DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES

D'ELECTRONIQUE

MENTION : ELECTROMAGNÉTISME ET DISPOSITIFS MICROONDES

ETUDE DES STRUCTURES UNIPOLAIRES EN CHAMP FORT. APPLICATION A LA CONCEPTION DE NOUVEAUX COMPOSANTS MICROONDES

PRESENTE PAR :

JEAN - MARIE **JENDRZEJCZAK**

MAITRE ES SCIENCES

À L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES & TECHNIQUES DE LILLE

LE 9 JUILLET 1976

INTRODUCTION

§§§§§§§§§§§

Ce travail effectué dans le cadre du " CENTRE HYPERFREQUENCE et SEMICONDUCTEURS " fait partie d'une étude générale sur la conception et la realisation de nouveaux composants hyperfréquences à semiconducteurs. Parmi toutes les études prospectives effectuées (modulateurs, déphaseurs, limiteurs ...) nous avons choisi de décrire les resultats actuels dans deux cas precis :

- l'utilisation de la saturation de vitesse des porteurs dans de nouveaux semiconducteurs pour la réalisation de modulateurs et de limiteurs.
- l'utilisation de l'injection de porteurs pour les mêmes réalisations.

Dans une première partie nous cherchons l'influence du matériau sur les performances du modulateur (chapitre 1)
Dans le chapitre II nous passons en revue les différents matériaux utilisables.
Dans le chapitre III, nous étudions numériquement le comportement d'une structure N^+ N N^+ pour différentes valeurs de la mobilité des porteurs et donnons quelques résultats en modulateur et en limiteur.
Le chapitre IV est consacré à une étude expérimentale d'un dispositif unipolaire en GaAs.

Dans une deuxième partie, nous étudions l'injection de porteurs dans une structure N^+ I N^+. Le chapitre I décrit une théorie simplifiée sans tenir compte de l'effet de diffusion. L'étude numérique du chapitre II montre que cet effet est prépondérant dans ces structures.

-§§§§§§§§§§§§§§§§§§§-

Principe d'un composant à modulation de vitesse des porteurs libres

Considérons un semiconducteur de type N, de longueur W de surface S, relié par deux contacts ohmiques à une zone de forte conductivité. "N^+".
La variation de la vitesse des proteurs mobile en fonction du champ électrique est de la forme suivante : (fig. 1)

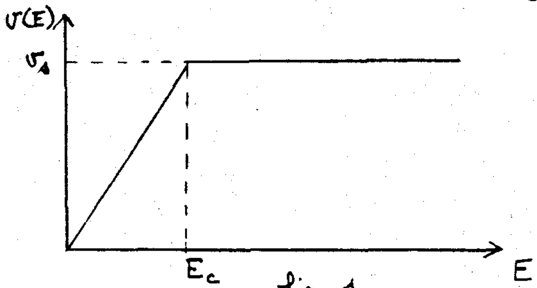


fig 1

pour $E < E_c$ $\quad v = \mu_0 E$

pour $E > E_c$ $\quad v = v_s$

$$E_c = \frac{v_s}{\mu_0}$$

Les valeurs des paramètres E_c, v_s, μ_0 dépendent du semiconducteur étudié.

1° Le champ E dans l'échantillon est tel que $E < E_c$

Le courant traversant l'échantillon est de la forme :

$$\boxed{I = S\, q\, N_D\, \mu_0\, E} \tag{1}$$

N_D = concentration en atomes donneurs de la partie N

$$R_L = \frac{V}{I} = \frac{1}{S q N_D \mu_0} \frac{W}{S} \tag{2}$$

V = tension aux bornes de l'échantillon

Les relations (1) et (2) sont valables tant que

$$I \leqslant I_c = S\, q\, N_D\, v_s \quad \text{et} \quad V < V_c = R_L I_c \tag{3}$$

2° Le champ $E>E_c$ donc $V>V_c$

Il apparait le phénomène d'injection, le nombre de porteurs libres par unité de volume N_D est supposé constant car on néglige le phénomène de diffusion

$$I_T = S\, q\, n\, v_s \qquad n > N_D \tag{4}$$

Il y a donc création d'une charge d'espace dans la région "N" et la loi de Poisson donne la "tension d'injection" qui en résulte aux bornes de l'échantillon.

$$\varepsilon \frac{d^2 V_i}{dx^2} = q\,(n - N_D) = \frac{I}{S v_s} - q N_D \tag{5}$$

En intégrant (5) sur la longueur W de l'échantillon on obtient :

$$\boxed{V_i = \frac{W^2}{2\varepsilon}\left(\frac{I}{S v_s} - q N_D\right)} \tag{6}$$

De (6) on en déduit la résistance de charge d'espace, grandeur fondamentale dans toute notre étude.

$$\boxed{R_c = \frac{dV_i}{dI} = \frac{W^2}{2 \varepsilon S v_s}} \tag{7}$$

On peut donc calculer le rapport R_c/R_o, contraste entre la résistance de charge d'espace et la résistance ohmique :

$$\boxed{\frac{R_c}{R_L} = \frac{q N_D}{2\varepsilon} \frac{\mu_0 W}{v_s} = \frac{q N_D}{2\varepsilon} \frac{W}{E_c} = \frac{1}{2} \frac{t_c}{\rho \varepsilon}} \tag{8}$$

Pour avoir R_c/R_o important, on peut :

- prendre des échantillons de grande longueur et de faible résistivité.
- prendre des semiconducteurs de E_c faible.

Nous avons représenté fig (2) l'évolution du rapport $R_c/R_L W$ en fonction de E_c pour différentes concentrations en atomes donneurs de la partie "N", la relation (6) peut se mettre sous la forme (3)

$$\boxed{V_i = \frac{W^2}{2\varepsilon S v_s}\left(I - qN_D S v_s\right) = R_c\left(I - I_c\right) = R_c I_i} \qquad (8')$$

Nous voyons qu'au delà de la tension $V_c = E_c \cdot W$ l'augmentation de potentiel aux bornes de l'échantillon crée un "courant d'injection" $I - I_c$ traversant la résistance de charge d'espace R_c

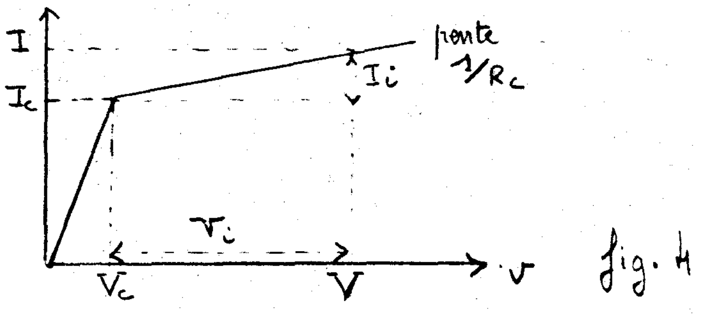


fig. 4

Nous pouvons donc en déduire la caractéristique $I = f(V)$ d'un échantillon

Calculons la puissance nécessaire pour que les porteurs atteignent la vitesse limite

$$P_c = V_c I_c = E_c W q N_D S v_s \quad (\text{fig } 3) \qquad (9)$$

En combinant avec (6) on obtient

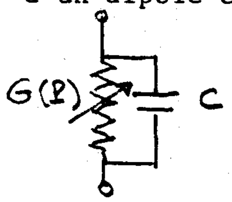
$$\boxed{\frac{R_c}{R_L} = \frac{P_c}{2\varepsilon E_c^2 S v_s}} \qquad (10)$$

La relation précédente montre l'importance des grandeurs E_c et v_s. A puissance égale, un semiconducteur de champ critique E_c et de vitesse de saturation v_s faibles aura le plus grand rapport R_c/R_L

----

2) <u>Etude d'un modulateur</u>

Calculons l'atténuation présentée par l'échantillon précédent placé dans un circuit d'impédance caractéristique R_0. L'étude numérique (cf III) de l'impédance montre que le schéma équivalent de l'échantillon peut se mettre sous la forme d'un dipole comportant



- une conductance fonction de la polarisation continue
- une capacité pratiquement indépendante de cette polarisation.

Plusieurs montages sont possibles, nous étudions en détails les plus favorables.

a) <u>dipole série associé à un accord parallèle</u>

Le dipole est monté en série entre le générateur et la charge. Il est associé à un accord parallèle qui permet d'augmenter les performances (fig 5)

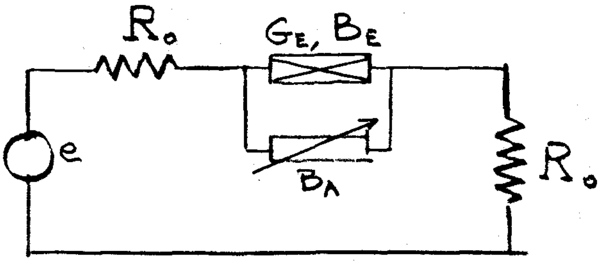


fig. 5

R_0 = Résistance caractéristique de la ligne

$B_T = B_E + B_A$ = suceptance de l'échantillon et de l'accord

un calcul rapide donne l'atténuation:

$$\alpha(dB) = 10\log\left[\left(1 + \frac{G_E G_0}{2(G_E^2 + B_T^2)}\right)^2 + \left(\frac{B_T G_0}{2(G_E^2 + B_T^2)}\right)^2\right] \qquad (11)$$

en accordant $B_T = 0$

$$\boxed{\alpha(dB) = 20 \log\left(1 + \frac{G_o}{2G_E}\right)} \qquad (12)$$

Pour une tension de polarisation faible $G_E = G_L$
Pour une tension de polarisation forte $G_E = \frac{1}{R_c} = G_c$

On considérera l'effet du temps de transit au paragraphe:
dans notre cas $G_L > G_c \Rightarrow N_D W = \frac{2 \epsilon E_c}{q}$

donc : $\alpha_{min}(dB) = 20 \log(1 + G_o/2G_L)$

$$\alpha_{MAX}(dB) = 20 \log(1 + G_o/2G_c) \qquad (13)$$

$$\boxed{\alpha_{MAX}(dB) = 20 \log\left[1 + \frac{G_L}{G_c}\left(10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1\right)\right]} \qquad (14)$$

Pour une impédance caractéristique donnée le α min désiré impose le rapport G_o/G_L donc la valeur de G_L. Le α max désiré impose le rapport G_L/G_c. La relation (10) permet de calculer la puissance de commande nécessaire pour faire passer la valeur de l'atténuation de l'échantillon de α min à α max.

b) dipole parallèle associé à un accord parallèle.

