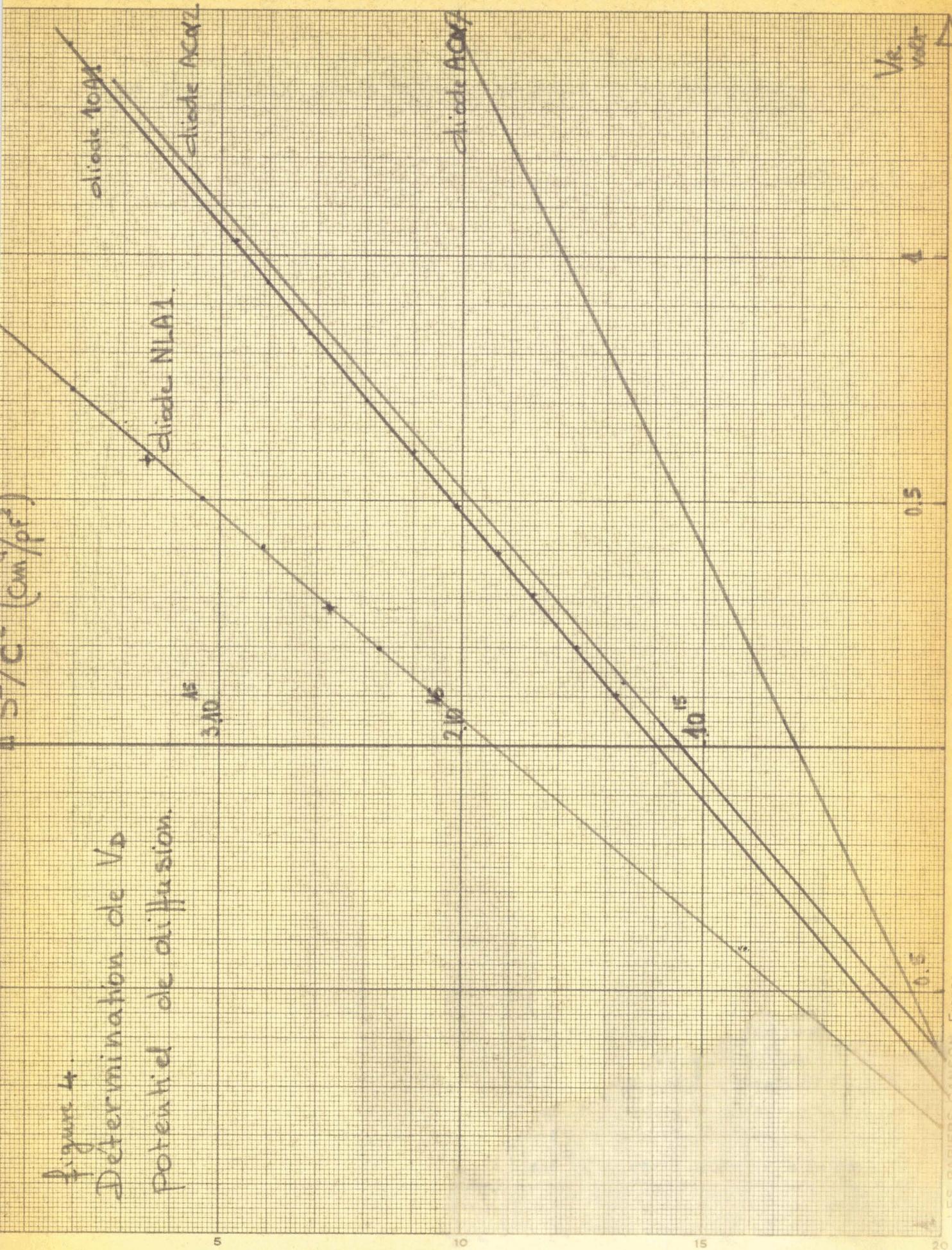
La détermination du profil est faite à partir de la tension d'avalanche et de la mesure de la capacité de la diode polarisée en inverse⁽⁵⁾.

La tension d'avalanche est extrapolée à courant nul à partir des mesures expérimentales. Si, d'autre part, nous dérivons la relation (1.5.) nous obtenons :

$$N_D(x) = - \frac{C^3}{q \epsilon S^2} \frac{dV}{dC} \quad (1.7.)$$

la mesure de capacité est effectuée à 1 MHz, à l'aide d'un pont automatique de grande précision⁽⁷⁾.

Figure 4
 Détermination de V_D
 Potentiel de diffusion



Un moteur électrique fait varier la capacité étalon. A chaque tour, qui correspond à $dc = 0,025$ pF, nous enregistrons la tension V. Connaissant la capacité de départ, nous pouvons à l'aide d'une calculatrice (Olivetti programma 101) déterminer x , $N(x)$, C et V correspondants.

La valeur initiale de la surface utilisée est celle donnée par le constructeur. L'équation (1.7.) montre que le produit NS^2 ne dépend pas de la surface.

Si le profil tracé est constant (ou très faiblement variable) (fig.5.) nous déterminons N_D par la tension d'avalanche⁽⁵⁾. En reportant cette valeur dans le produit (NS^2) nous en déduisons la valeur de la surface "électrostatique" de la barrière.

Si le profil est variable (figure 5.), nous devons utiliser une autre méthode. Pour chaque couple de valeurs C et V, nous faisons varier N_D et S de sorte que le produit NS^2 correspondant reste le même. Nous obtenons un nouveau profil dont nous calculons la tension d'avalanche. Lorsque celle-ci coïncide avec la valeur expérimentale nous arrêtons le calcul qui, à ce moment donne le profil réel et la surface électrostatique.

1.3.2..Détermination de la surface

C'est aussi un des paramètres essentiels de la diode puisque la plupart des autres en dépendent. La première information que nous possédons est celle fournie par le constructeur qui procède à une mesure par microscopie micrométrique ou planimétrie sur photographie dans le cas de contour irrégulier.

Nous avons vu au paragraphe précédent (1.3.1.) que la détermination de la surface "électrostatique" S_e était intimement liée à l'obtention du profil de dopage. Toutefois lorsque la diode se met en avalanche, celle-ci s'étend de façon graduelle à une partie de la surface, dans le meilleur des cas à l'ensemble.

Cette surface en avalanche - S_a - est déterminée à partir de la résistance de charge d'espace⁽³⁾ R_c :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} \quad (1.8.)$$

La mesure est faite à 10 MHz à l'aide d'un pont d'impédances G.R. En principe (fig.5.) lorsque l'avalanche est bien uniforme, R_c reste constante quand le courant croît, tant que l'échauffement n'est pas trop important⁽³⁾. Nous déterminons S_a par comparaison avec R_c théorique :

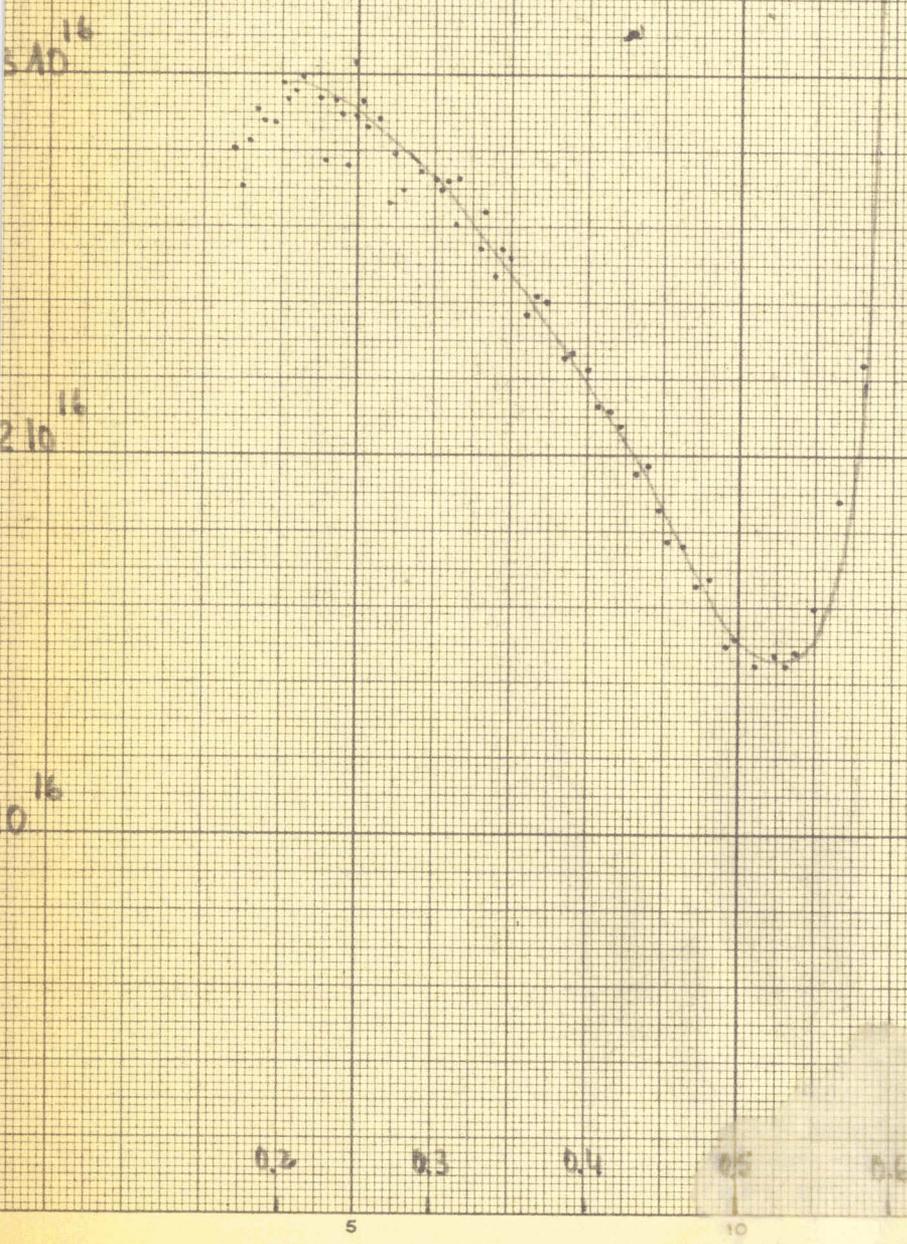
$$S_a = \frac{R_c \text{ théorique} \cdot S \text{ unité}}{R_c \text{ expérimental}}$$

N_D atomes / cm^3

Diode AEZ
profil de concentration
en impuretés.

- profil variable
- epitaxie de 0,6 μ
sur substrat très
dope.

figure 5 (a)



x (μ)

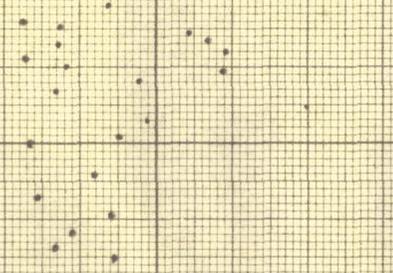
N_0 (atomes/cm³)

diode ACXZ
profil de concentration
quasi-constant.
figure 5(b)

8.10¹⁵

1.0¹⁵

6.10¹⁵



x (cm)

0.5

1

1.5

2

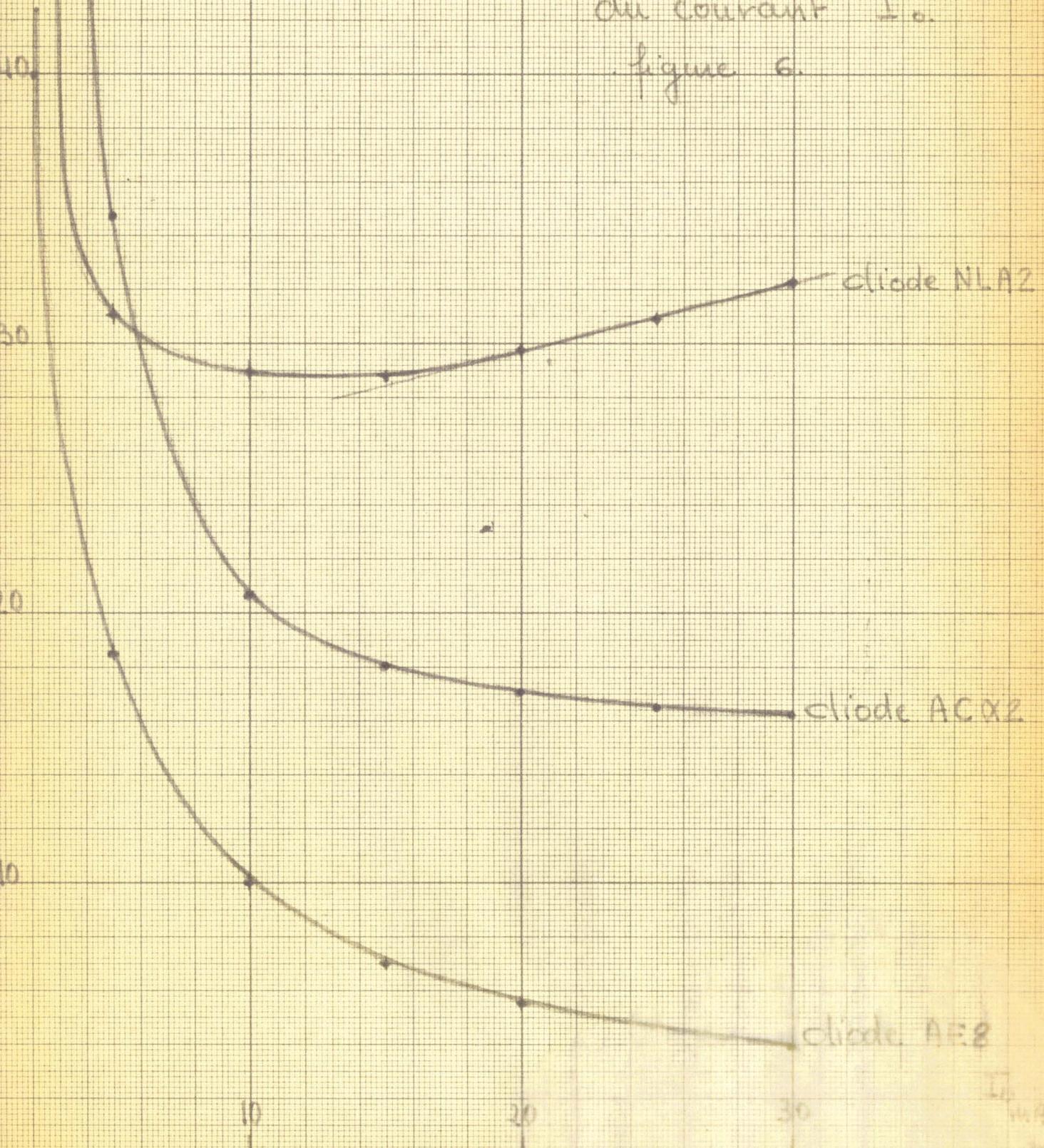
15

10

5

$R_c (\Omega)$

Resistance de charge
et espace en fonction
du courant I_0 .
figure 6.