Le dipole est monté en parallèle sur la charge. Il est associé à un accord parallèle afin d'augmenter ses performances (fig 6)

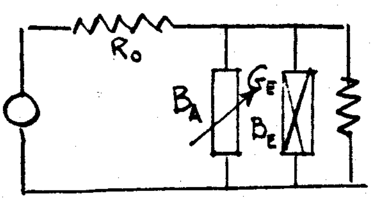


fig.6

Un calcul simple donne l'expression de l'atténuation :

$$\alpha(dB) = 10 \log\left[\left(1 + \frac{G_E}{2G_o}\right)^2 + \left(\frac{B_T}{2G_o}\right)^2\right] \qquad (15)$$

en réalisant l'accord :

$$\boxed{\alpha(dB) = 20 \log(1 + G_E/2G_o)} \qquad (16)$$

Pour une tension de polarisation faible $G_E = G_L$
Pour une tension de polarisation forte $G_E = G_c$

En comparant les relations (16) et (12) on remarque l'inversion du phénomène selon le montage considéré

- montage série - polarisation faible => α min
  - polarisation forte => α max
- montage parallèle = polarisation forte α min
  = polarisation faible α max

mais dans les deux cas nous avons :

$$\alpha_{MAX}(dB) = 20 \log\left[1 + \frac{G_L}{G_c}\left(10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1\right)\right] \qquad (17)$$

$$\frac{G_L}{G_c} = \frac{10^{\frac{\alpha_{MAX}}{20}} - 1}{10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1} \qquad (18)$$

La relation (18) met en évidence l'importance du rapport G_L/G_c. Plus cette grandeur sera importante plus le contraste des atténuations α max et α min sera grand. Les conclusions du paragraphe 1 montrent l'intérêt de choisir un semiconducteur de E_c et v_s faible et de mobilité élevée.

3) Etude du limiteur

Les principes précédents restent valables, l'échantillon semiconducteur a son impédance qui est fonction de la puissance absorbée. Un programme de calcul numérique (cf III) permet de calculer les éléments du schéma équivalent de l'échantillon :

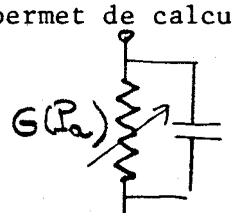


fig.7

- une conductance qui dépend de la puissance absorbée
- une capacité variant peu. (fig 7)

a) dipole série associé à un accord parallèle (fig. 8)

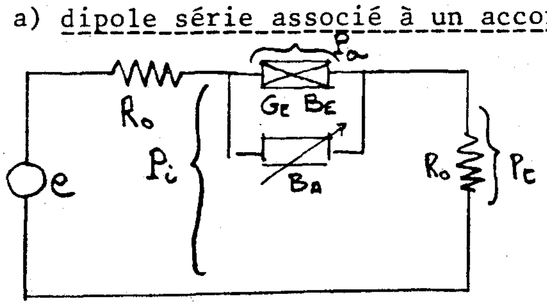


fig. 8

Nous obtenons en fonction de P_a puissance absorbée

P_i = la puissance incidente :

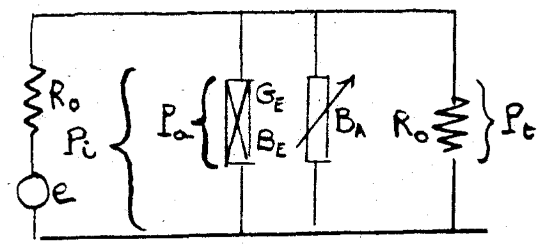
$$P_i = \frac{(2G_E + G_0)^2 + 4B_T^2}{4G_E G_0} P_a \qquad (19)$$

P_t = la puissance transmise :

$$P_t = \frac{G_E^2 + B_T^2}{G_E G_0} P_a \qquad (20)$$

d'où une expression de l'atténuation identique à la relation (11).

b) dipole parallèle associé à un accord parallèle (fig. 9)



(fig. 9)

les expressions de :

- la puissance incidente en fonction de la puissance absorbée

$$P_i = \frac{(2G_0 + G_E)^2 + B_T^2}{4G_0 G_E} P_a \qquad (21)$$

- la puissance transmise en fonction de la puissance absorbée

$$P_t = \frac{G_0}{G_E} P_a \qquad (22)$$

permettent de retrouver pour l'atténuation la relation (15) .
Le limiteur comme le modulateur requière un semiconducteur possédant les caractéristiques suivantes

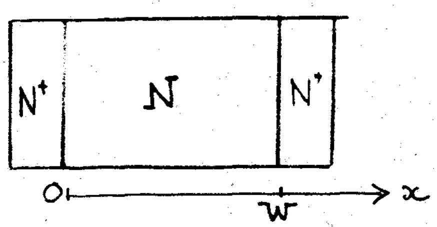
- E_c et v_s faible
- mobilité importante.

En hyperfréquence un autre phénomène : le temps de transit des porteurslibres dans la zone N, influence fortement l'impédance de l'échantillon. Nous mettons en évidence sa contribution dans le paragraphe suivant.

4) Etude de l'influence du temps de transit

Un échantillon N^+NN^+ peut être décomposé en deux zones (fig 10)

- une zone d'injection (jonction N^+N)
- une zone de transit des porteurs (partie N)



(fig. 10)

W longueur de la zone de transit

s section de l'échantillon

Un calcul analytique est possible en posant quelques hypothèses :

- une seule dimension
- champ électrique uniforme dans la zone de transit ou les porteurs se déplacent à la vitesse limite
- on se place en régime petit signal,c'est à dire que les termes alternatifs sont du 1er ordre devant les termes continus dûs à la polarisation.

On applique à l'échantillon :

$$J = J_0 + j_1 e^{i\omega t}$$
$$E = E_0 + e_1(x) e^{i\omega t}$$
$$n = n_0 + n_1(x) e^{i\omega t}$$

L'expression du courant total (conduction + déplacement + diffusion) et l'équation de Poisson (en supprimant les termes du 2ème ordre) donne (I) l'équation différentielle.

$$j_1 = (i\omega\varepsilon + \sigma_d)\, e_1 + \varepsilon v_0 \frac{\partial e_1}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial^2 e_1}{\partial x^2}$$

avec $\sigma_d = q n_0 \mu_d$ et $\mu_d = \partial v / \partial e_1$ mobilité différentielle

en résolvant cette équation, on trouve $e_1(x)$, l'intégration entre o et W donne la tension et on en déduit l'impédance hyperfréquence petit signal.

$$Z^* = \frac{W}{S(\sigma_d + i\omega\varepsilon)} \left[1 + I^* \frac{e^{\gamma W} - 1}{\gamma W} \right] \qquad (23)$$

avec $I^* = \dfrac{\sigma_d - \sigma_i}{\sigma_i + i\omega\varepsilon}$ $\quad \sigma_i$ conductivité d'injection telle que $j_1 = (\sigma_i + i\omega\varepsilon)\, e_1(0)$

σ_i relie le champ alternatif au courant injecté dans la zone de transit. On prend en général dans le cas des N^+NN^+ $\sigma_i \to \infty$, c'est à dire un contact parfaitement ohmique à toutes les valeurs de courant étudiées.

$$\gamma = \frac{v_0}{2D_n} - \frac{v_0}{2D_n}\sqrt{1 + \frac{4D_n}{v_0^2}\left(\frac{\sigma_d + i\omega\varepsilon}{\varepsilon}\right)} \qquad (24)$$

D_n = coefficient de diffusion des porteurs libres.
Ces expressions sont exploitables analytiquement dans quelques cas simples :

1) supposons que $D_n = 0$, pas de diffusion (zone N très dopée) et

$$\frac{\sigma_d}{\omega\varepsilon} \ll \frac{\omega}{v_0} \qquad \sigma_d \to 0 \text{ c'est à dire } v_0 \to v_s$$

l'équation différentielle se simplifie et γ devient

$$\gamma = -i\frac{\omega}{v_s} - \frac{\sigma_d}{\varepsilon v_0} \overset{\text{à } v_0}{\Rightarrow} \gamma W = -i\theta$$

θ angle de transit

$$Z^* = R(\omega) + i X(\omega)$$

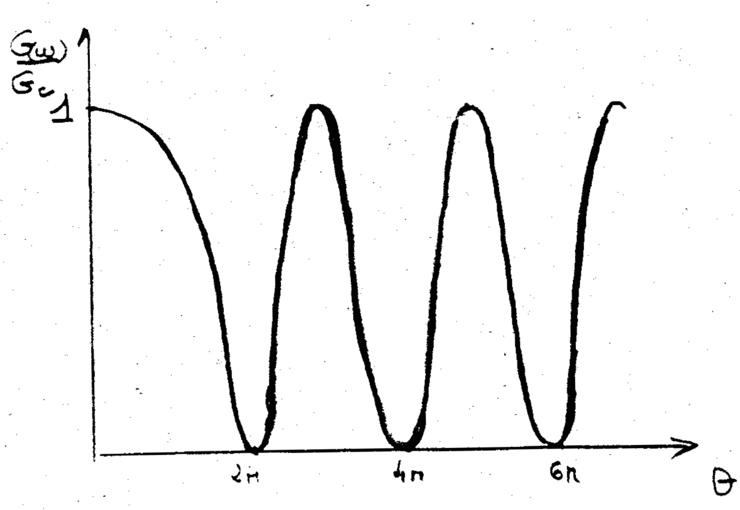
$$R(\omega) = \frac{W}{\omega\varepsilon S}\left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta}\right) \quad ; \quad X(\omega) = \frac{W}{\omega\varepsilon S}\left(\frac{\sin\theta}{\theta} - 1\right) = \frac{1}{C\omega}\left(\frac{\sin\theta}{\theta} - 1\right)$$

que l'on peut mettre sous la forme $\quad R(\omega) = R_c \left(\dfrac{\sin\theta/2}{\theta/2}\right)^2 \qquad (25)$

C'est l'impédance en régime de saturation de vitesse, passons en admittance :

$$G(\omega) = G_c \left[\frac{\sin^2\theta/2}{\left(\frac{\sin^2\theta/2}{\theta/2}\right)^2 + \left(\frac{\sin\theta}{\theta} - 1\right)^2} \right] \qquad (26)$$

nous pouvons tracer rapidement



(fig 11)

La conductance G_L est indépendante de θ, en hyperfréquence il faut remplacer $\frac{G_L}{G_c}$ par $\frac{G_L}{G(\omega)}$ soit $\frac{G_L}{G(\omega)} = \frac{G_L}{G_c} f(\theta)$ avec $1 \leq f(\theta) \leq \infty$

les performances du modulateur sont améliorées de façon considérable pour un θ voisin de $2k\pi$

En pratique le phénomène de diffusion existe toujours. Les ordres de grandeurs des différents paramètres permettent d'écrire en hyperfréquence :

$$\frac{v_0^2}{2D_n} \gg \frac{v_d}{E} \quad \text{et} \quad \frac{v_0^2}{2D_n} \gg \omega$$

Dans ce cas on peut développer au second ordre la relation (24) on obtient :

$$\gamma W = -i\theta - \left(\frac{v_d}{v_0 E} + \frac{\theta^2 D_n}{v_0 W^2}\right) W = -i\theta - \alpha W \qquad (27)$$

Nous voyons apparaitre un terme d'amortissement directement proportionnel au coefficient de diffusion dont l'influence est d'autant plus grande que la longueur de l'échantillon w est petite.