Les résultats montrent que :

- pour le silicium (T.5.), les trois surfaces sont voisines
- pour l'arséniure de gallium (T.6.), nous avons :

$$S_{\text{optique}} > S_e > S_a$$

Ce résultat, logique en soi, peut être dû au mode de dépôt de l'or sur l'arséniure de Gallium, étant donné que l'électrolyse entraîne parfois une sous-gravure de la diode.

1.3.3. Zone désertée. Zone de transit. Zone en avalanche.

Zone désertée

La largeur W de la zone désertée, lorsque son extension n'est pas limitée par le substrat et lorsque la concentration en atomes donneurs est constante, est calculée à partir de la capacité à l'avalanche.

Il est en général impossible de mesurer la capacité à la tension d'avalanche à cause du passage du courant, dont la composante selfique compense en partie la capacité.

Nous extrapolons le graphe $C = f(V + V_D)$ qui est une droite de pente $- 1/2$ (fig.7.). Nous séparons la zone désertée en deux parties conformément au modèle défini habituellement⁽³⁾.

Zone de transit ($W - \delta$)

Les résultats présentés concernent tout d'abord le cas du silicium.

La largeur de la zone de transit est calculée à partir de la surface en avalanche et de la résistance de charge d'espace. Nos résultats sont en bon accord avec le calcul théorique. Dans ces conditions nous attribuons cela à une détermination satisfaisante de la surface.

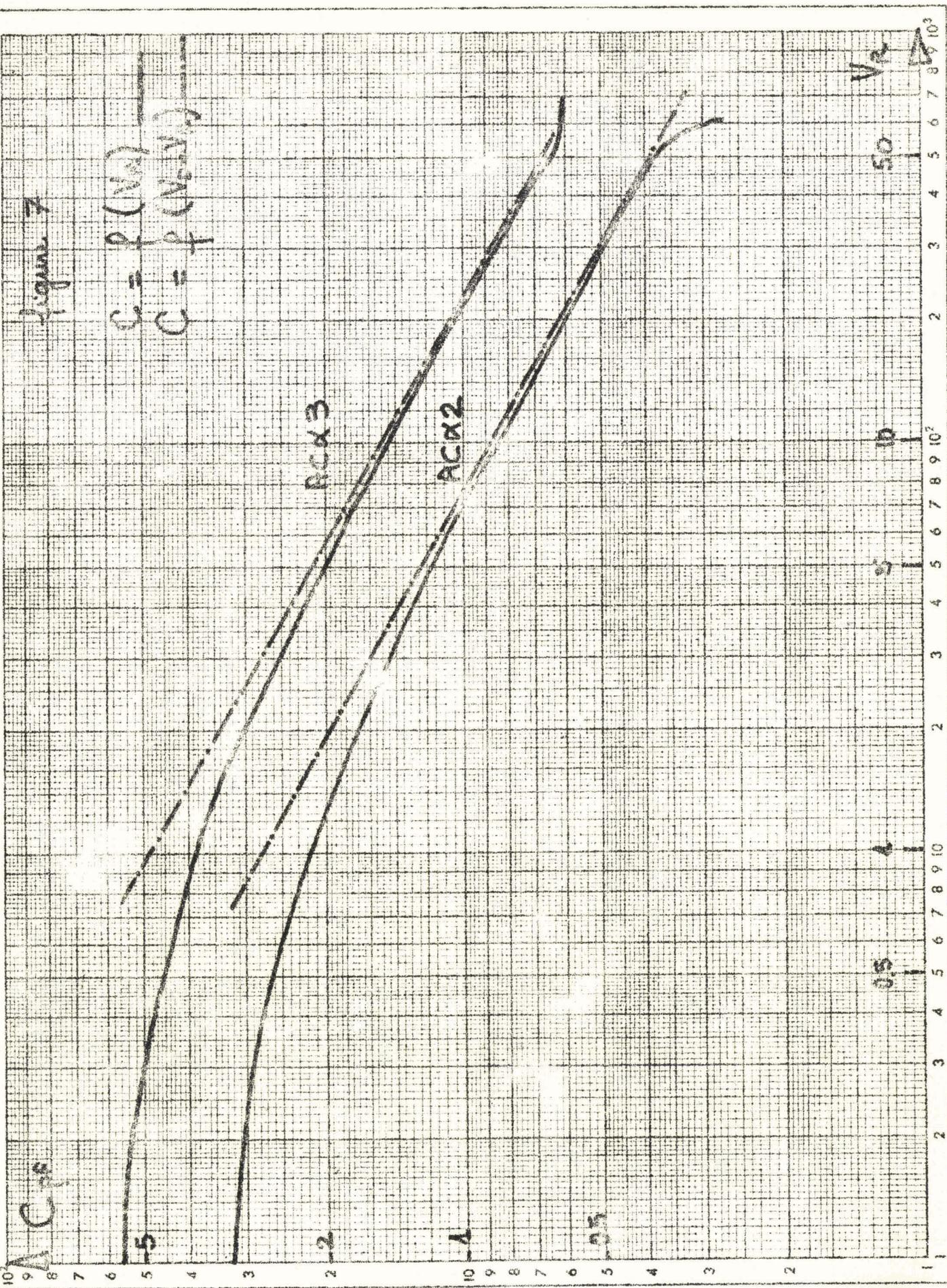
Zone d'avalanche δ .

Son épaisseur s'obtient par différence entre W et $W - \delta$. Là aussi, nous avons obtenu des résultats satisfaisants.

Notons que le rapport $\frac{\delta}{W}$ qui est voisin de 0,3, semble correspondre au modèle de Tager⁽³⁾.

Figure 7

$$C = f(V_R)$$
$$C = f(V_R \cdot V)$$



Diodes	N_D (at/cm ³)	W(μ)	W - δ(μ)		δ(μ)	
			théorique	expérimental	théorique	expérimental
NLA 3	0.76 10 ¹⁶	3.4	2.25	2.24	1.15	1.16
AC α2	0.8 10 ¹⁶	3.25	2.13	2.04	1.12	1.21
AD α1	0.65 10 ¹⁶	3.75	2.4	2.35	1.35	1.40

Largeur des différentes zones

Diodes	$R_{c\Omega}$	S_o (μ ²)	S_e (μ ²)	S_a (μ ²)
NLA 3	33	8659	7820	8150
AC α2	18	11690	11170	14200
AD α1	22	18150	19360	17300

Surface de barrière

T.5.

Remarque

L'avalanche ne peut se produire dans le silicium que dans les zones où règne un champ supérieur à $2 \cdot 10^5$ V/cm. Cette considération permet, lorsque la carte de champ est connue, de calculer la largeur δ. Cette détermination est en accord avec les valeurs précédentes.

Pour ce qui est de l'arseniure de Gallium, les résultats s'accordent beaucoup moins bien avec la théorie. En effet, le profil de concentration varie notablement avec la distance.

Les surfaces optiques, électrostatiques, et en avalanche diffèrent notablement entre elles. Il est donc nécessaire, une fois le profil estimé, de l'ajuster par le calcul en faisant varier la surface pour retrouver la valeur expérimentale de la tension d'avalanche.

Nous donnons, ci-dessous, un ensemble de résultats pour quelques barrières Au-As Ga.

Diodes	$R_{c\Omega}$	$R_{c\text{théorique}}$	S_o (μ ²)	S_e (μ ²)	S_a (μ ²)	W (μ)	W-δ (μ)	δ (μ)
8AC 20	73.5	40	7 100	6 800	5 700	2.6	2	0.6
11 A 6	10	4.1	11 300	9 700	6 300	1.2	0.83	0.37
10 A 2	67	12	4 600	3 200	1 800	2	1.47	0.53

T.6.

1.3.4. Propriétés thermiques de la diode

La structure semi-conductrice est caractérisée du point de vue évacuation thermique de la puissance dissipée dans la zone désertée , par sa résistance thermique R_{th} (3).

$$R_{th} = \frac{R_D - R_C}{\beta V_a} \quad (1.10)$$

et le coefficient β :

$$\beta = \frac{\partial V_a}{\partial T} \quad \text{à } I \text{ constant} \quad (1.11)$$

La puissance P_o continue maximum que nous pourrons appliquer à la diode est fixée par :

$$P_o = R_{th} \Delta T \quad (1.12)$$

ΔT est l'écart de température maximum admissible entre le radiateur et la barrière. La température de barrière maximum est de 250°C pour le silicium, 350°C pour l'As Ga. Les résultats de mesures conduisent aux remarques suivantes : la résistance thermique - dans les meilleurs des cas, pour les boîtiers considérés - se situe entre 20 et 30 degrés par watt. Le paramètre " β " est lié à la tension d'avalanche et croît avec celle-ci. Nous n'avons toutefois pas mis en évidence une loi expérimentale. Le tableau (T.7.) résume nos mesures.

Diodes		$V_{avalanche}$ (volts)	β (mV/°C)	R_{th} (°C/W)	P_o max (W)
Si	NLA 3	68.6	77	32	7.2
	AC $\alpha 2$	66.5	68	25	9.2
	AC $\alpha 3$	65.4	68	22	10
	AD $\alpha 1$	77.1	82	27	8.5
	AE $\alpha 2$	23.6	16	50	4.6
Ga As	5 A 5	43.5	79	31	7.4
	8 AC 20	45.5	107	41	5.6
	11 A 10	30.7	44	29	8.2

T.7.

2.1. Impédance hyperfréquence de la diode

L'impédance hyperfréquence d'une diode ATT, compte non tenu des éléments annexes ramenés par l'encapsulation, s'écrit⁽³⁾ :

$$Z_D = \frac{1}{C_t \omega} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} + \frac{j}{C_t \omega} \left[\frac{\left(\frac{-\sin \theta}{\theta} + 1 \right) \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} + \frac{\delta}{W - \delta} \frac{1}{\frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1} \right] \quad (2.1)$$

C_t est la capacité de la zone de transit, ω_a la pulsation d'avalanche, θ l'angle de transit.

La mesure permet d'accéder à l'impédance globale de la diode, impédance qui varie avec la fréquence et avec le courant ou la tension appliqués. Nous utilisons l'analyseur de réseau Hewlett-Packard 8410, qui permet de couvrir la gamme de fréquences de 0,1 à 12 GHz. La tension de polarisation maximale applicable à la diode en cours de mesure est 100 volts.

L'appareil, prévu pour effectuer des mesures en régime linéaire (puissance hyperfréquence de 100 μ W appliquée à la diode) peut toutefois être modifié pour des mesures en non linéaire (puissance appliquée comprise entre 1 et 500 mW).

Nous travaillons à fréquence fixe en faisant varier la polarisation inverse de la diode. Les résultats peuvent être obtenus sous deux formes :

- ou bien après avoir étalonné l'appareil à l'aide d'un court-circuit et d'un circuit ouvert de référence, nous traçons l'impédance sur abaque de Smith,

- ou bien nous sortons sur un voltmètre numérique des tensions proportionnelles à la phase et au module, du coefficient de réflexion, à chaque point de mesure. Connaissant trois éléments de référence, un traitement par ordinateur (Hewlett Packard 9001 B) nous fournit la phase et le module du coefficient de réflexion ainsi que les parties réelle et imaginaire de l'impédance de la diode.

A ce stade il faut envisager un schéma équivalent global pour déterminer ce qui, de l'impédance mesurée, revient à la diode et ce qui revient aux éléments annexes (boîtier, connexions).

2.1.1. Schéma équivalent

Bien que le boîtier et la diode soient de faibles dimensions, aux fréquences considérées nous avons des éléments à constantes localisées, d'autres réparties⁽⁸⁾.

Nous nous arrêterons au schéma suivant.

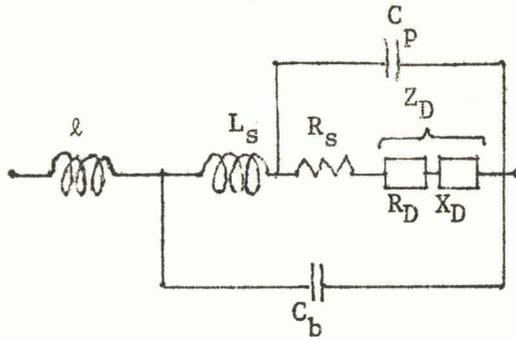


Schéma équivalent à la diode encapsulée

ℓ est la self du pilier (tronçon de ligne de 1,7 mm de longueur environ)

L_s est la self du ou des fils de connexion

R_s comprend la résistance de la zone non désertée, celle du substrat, celle des soudures

C_b est la capacité boîtier

C_p est la capacité du fil de connexion

$Z_D = R_D + j X_D$ est l'impédance de la diode.

2.1.2. Détermination des éléments du schéma équivalent

La validité du schéma équivalent précédent sera établie s'il subsiste quelque que soit la fréquence considérée. Nous considérons que lorsque la diode est polarisée en tension, l'impédance de la barrière métal-semiconducteur se réduit à

$$R - \frac{j}{C_j \omega}$$

où C_j est la capacité mesurée à 1 MHz.

A l'aide d'un calculateur, nous ajustons les divers éléments parasites de façon à retrouver ce résultat, en procédant par approximations successives.

Nous présentons dans le tableau (T.8.) les résultats relatifs aux éléments parasites (C_b, L_s, ℓ, C_p, R_s)

Diode	* ℓ (nH)	L_s (nH)	C_b (pF)	C_p (pF)	$R_s \Omega$
NL A3	0.433	1	0.2	0.06	6,5
AC α 2	0.433	0.58	0.25	0.05	0.5
AD α 1	0.433	0.58	0.25	0	1
AE 2	0.433	0.82	0.23	0	1
5A 5	0.433	0.24	0.2	0.04	4.4
8AC20	0.433	0.345	0.235	0.05	0.85
8AC26	0.433	0.355	0.235	0.08	3

La valeur de ℓ correspond à une longueur de pilier de 1,7 mm, donc est prise constante par définition.

T.8.

Nous constatons que C_D varie peu. En effet cette capacité dépend des dimensions géométriques du boîtier qui sont très bien reproductibles.

Par contre, L_S et R_S dépendent de la manière dont ont été effectués le montage des connexions, les soudures diode boîtier, la soudure "chapeau"-boîtier. Il est bien connu que la maîtrise de ces diverses opérations est très difficile à acquérir.

Nous présentons sur abaque de Smith les impédances de quelques diodes pour diverses fréquences (figure 8 à 10).

Le choix de ces fréquences est lié aux paramètres auxquels on souhaite accéder.

A 500 MHz (fig.8), nous retrouvons, pour un courant de polarisation I_0 suffisamment grand, la résistance de charge d'espace déterminée à 10 MHz et nous vérifions l'uniformité de la mise en avalanche.

A 3 GHz, nous pouvons évaluer la valeur de la résistance série de la diode juste avant l'avalanche. Cette fréquence est, en général, optimale pour déterminer I_x , le courant d'avalanche. Il est suffisant pour que l'on ait uniformité mais reste compatible avec la dissipation thermique maximum.