On obtient alors :

$$\frac{R(\omega)}{R_c} = \frac{e^{-\alpha W}}{1+\left(\frac{\alpha W}{\theta}\right)^2}\left[\left(\frac{\sin\theta/2}{\theta/2}\right)^2 - 2\alpha W\frac{\sin\theta}{\theta} + \frac{2\left(e^{\alpha W}-1\right)}{\theta^2}\right] \qquad (28)$$ cf (II)

$f(\theta)$ est alors bornée et décroit quand θ augmente.

Nous mettons en évidence les conclusions suivantes :

- l'importance du choix du matériau pour avoir un rapport G_{L/G_c} important
- en petit signal, (fonctionnement en modulateur) l'angle de transit doit être voisin de 2π ,
- l'échantillon doit avoir une surface faible pour diminuer la puissance de commande.

II Caractéristiques de quelques semiconducteurs utilisables

L'étude précédente a montré l'utilité d'avoir un semiconducteur possédant, un champ E_c faible, une vitesse de saturation faible, une mobilité importante. Nous avons relevé dans la littérature les principales caractéristiques des semiconducteurs utilisables et les résultats expérimentaux déjà obtenus dans quelques cas précis.

- Nous pouvons utiliser le silicium, en effet sa caractéristique $v(E)$ (à température ambiante) est assez bien représentée par la relation

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{\mu_0 E}{v_s}} \qquad (29) \qquad \mu_0 = 1450 \ \text{cm}^2\,\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \quad v_0 = 10^7 \ \text{cm s}^{-1}$$

Le temps de réponse du composant est de l'ordre de la centaine de picosecondes. Le champ critique défini par $E_c = \frac{v_s}{\mu_0} = 6{,}89$ kV cm^{-1}, mais à partir de $v(E)$ on trouve que $v = v_0$ si $E \gg 100$ kV cm^{-1}. Le grand désavantage du silicium est donc son champ critique important, ce qui exige des puissances de commande élevées (nécessité de travailler en impulsion)

- L'utilisation du GaAs est possible mais très délicate (effet Gunn)

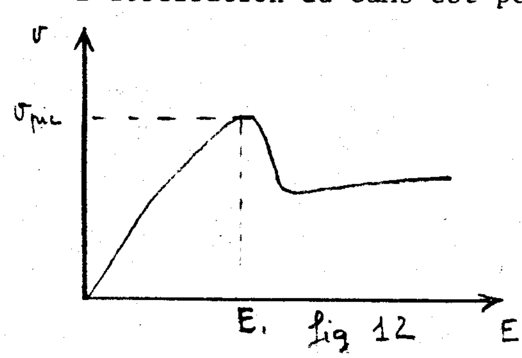


fig 12

Au voisinage de v_{pic} on peut considérer qu'il y a saturation de la vitesse

Pour obtenir des résultats intéressants il faut se placer juste au début de la zone de mobilité différentielle négative (fig 12) d'où risque d'instabilité importante l'intérêt du GaAs est sa mobilité élevée $\mu_0 \simeq 6000\ cm^2\ V^{-1} s^{-1}$. Le temps de réponse est du même ordre que celui du silicium.

– Les matériaux les plus intéressants sont les composés ternaires III.IV de la forme A B_{1-x} C_x (o<x<1)Nous les séparerons en deux grandes catégories.

a) On part d'un composant Gunn A.B, en remplaçant progressivement B par C, on arrive à un matériau AC sans effet Gunn. Pour certaines valeurs de x il existe une zone de saturation dans la caractéristique v(E)
par exemple : à partir du GaAs [II, III] on réalise :

– $Al_x\ Ga_{1-x}\ As$ x optimal = 0,38 avec E_c = 2,4 kV cm^{-1} (mesuré)
et $v_s = 3{,}3\ 10^6\ cm\ s^{-1}$

– $Ga\ As_{1-x}\ P_x$ pour une concentration en impuretés de 10^{15} at . cm^{-3}
on trouve $\mu_0 = 4000\ cm^2\ V^{-1} s^{-1}$; $v_s = 6{,}5\ 10^6\ cm\ s^{-1}$ (théorique)

Dès que de x = 0,3 l'effet Gunn disparait, il y a saturation de la vitesse jusqu'à x = 0,33. Pour x>0,33 la vitesse dépend toujours du champ électrique. Le temps de réponse est théoriquement d'environ 20 picosecondes. Des essais en bande X (II et III) ont donné αmin entre 1 et 4 db, αmax 17 à 20 db

b) on effectue l'opération inverse (AC →AB)
Les corps sont étudiés depuis peu (1976-1975) pour la fabrication des composants Gunn. Les publications sur ce sujet montrent que (IV et V) :

– la courbe v(E) dépend énormément de la concentration en impuretés (voir fig 13)
Le champ critique est inférieur à 1kVcm^{-1}, la mobilité supérieure à 12000cm^{2}V^{-1}s^{-1} (et même de l'ordre de 40000 cm^{2}V^{-1}s^{-1} pour x 0,4) sauf à quelques exceptions près (voir courbe).

Il existe de plus, beaucoup d'autre semiconducteurs ternaires des deux catégories non encore étudiés ($Ga\ As_x\ Sb_{1-x}$; $Ga_x\ In_{1-x}\ P$; $In_{1-x}\ Al_x\ As$) dont l'utilisation sera surement possible

en résumé :

matériau	Si	Ga.As	$Ga\ As_{1-x}\ P_x$ (1) $Al_x\ Ga_{1-x}\ As$ (2)	$Ga_x\ In_{1-x}\ Sb$
μ_0 $cm^2\ V^{-1} s^{-1}$	1450	6000	4000	> 10.000
E_c kV/cm	7.	3,2	(2) 2,4 – (1) 3,2	1 ≤
v_s cm/s v_{pic} "	10^7	10^7 $2\ 10^7$	v_s 3,3 10^6 (2) 6,5 10^6 (1)	?
inconvenients	E_c fort	instabilités → effet gunn	E_c fort	caracteristiques dependant du dopage

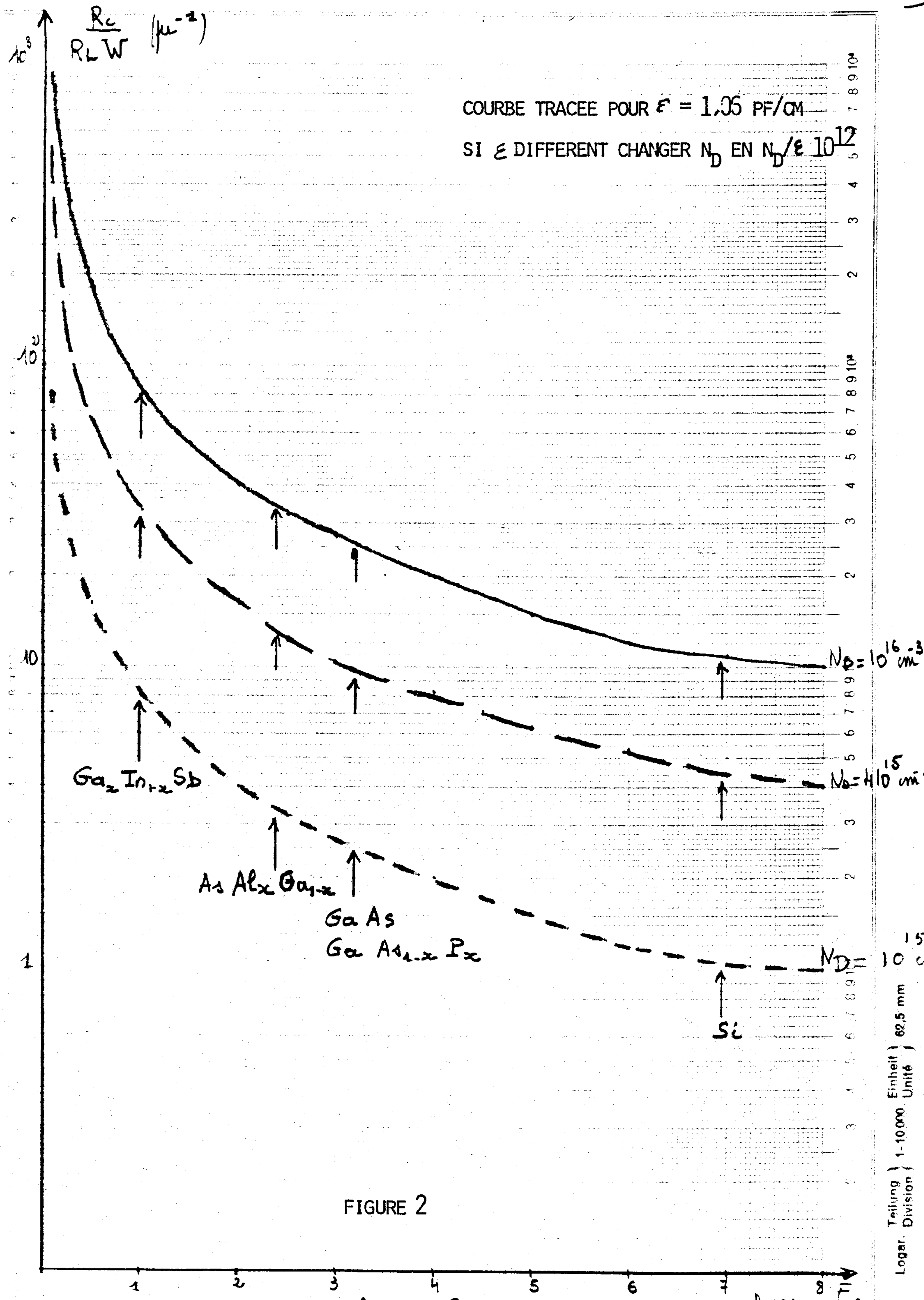

$\frac{R_c}{R_L W}$ (μ^{-1})
COURBE TRACEE POUR ε = 1,05 PF/CM
SI ε DIFFERENT CHANGER N_D EN $N_D/\varepsilon\ 10^{12}$
$N_D = 10^{16}\ cm^{-3}$
$N_D = 4\ 10^{15}\ cm^{-3}$
$N_D = 10^{15}\ cm^{-3}$
$Ga_x In_{1-x} Sb$
$As\ Al_x Ga_{1-x}$
Ga As
$Ga\ As_{1-x} P_x$
Si
kV/cm
E_c
FIGURE 2