Au-delà de 3 GHz, nous nous intéressons à la résistance négative de la diode. La figure 9 montre les variations de résistance négative de la diode 5A5 entre 8 et 12 GHz. Cela nous permet une prévision qualitative de la puissance qui sera fournie en oscillation. Nous connaissons à chaque fréquence, le courant minimum pour lequel des oscillations peuvent prendre naissance, ainsi que l'impédance du circuit qu'il faudra associer à la diode.

D'autre part, nous utilisons ces résultats pour déterminer le générateur de courant équivalent à la diode lors des mesures de bruit dans ce domaine de fréquences.

La figure 10 nous montre l'influence de l'"encapsulation". A cette fréquence - 12 GHz - l'effet est très marqué. Pour les courants de polarisation considérés, bien que la réactance du semi-conducteur lui-même soit négative (comme le prévoit la théorie) la réactance globale est positive ce qui traduit l'aspect selfique des éléments parasites.

Figure 9

Diode 5A5

Impédance en fonction de la fréquence

(dans la zone des résistances négatives)

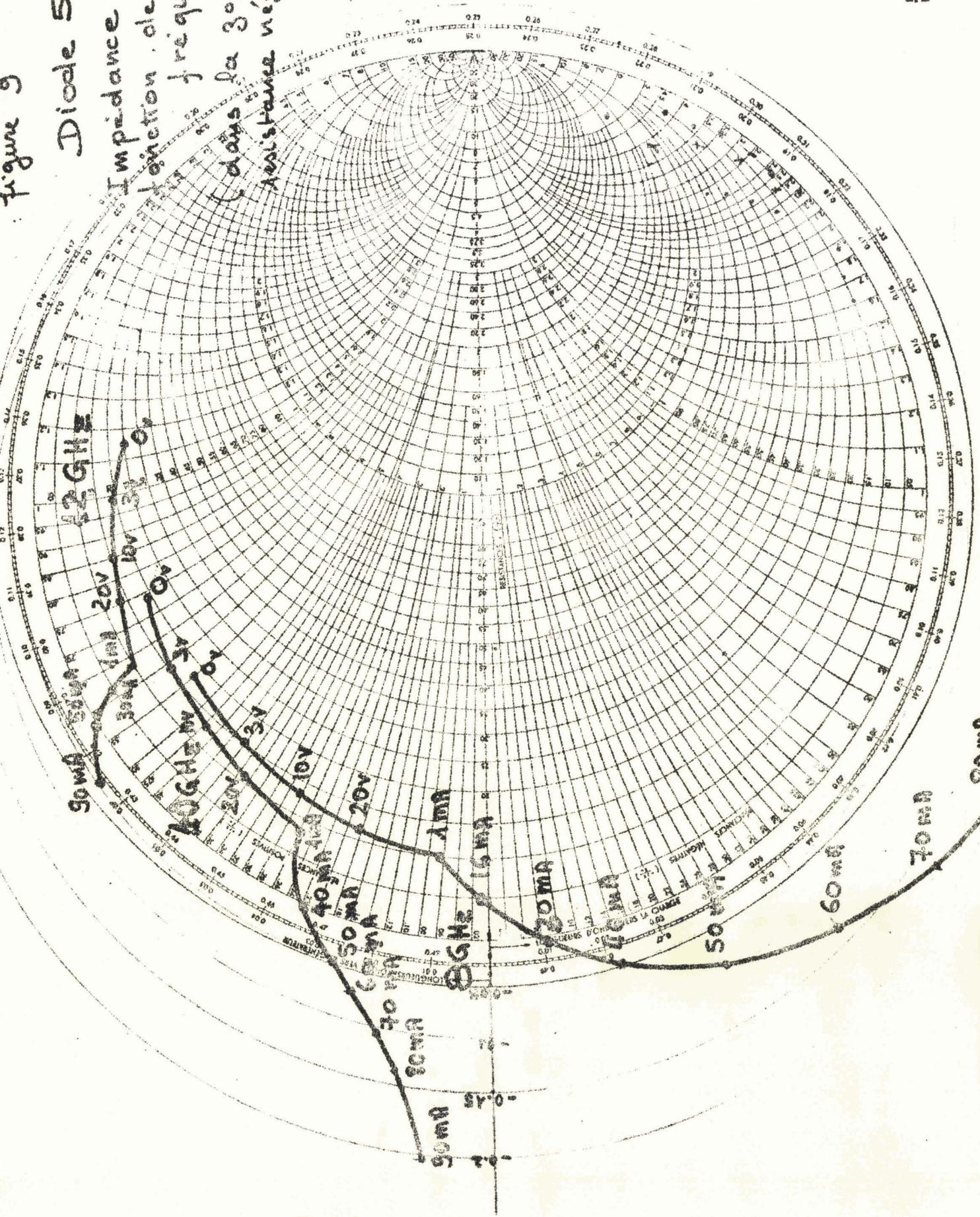
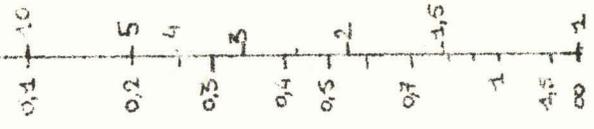
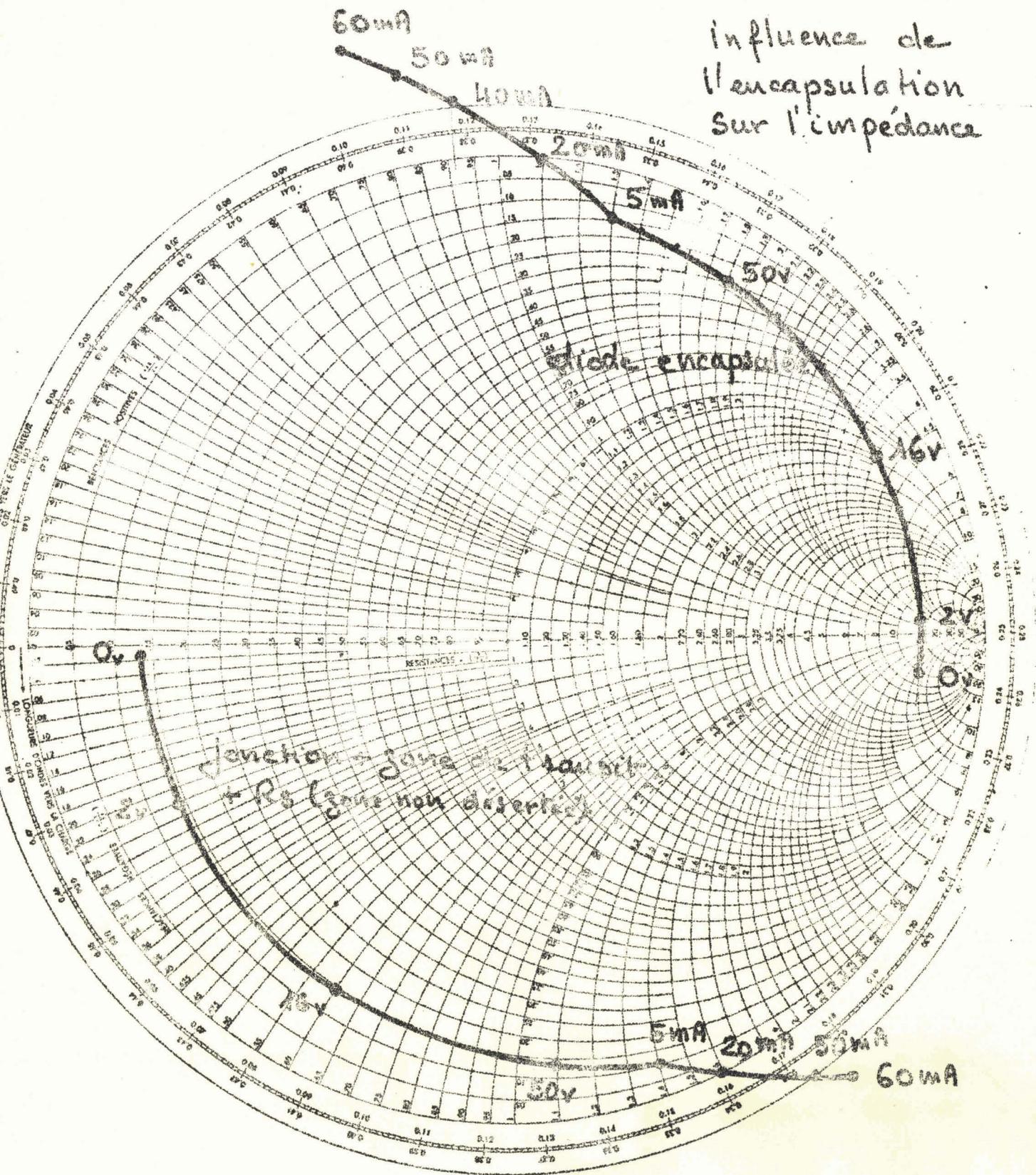