figure 2

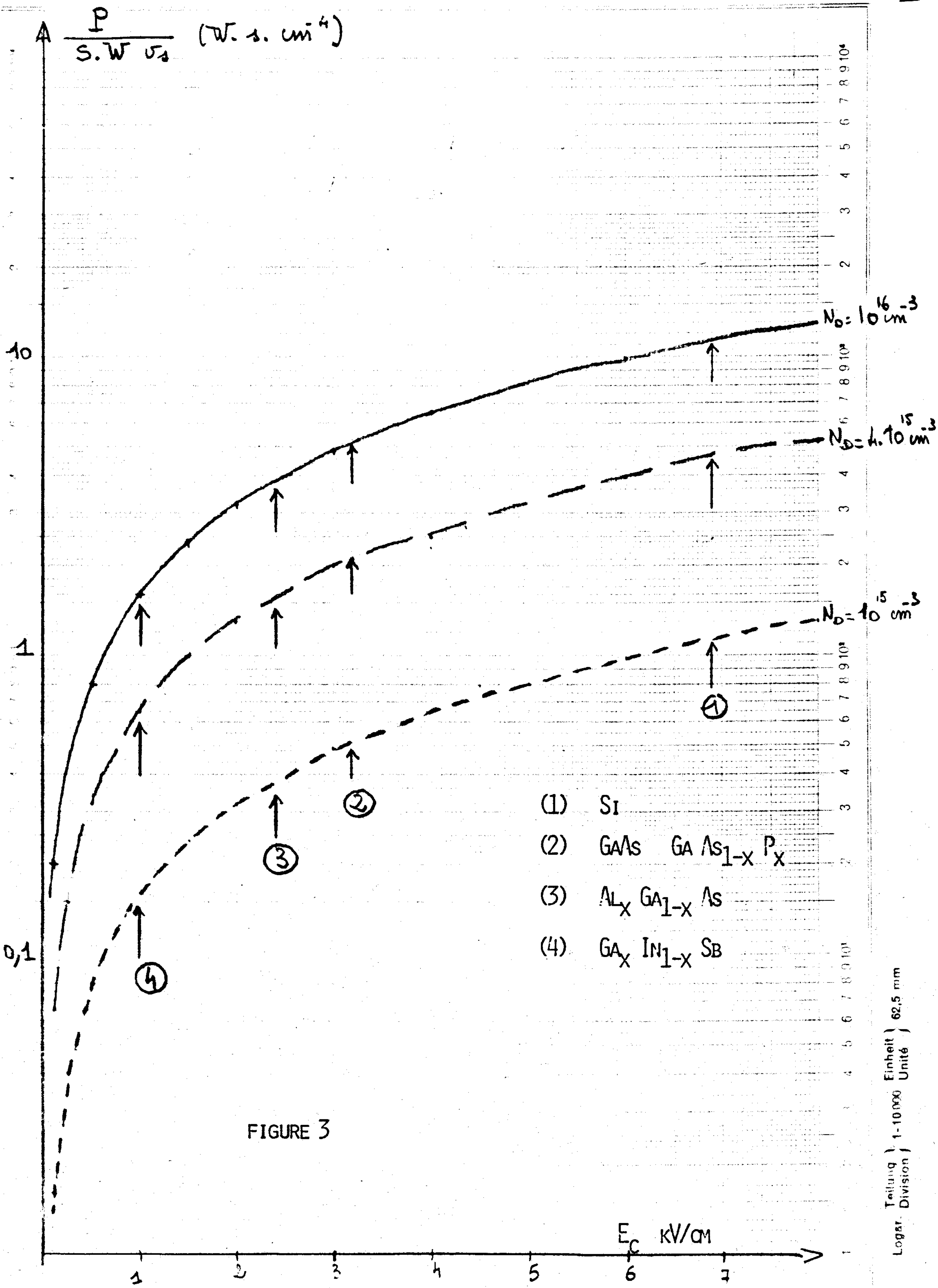

P / S.W v_s (W. s. cm^-4)
10
1
0,1
N_D = 10^16 cm^-3
N_D = 4.10^15 cm^-3
N_D = 10^15 cm^-3
(1) Si
(2) GaAs Ga As1-x Px
(3) Alx Ga1-x As
(4) Gax In1-x Sb
E_c kV/cm
1
2
3
4
5
6
7

FIGURE 3

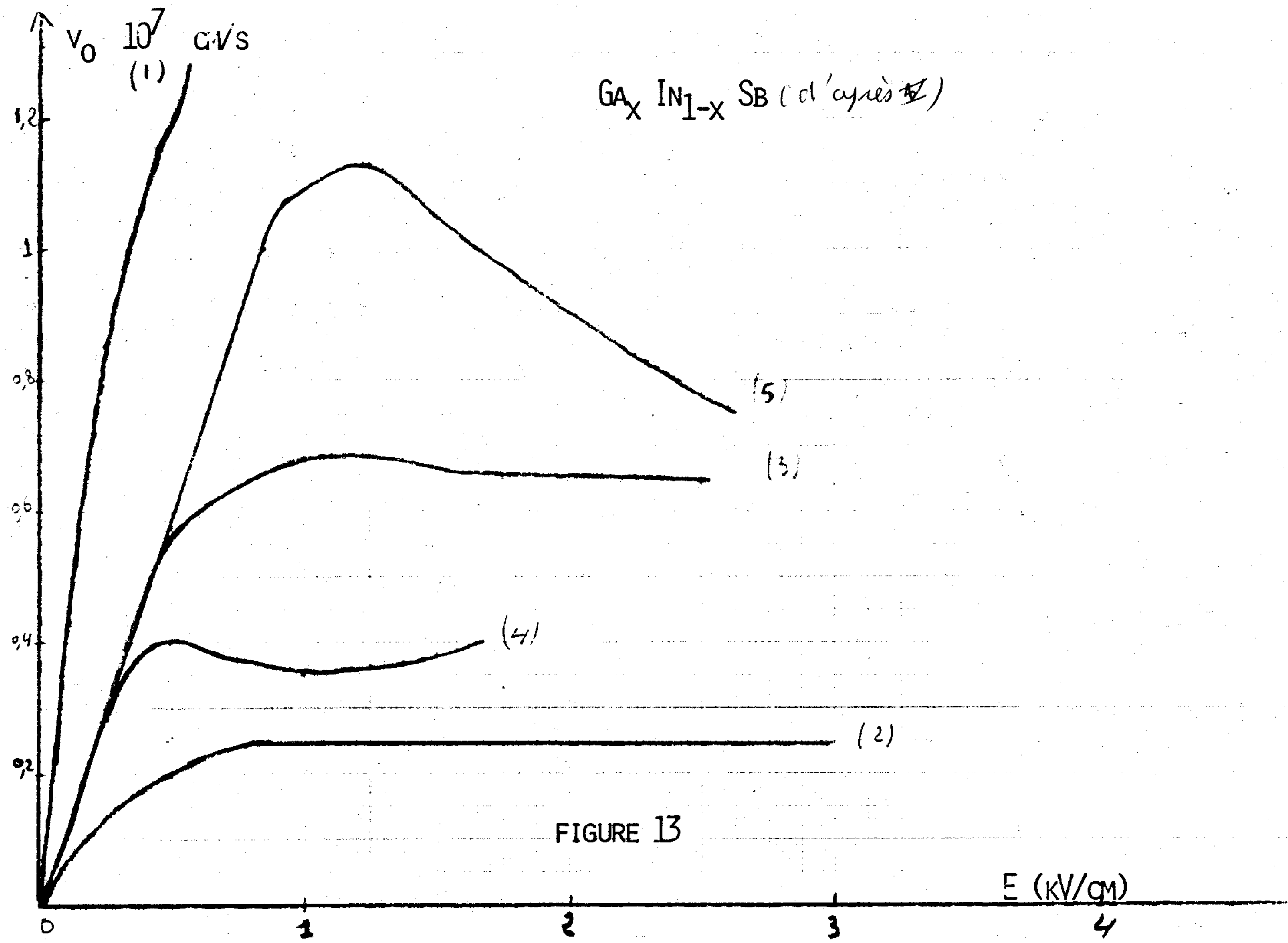


FIGURE 13

(1)	x = 0,4	= 35000	$cm^2/V/s$	$N_D = 6{,}3\ 10^{15}\ At/cm^3$
(2)	x = 0,7	= 5260	,,	$N_D = 4{,}3$,, ,,
(3)	x = 0,87	= 13300	,,	$N_D = 4{,}7$,, ,,
(4)	x = 0,7	= 12000		$N_D = 8{,}8$,, ,,
(5)	x = 0,85	= 13000	,,	$N_D = 1{,}7\ 10^{16}$,,

III Etude numérique

Dans le cas d'un modèle unidimentionnel nous avons :

- la forme de l'equation de transport des charges unipolaires en l'absence de génération recombinaison

$$J_T = q\,n\,v(E) - q\,D(E)\frac{\partial n}{\partial x} + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \qquad (30)$$

- l'équation de Poisson

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon}(n - N) \qquad (31)$$

avec q valeur algébrique de la charge
n = nombre de charges par unité de volume
v = vitesse des charges
D = coefficient de diffusion
N = nombre d'impuretés ionisées par unité de volume