figure 10

Diode NLA3

$$F = 12 \text{ GHz}$$

influence de
l'encapsulation
sur l'impédance



2.1.3. Fréquence d'avalanche

La relation (2.1.) indique qu'à $\omega = \omega_a$, l'impédance de la diode présente un pôle.

Pratiquement, pour la diode encapsulée, nous considérons que la phase du coefficient de réflexion est alors égale à celle du boîtier "circuit ouvert" (boîtier avec fil de connexion mais sans pastille semi-conductrice).

La théorie⁽³⁾ indique que ω_a^2 est proportionnelle à la densité de courant J_0 . La figure 11 montre que cette hypothèse est très bien vérifiée. Toutefois, pour certaines diodes, (11 A 10, fig.11) on note la présence d'un courant initial (extrapolé pour $\omega = 0$). Nous pouvons penser qu'il s'agit d'un courant de fuite ne participant pas à l'avalanche.

2.2. Bruit

Cette étude fait l'objet de nombreux travaux dans notre laboratoire⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. Nous ne revenons pas sur les méthodes classiques de mesure.

2.2.1. Bruit en régime linéaire

Nous avons représenté pour deux diodes (AC $\alpha 3$, NLA 3) les variations de la tension de bruit en circuit ouvert en fonction du courant de polarisation aux fréquences 1, 10 et 100 kHz. La théorie⁽⁹⁾ laisse prévoir un bruit blanc, décroissant en $1/I_0$. Nous constatons de notables écarts avec ces prévisions : le bruit varie avec la fréquence et suit mal la loi de décroissance avec le courant (fig.12). On peut interpréter ces différences par la présence d'un bruit supplémentaire lié à la présence de pièges à la surface de séparation métal-semiconducteur.

Nous avons confirmé ces résultats en traçant à l'aide d'un corrélateur (Hewlett-Packard 3721 A) la fonction d'auto-corrélation du bruit engendré par ces diodes. Le bruit émis par la diode AC $\alpha 3$ est gaussien et décroît avec le courant. La fonction d'autocorrélation (fig.13) montre que ce bruit est blanc. Pour la diode NLA 3, cette fonction présente l'aspect caractéristique d'une dépendance vis à vis de la fréquence.

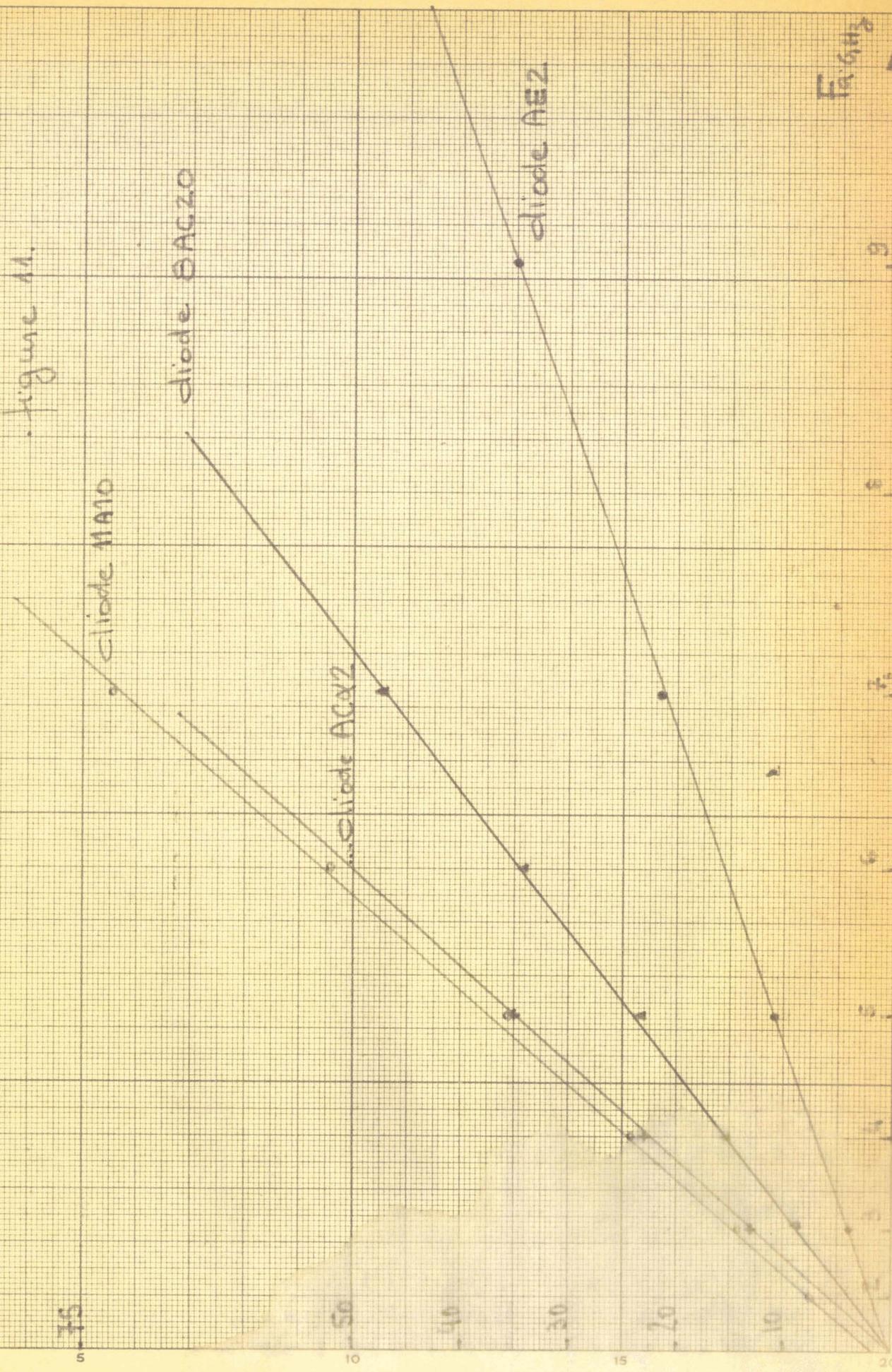
Ces quelques considérations sur l'utilisation du corrélateur ne constituent qu'une approche qualitative d'interprétation. Une étude plus complète sera effectuée ultérieurement.

2.2.2. Bruit en oscillation

L'étude du bruit en oscillation, du fait de son importance, est faite indépendamment de ce travail⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. Elle a permis de mettre en évidence un bruit de modulation de fréquence excédentaire qui décroît lorsqu'on s'éloigne de la fréquence cen-

I_a en mA

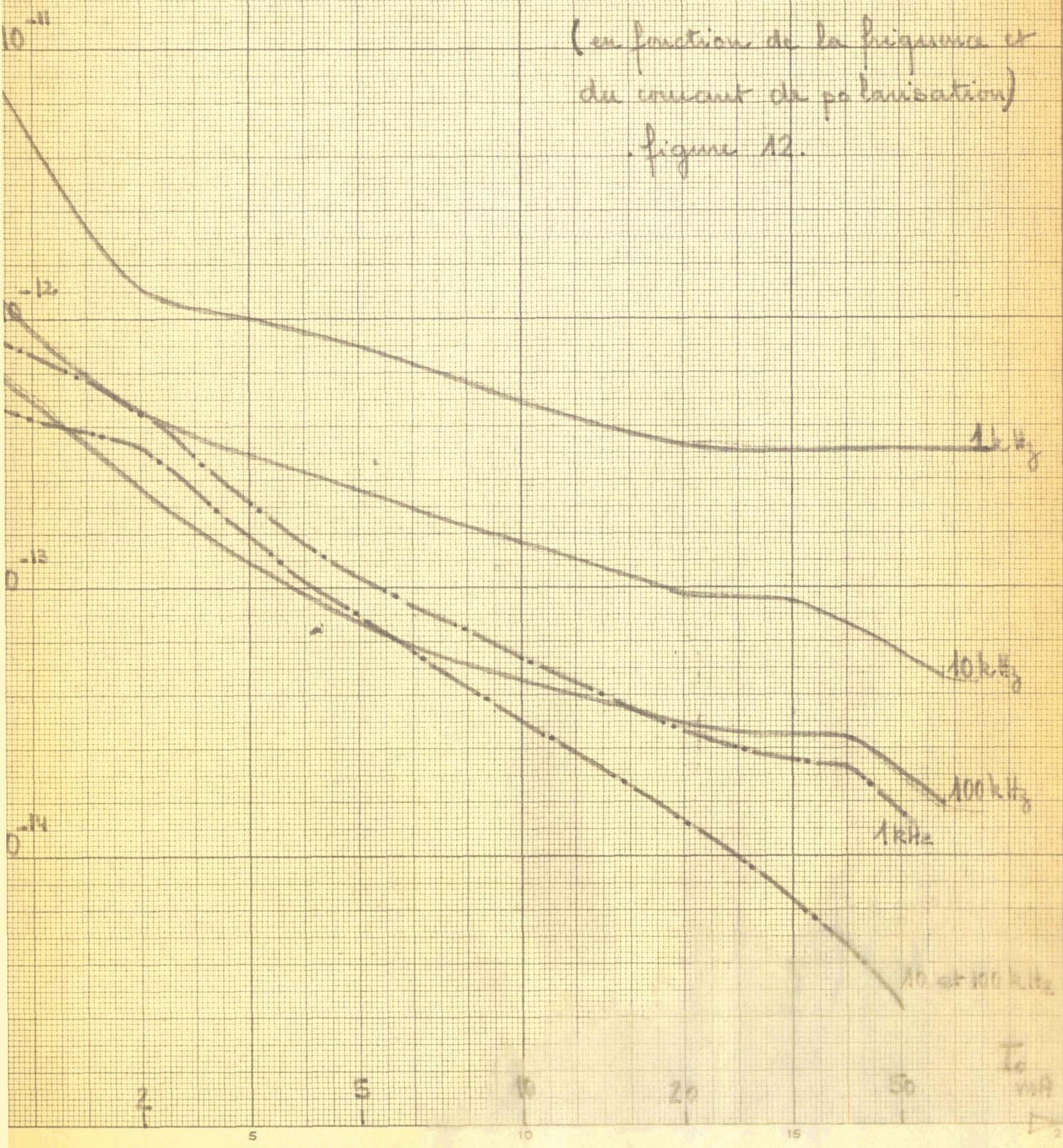
Variations du courant
d'avalanche en fonction
de la fréquence d'avalanche
figure 11.



Fréq. Hz

V^2 / Hz

Puissance de bruit basse fréquence
diode NLA3 ———
diode ACX3 - - - - -
(en fonction de la fréquence et
du courant de polarisation)
figure 12.



diode NLAB —

diode ACX3 - - -

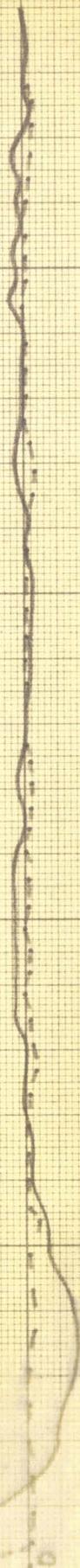
Fonctions d'autocorrelation.

$I_0 = 30 \text{ mA}$

(Bruit basse fréquence en régime d'avalanche).

figure 13

..... $4.5 \cdot 10^{-9} \text{ V}^2$ } puissance globale de bruit.
..... $1.9 \cdot 10^{-9} \text{ V}^2$ }



3.33

6.06

$\tau_{m.s.}$

trale de mesure et paraît lié au bruit basse fréquence.

2.3. Puissance en oscillation

La réalisation d'oscillateurs micro-ondes constitue l'une des principales applications des diodes étudiées. La mise en oscillation et la mesure de la puissance émise est effectuée en structure coaxiale⁽¹²⁾.

Nous n'avons présenté ici que les résultats les plus caractéristiques (fig.14)

Premier cas : diode NLA 3 - Nous obtenons une puissance de 400 mW et un rendement $\eta = 6 \%$. Ces résultats restent très en deçà des limites théoriques.

Second cas : diode AC $\alpha 2$ - Puissance et rendement sont plus modestes (230 mW, 4,5 %) mais croissent linéairement avec le courant. Nous nous limitons à 80 mA compte tenu de la résistance thermique de la diode.

On peut énumérer quelques causes probables de diminution de rendement et de la puissance :

- augmentation du courant de saturation⁽¹³⁾ (température de barrière d'environ 200°C en fonctionnement)
- présence dans le 1er cas d'une résistance série importante.