En regroupant (30) et (31) on obtient :

$$J_T = q\,v(E)\left[N + \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial E}{\partial x}\right] - q\,D(E)\left[\frac{dN}{dx} + \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}\right] + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \qquad (32)$$

C'est une équation non linéaire aux dérivées partielles. Elle a été résolue numériquement dans le cas du silicium pour des échantillons $N^+N\ N^+$ (VI).
Les lois de variation v(E) et D(E) sont prises de la forme :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \mu_0 E/v_s} \qquad D(E) = \mu(E)\frac{kT}{q}$$

avec en champ fort D(E) = cste = D_1

Nous avons appliqué ce programme pour :

$\mu_0 = 5800\ cm^2 V^{-1} s^{-1}$ $\qquad v_s = 10^7$ cm/s
$\mu_0 = 14000\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ $\qquad \varepsilon_r = 1{,}06\ \ 10^{-12}\ F\ cm^{-1}$

rappelons pour le silicium $\mu_0 = 1450\ cm^2/V/s$

1 Etude en modulateur en fonction de P_o puissance appliquée à l'échantillon

A) rapport $G_L/G(\omega)$

$G(\omega)$ conductance en polarisation continue forte.
Pour illustrer l'effet de temps de transit, nous représentons fig. (14) les variations de ce rapport en fonction de la fréquence (W =9,9μ). La décroissance quasi exponentielle de l'amplitude est due au phénomène de diffusion. Pour des mobilités plus importantes l'effet devrait être plus accentué. A 10 GHz l'effet de la mobilité sur l'évolution du rapport $G_L/G(\omega)$ est représenté figure 15 .A puissance de commande identique un matériau de grande mobilité donne les meilleures performances. L'augmentation de la concentration en impuretés n'améliore le rapport $G_L/G(\omega)$ qu'aux fortes puissances. (fig 16)

B) Pour confirmer les hypothèses du chapitre I nous donnons la courbe $C_p/C_{po} = f(P_o/S)$ figure 17

Si on accorde en champ fort $B_T = 0 \quad B_{adap} = -C_p\omega$
en champ faible $(C_{po} - C_p)\omega \neq 0$ mais $B_T \ll G_L$, nous pouvons donc appliquer les relations 13,16,17.

2 Etude en limiteur.

Disons d'abord quelques mots sur le fonctionnement d'un limiteur en champ fort. En modulateur le champ électrique est indépendant du temps car imposé par la tension de polarisation. En limiteur, il évolue continuellement au cours d'une période. A un instant donné il existe des zones de l'échantillon où le champ est positif, d'autres où le champ est négatif. C'est donc en moyenne (sur une période) que les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation. C'est de plus un élément essentiellement non linèaire et il peut se produire des conversions de fréquence etc..

Ces quelques remarques expliquent la différence des performances et le comportement en fréquence.

A) rapport $G_L/G(\omega)$ en fonction de la puissance absorbée par l'échantillon.

L'effet du temps de transit est moins important, on peut comparer (fig 18) l'évolution du rapport σ_L/σ_0 avec la fréquence en limiteur et en modulateur pour un même échantillon.

Les variations avec N_D et μ sont semblables à celles du modulateur mais les performances sont nettement inférieures.

La capacité varie plus fortement et c_p reste toujours supérieur à c_{po} (en modulateur champ fort c_p tend vers o, phénomène de claquage)

B) Dans le tableau récapitulatif suivant nous donnons en modulateur et en limiteur les puissances de commande, les valeurs extrêmes des atténuations pour les deux dispositifs étudiés au premier chapitre.
Les puissances de commande maximales sont telles que l'échantillon soit au seuil de l'avalanche.

Les différents résultats confirment le rôle prépondérant du matériau. A dopage constant le matériau N° 3 donne les meilleures performances à tous les stades (α maxi, perte d'insertion, etc...) pour un matériau donné l'augmentation de dopage améliore les performances mais exige une puissance supplémentaire d'où une optimalisation dopage - puissance de commande.

Ces calculs donnent une bonne indication qualitative sur les performances de matériaux nouveaux. Pour avoir des résultats quantitatifs, il faut avoir une meilleure connaissance des différentes lois de v(E) et D(E) pour ces nouveaux semiconducteurs.

$$\frac{G_L}{G(\omega)} = f(F)$$

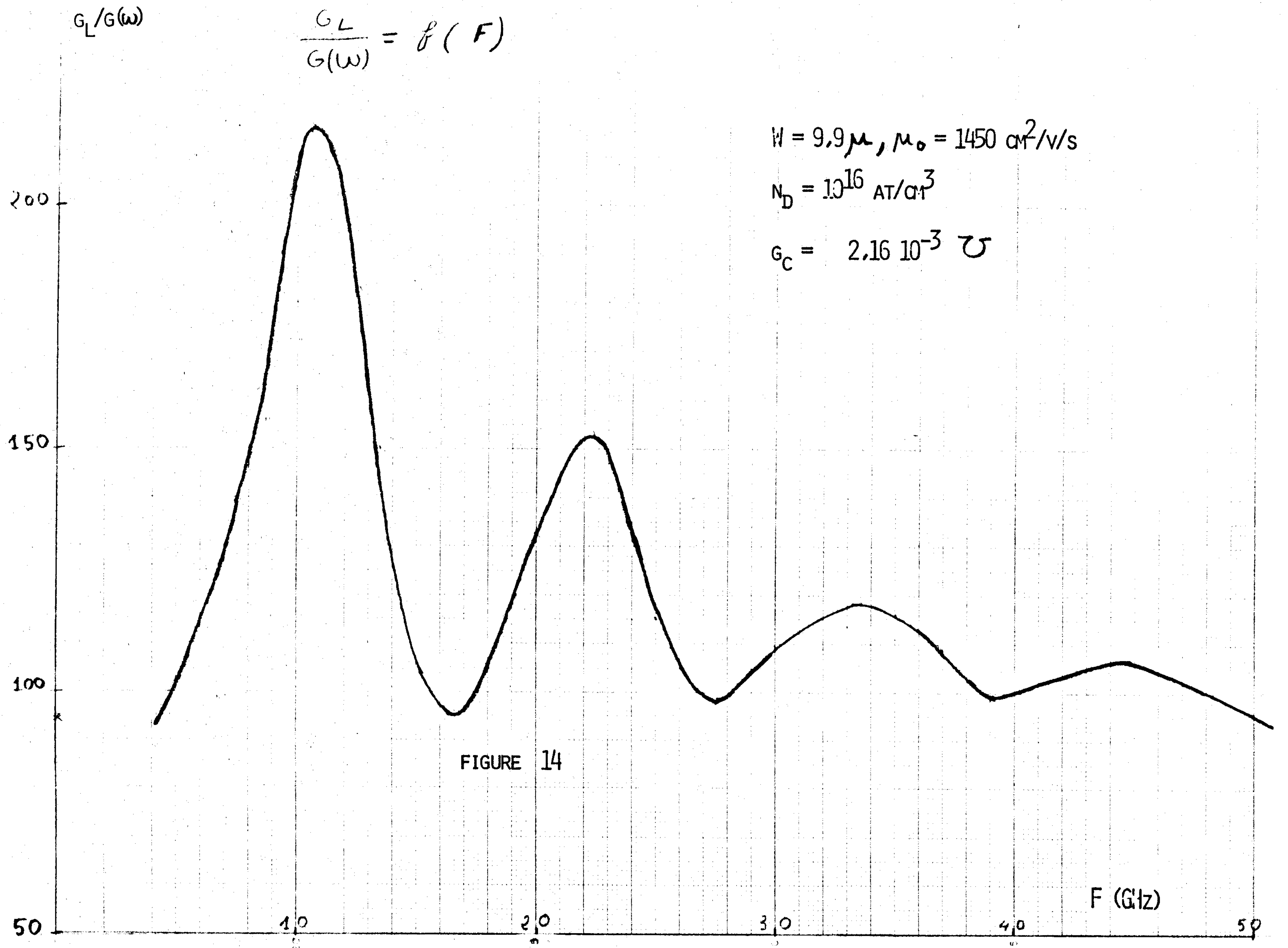


FIGURE 14

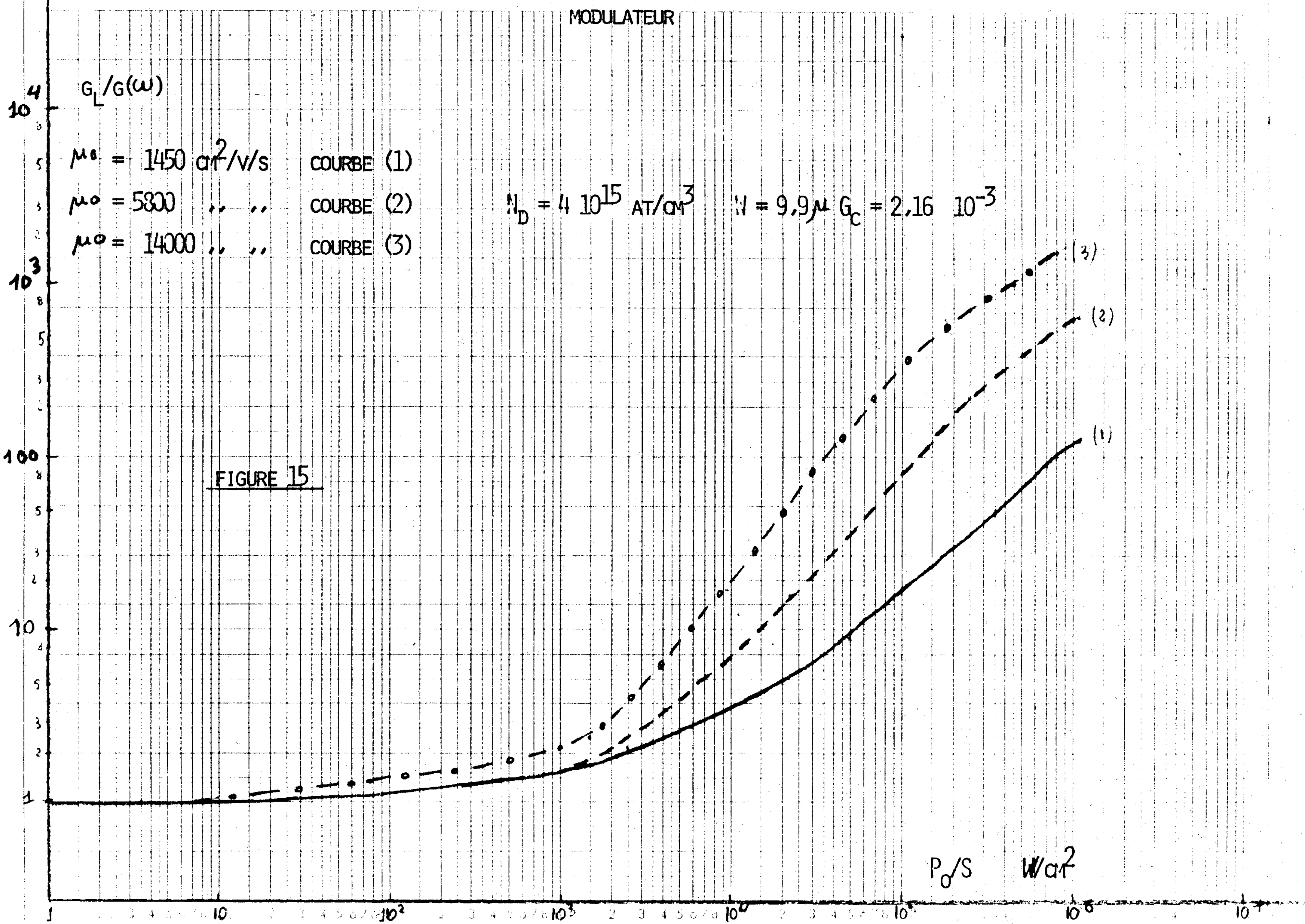
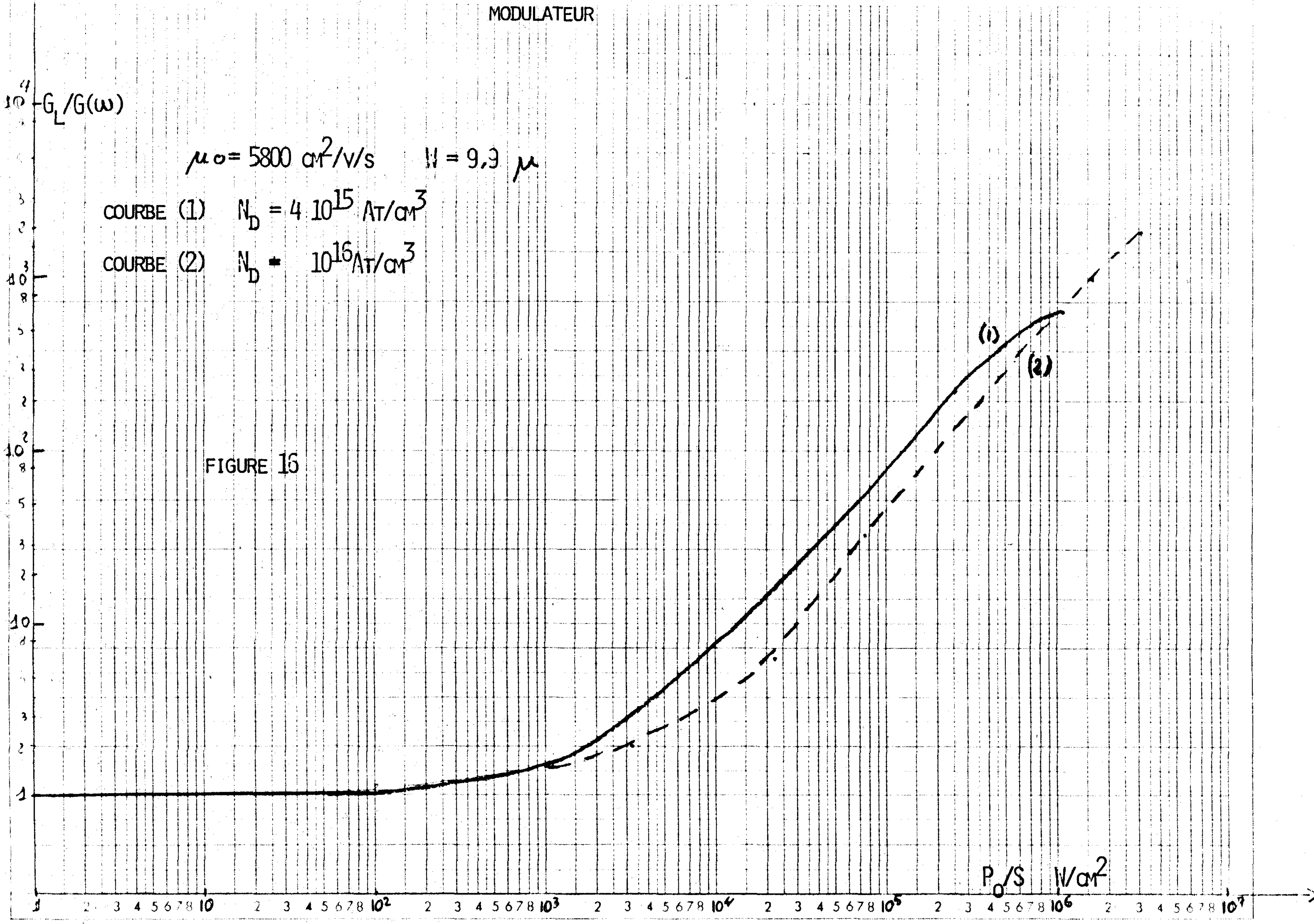

MODULATEUR
$G_L/G(\omega)$
μ_0 = 1450 $cm^2/V/s$ COURBE (1)
μ_0 = 5800 ,, ,, COURBE (2)
μ_0 = 14000 ,, ,, COURBE (3)
$N_D = 4\ 10^{15}$ AT/cm^3 W = 9,9 μ $G_c = 2{,}16\ 10^{-3}$
(1)
(2)
(3)
P_0/S W/cm^2
10^4
10^3
100
10
1
10
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7

FIGURE 15



MODULATEUR
$G_L/G(\omega)$
$\mu_0 = 5800\ cm^2/v/s$ $W = 9,9\ \mu$
COURBE (1) $N_D = 4\ 10^{15}\ At/cm^3$
COURBE (2) $N_D = 10^{16}\ At/cm^3$
(1)
(2)
P_0/S W/cm^2

FIGURE 16

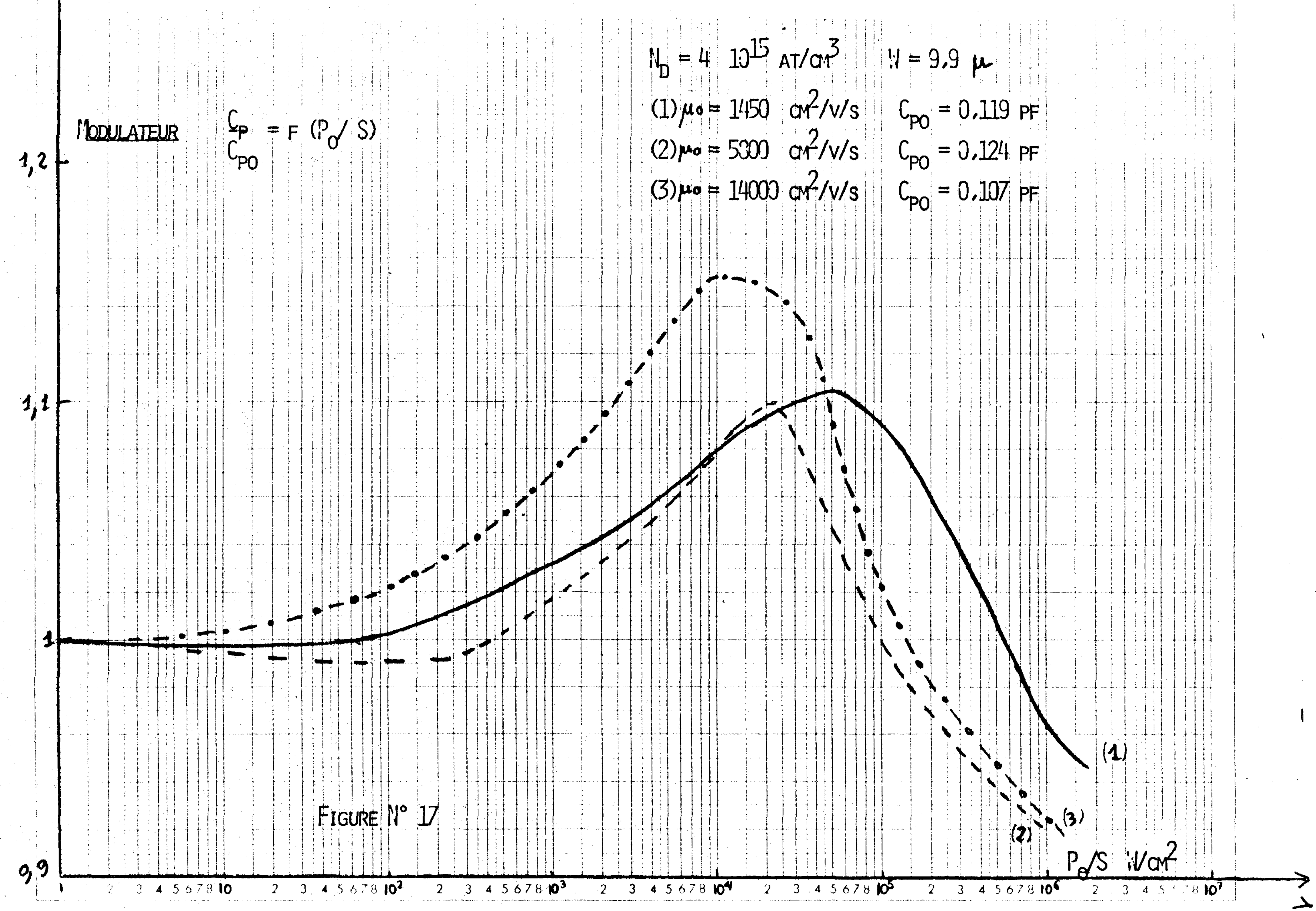

MODULATEUR
$\frac{C_P}{C_{PO}} = F\ (P_o/S)$
$N_D = 4\ 10^{15}$ AT/cm^3
W = 9,9 μ
(1) μ_o = 1450 cm^2/v/s
C_{PO} = 0,119 PF
(2) μ_o = 5300 cm^2/v/s
C_{PO} = 0,124 PF
(3) μ_o = 14000 cm^2/v/s
C_{PO} = 0,107 PF
1,2
1,1
1
0,9
(1)
(2)
(3)
P_o/S W/cm^2
1
10
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7