P mw

$\eta\%$

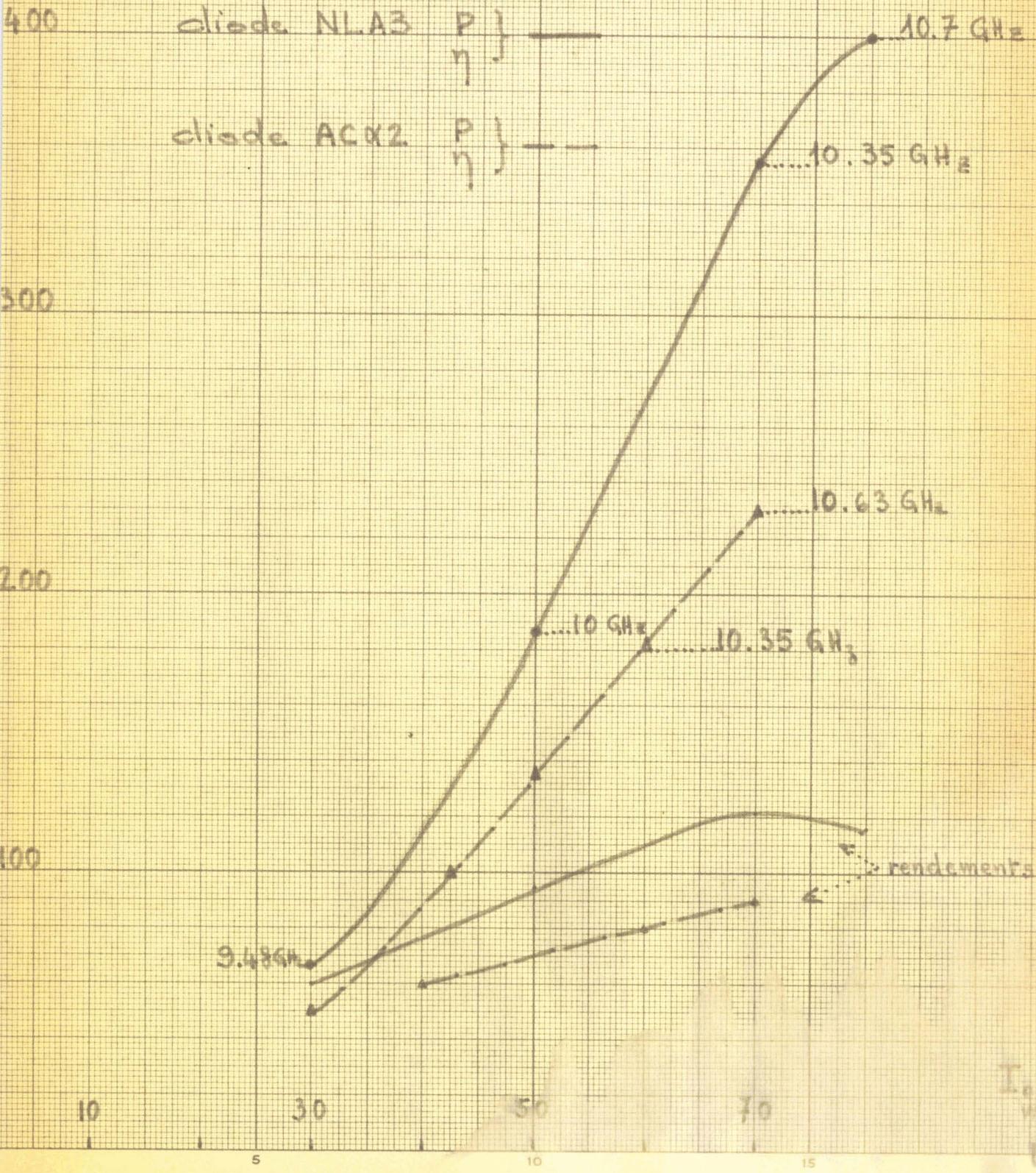
figure 14

diode NLA3

P }
 η }

diode ACX2

P }
 η }



rendements 5

I₀ mA

200

3. DISCUSSION DES RESULTATS - COMPARAISON BARRIERES-JONCTIONS

Les résultats que nous avons présentés ne constituent qu'une partie de ceux que nous avons obtenus au cours de nos mesures. Dans l'état actuel des techniques d'élaboration, chaque diode présente une "individualité" très marquée. Cela nécessite la plupart du temps une caractérisation complète pour chacune. D'autre part, à quelques exceptions près, le petit nombre d'éléments de chaque série ne permet pas d'effectuer de statistique d'ensemble.

Cependant les résultats montrent que les méthodes de caractérisation, développées dans notre laboratoire pour l'étude des jonctions P-n s'appliquent parfaitement aux barrières métal-semiconducteur.

Nous avons mis en évidence, en bon accord avec la théorie, que les couples Pt-Si Au-As.Ga permettent d'obtenir des hauteurs de barrières suffisantes (environ 0,9 eV) pour que le courant de saturation soit du même ordre que celui d'une jonction P.N. De ce fait, la puissance obtenue en oscillation devient comparable bien qu'encore inférieure à celle obtenue à partir d'une jonction. Le rendement, lui par contre, est nettement meilleur avec les barrières (notons que maximum de puissance et maximum de rendement ne coïncident pas).

Nous donnons dans ce tableau les performances maximum obtenues en oscillation dans notre laboratoire.

			I_0 (mA)	F (GHz)
* Puissance	barrière (Pt-Si)	400 mW	80	10,7
	Jonction (Ga.As)	570 mW	65	8
Rendement	barrière (Au-Ga.As)	14,5 %	25	11,5
	jonction (Ga.As)	11,2 %	60	8

** La puissance maximum a été obtenue avec l'arseniure de gallium. Ce résultat était attendu puisque ce matériau admet une température de fonctionnement maximum de 350°C contre 250 pour le silicium.

Nous avons vu que le bruit basse fréquence engendré par une barrière métal-semiconducteur dépendait de la fréquence. De ce point de vue les jonctions semblent plus intéressantes. Toutefois on peut espérer qu'un progrès dans l'élaboration de la barrière permettra d'améliorer ce point.

La résistance thermique d'une barrière devrait être plus faible que celle d'une jonction puisque le métal de la barrière est en contact avec l'évacuateur thermique. En fait, les progrès technologiques ont profité aux deux avec un léger avantage aux barrières (R_{th} de $20^{\circ}W$ dans les meilleurs cas avec évacuateur en cuivre).

C O N C L U S I O N

Nous avons rappelé dans cette étude quel était l'ensemble des moyens de caractérisation des diodes semi-conductrices en régime d'avalanche dont dispose notre laboratoire.

Nous avons exposé une partie des résultats auxquels nous avons aboutit, en appliquant ces méthodes à l'étude des barrières métal-semiconducteur.

La caractérisation n'est pas une fin en soi mais permet la vérification des performances après fabrication et fournit des éléments d'information et des données chiffrées qui permettent de pousser plus loin nos recherches.

Une étude prospective de chaque paramètre déterminant le comportement de la barrière métal-semiconducteur sur un grand nombre d'échantillons serait souhaitable car elle permettrait d'optimiser les composants et par là même d'obtenir les performances les meilleures dans les diverses applications. Ces applications sont, en particulier, génération d'ondes hyperfréquences, amplification, multiplication de fréquence, wobulation.

§§§§

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

- (1) S.M. SZE - Physics of semiconductor devices, J. Wiley, 1969
- (2) F.A. PADOVANI, R. STRATTON - Field and thermionic field emission in schottky barriers, S.S.E., Vol.9, n° 7, p.695-707, 1966
- (3) B. BOITTEAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN, A. SEMICHON - Propriétés générales des diodes semi-conductrices en régime d'avalanche, Acta electronica, vol.12, n° 2, p. 157-200, 1969
- (4) D. KHANG - Au - n type Ga As schottky barrier and its varactor application, B.S.T.J., p. 215-224, Janvier 1964
- (5) J. PRIBETICH - Thèse 3ème cycle, Lille (à paraître)
- (6) S. TOUTAIN - D.E.A. Lille 1971
- (7) M. OUDART - Détermination expérimentale du profil de concentration en impuretés des structures semi-conductrices - Mémoire Ing. C.N.A.M. Lille 1969
- (8) P.T. GREILING, G. HADDAD - Large signal equivalent circuits of avalanche transit-time devices, I.E.E.E., Vol .MTT-18, n° 11, p.842-853,1970
- (9) R. PERICHON, E. CONSTANT - Bruit en amplification et en oscillation pour des diodes à avalanche au silicium et à l'arseniure de gallium
Communication au colloque CNRS sur le bruit des dispositifs actifs - Toulouse, septembre 1971
- (10) R. PERICHON - Thèse 3ème cycle, Lille (à paraître)
- (11) J. GIEL - D.E.A. Lille 1971
- (12) P.M. LEBRUN - Etude et réalisation d'un oscillateur à diode à avalanche à large bande de fréquence. D.E.A. Lille 1970
- (13) T. MISAWA - Theoretical study of microwave oscillation efficiency in improved read diodes. S.S.E., vol .14, p. 29-40, 1971