FIGURE N° 17

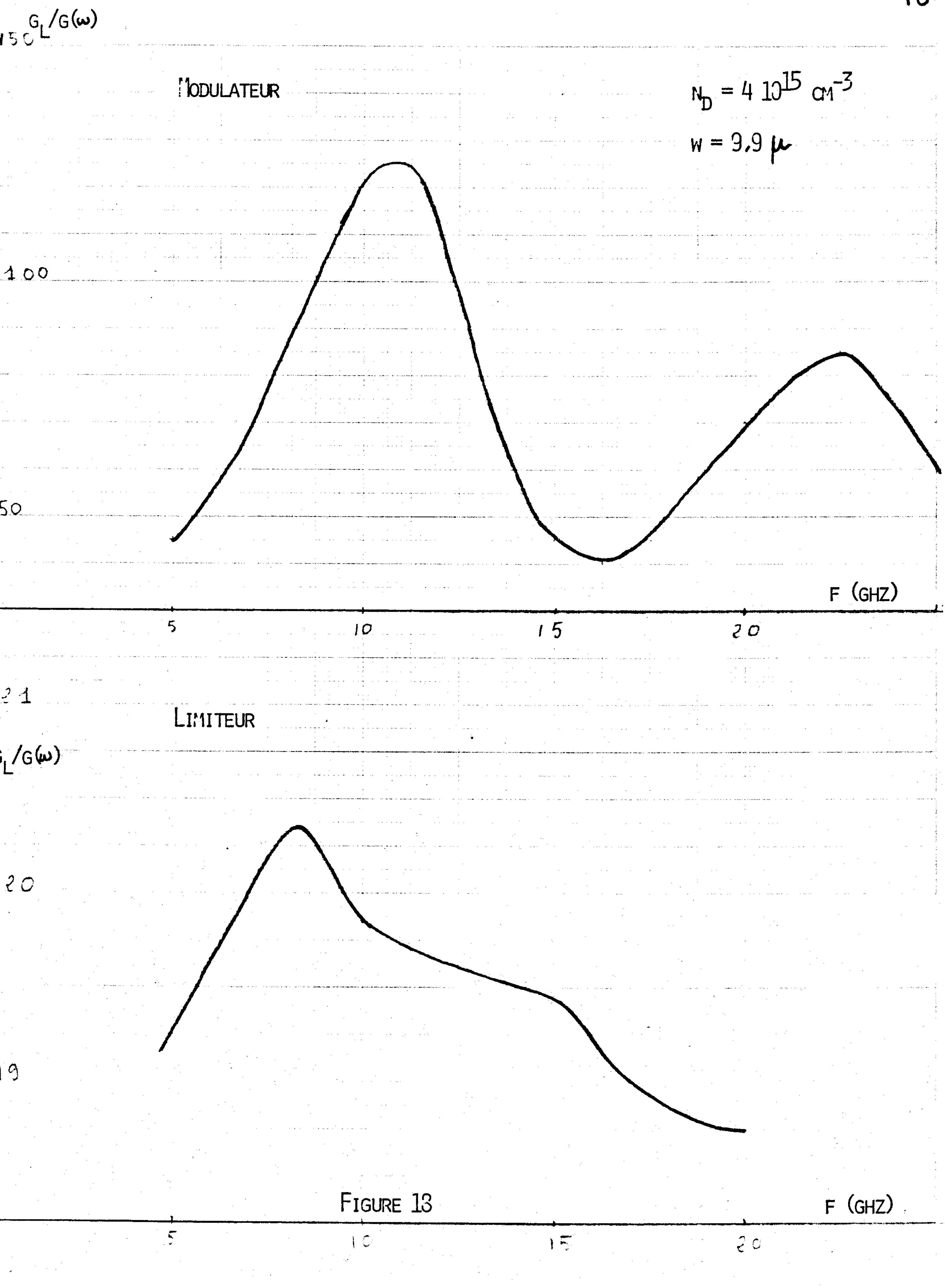

$G_L/G(\omega)$
150
MODULATEUR
$N_D = 4\ 10^{15}\ cm^{-3}$
$w = 9{,}9\ \mu$
100
50
F (GHZ)
5
10
15
20
21
LIMITEUR
$G_L/G(\omega)$
20
19
F (GHZ)
5
10
15
20

FIGURE 13

LIMITEUR

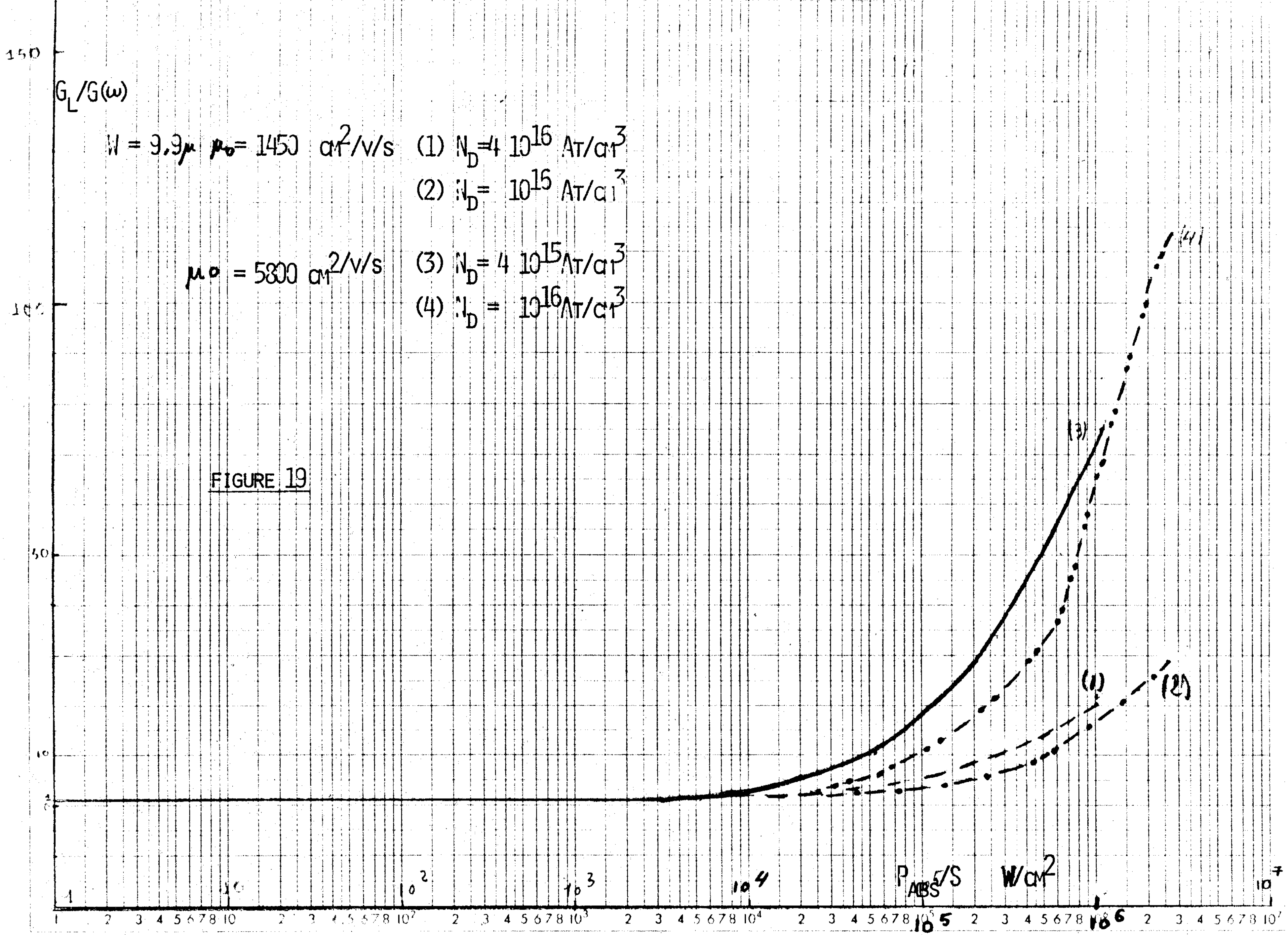


FIGURE 19

17

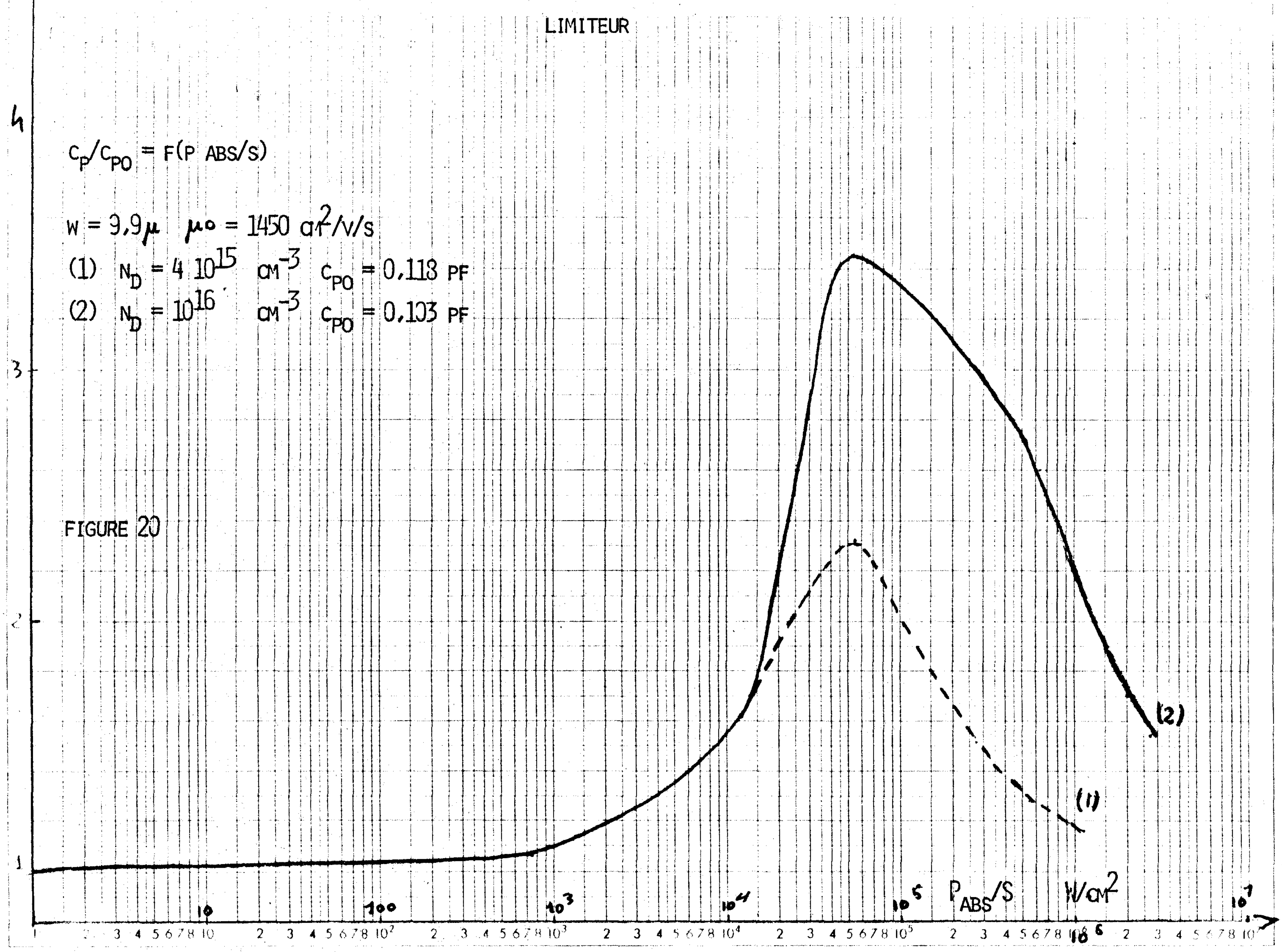

LIMITEUR
$C_P/C_{PO} = F(P\ ABS/S)$
$W = 9{,}9\mu$ $\mu o = 1450\ cm^2/V/s$
(1) $N_D = 4\ 10^{15}\ cm^{-3}$ $C_{PO} = 0{,}118$ PF
(2) $N_D = 10^{16}\ cm^{-3}$ $C_{PO} = 0{,}103$ PF
P_{ABS}/S W/cm^2
(1)
(2)
1
2
3
4
10
100
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7

FIGURE 20

F = 10 GHz ; W = 9,9 μ ; $v_s = 10^7$ cm/s

	①		②		③
E_c (kV/cm)	6,89		1,72		0.71
N_D (cm^{-3})	$4\ 10^{15}$	10^{16}	$4\ 10^{15}$	10^{16}	$4\ 10^{15}$
G_L / G_c (fig)	37,6	94	188	455	381
$G_L / G(\omega)$	121,6	210	775	1930	148C
Puissance (W/cm^2)	10^6	$2.8\ 10^6$	10^6	$2.8\ 10^6$	10^6

en MODULATEUR $S = 10^{-4}$ cm^2

<u>Dispositif série, accord parallèle $R_0 = 50\ \Omega$</u>

α_{min} (dB)	0,74	0,28	0,19	0,08	0,08
α_{MAX} (dB)	21,5	17,8	24,2	25,6	23,9

<u>Dispositif parallèle, accord parallèle $R_0 = 50\ \Omega$</u>

α_{min} (dB)	0,20	0,31	0,14	0,12	0,15
α_{MAX} (dB)	11,65	18,8	21,6	28,8	28,4
α_{MAX} pour α_{min} = 1dB	23,5	28,5	39,6	47,6	45,2

en LIMITEUR $S = 10^{-4}$ cm^2

$G_L / G(\omega)$	20	29	75	113
P (W/cm^2)	10^6	$2.8\ 10^6$	10^6	$2.8\ 10^6$
G_L / S (Ω^{-1}/cm^2)	1132	2722	4410	10660

<u>Dispositif série, accord parallèle $R_0 = 50\ \Omega$</u>

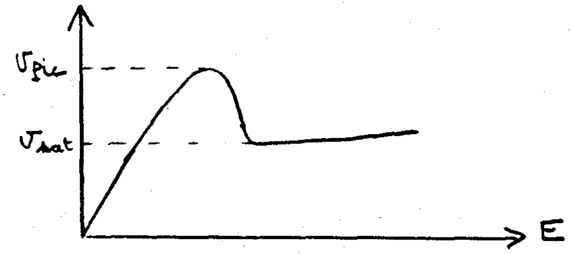
P_i / S (W/cm^2)	$2.28\ 10^6$	$5{,}36\ 10^6$	$2{,}66\ 10^6$	$2{,}78\ 10^6$
α_{min} (dB)	0,73	0,31	0,19	0,08
α_{MAX} (dB)	8,7	6,5	8,65	6,3

<u>Dispositif parallèle, accord parallèle $R_0 = 50\ \Omega$</u>

P_i / S (W/cm^2)	$4{,}83\ 10^6$	$8{,}67\ 10^6$	$5{,}63\ 10^6$	$9{,}0\ 10^6$
α_{min} (dB)	1,16	1,76	1,16	1,83
α_{MAX} (dB)	11,7	17,8	21,6	28,8
α_{MAX} pour α_{min} = 1dB	10,73	13,18	20,1	23,4

IV Etude expérimentale d'une structure unipolaire en GaAs

La seule structure unipolaire en GaAs dont nous disposons est la diode Gunn. L'examen de la caractéristique v(E) montre qu'au voisinage de la zone de mobilité différentielle négative, existe une zone de saturation de vitesse.



Deux difficultés se présentent en plus des risques d'oscillations

a) Les diodes Gunn ne sont pas des structures N^+NN^+ mais $N^+\nu NN^+$. Rappelons que pour avoir un bon fonctionnement en mode LSA il faut : $\sigma_d < o$ et $\sigma_i \# o$ (σ_d et σ_i définis précédemment page 5). La présence d'un notch limite l'injection mais crée une dissymétrie dans le dispositif.

b) La présence du boitier. Les effets des éléments parasites introduits par le boitier sont étudiés dans VI. On montre que celui-ci perturbe complétement les performances. Le montage donnant les meilleurs résultats est alors un dispositif parallèle à accord série.

Nous donnons (fig 21) la courbe I = f(V) et le profil de dopage de la diode (fig 26) utilisée celle-ci étant polarisée de façon calssique : fig 22

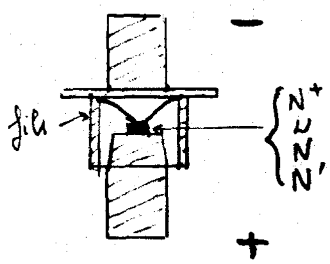


Figure 22

1) Variation de l'impédance de la diode en boitier en fonction de la tension de polarisation (Mesure de réflexion) fig 23

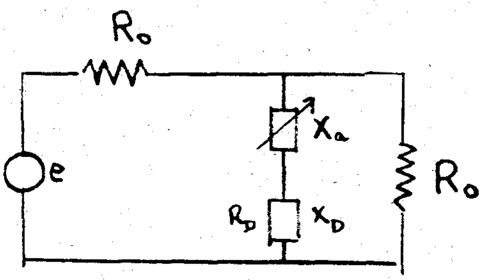
La diode est placée dans une structure coaxiale . A partir de mesure de coefficient de réflexion à l'analyseur de réseau, nous tracons les évolutions Z = f(V) à F donnée entre 7,5 GHz et 10,5 GHz. Dans la zone de saturation du courant V > 4V l'impédance de la diode varie fortement : sa partie réelle augmente et sa partie réactive diminue, nous pouvons tracer rapidement $\frac{R(V=5 \text{ volt})}{R(V=0 \text{ volt})}$ (fig 24)

La fréquence optimale est de 8 GHz.

2) Mesure en transmission, évolution de l'atténuation avec la polarisation

a) Choix de la méthode d'adaptation

Les mesures précédentes montrent que le meilleur dispositif est un schéma parallèle avec accord série



$$\alpha(dB) = 10 \log\left[\left(1+\frac{R_D R_o}{2(R_D^2+X_T^2)}\right)^2 + \frac{X_T^2 R_o^2}{4(R_D^2+X_T^2)^2}\right] \quad (33)$$

(R_1, X_1) impédance faible champ (V # 0)

(R_2, X_2) impédance champ fort (V # 5 V) $\qquad R_1 > R_2$

$X_1 > X_2$

- si on accorde en champ fort $X_2 + X_a = 0$

comme $R_2 \ll R_0$, α maxi est grand

- en champ faible $X_1 + X_a$ est très différent de 0

le terme réactif diminue les pertes d'insertions

b) Etude expérimentale

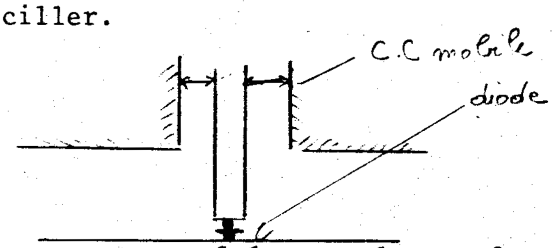
La diode est placée dans une cellule bande X à hauteur réduite (description de la cellule voir Becquelin D.E.A. Juillet 1974 page 19).
Le schéma de montage est donné fig 27.
Nous mesurons d'abord les pertes de la cellule avec une diode CO, elles n'excèdent pas 2 db - fig 25- (sauf à 7 GHz proximité de la fréquence de coupure et au delà de 11 GHz).
La détermination théorique de α est très difficile car on ne connait pas exactement l'impédance caractéristique de la cellule (théoriquement 50 Ω) et celle-ci varie avec la fréquence($Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\ 2b/a\ \lambda g/\lambda$)

De plus les éléments parasites de la cellule interviennent (rupture d'impédance capacité dûe au piston, etc...).Les meilleures performances se situent vers 8 GHz. L'évolution de α avec la tension est donnée fig 28 à 8 et 10 GHz (en tenant compte des pertes de la cellule), en réalisant l'accord à 8 GHz nous tracons la courbe à 7,9 GHz pour montrer la sélectivité du dispositif.

Deux éléments compliquent cette étude expérimentale :

1) l'adaptation est très délicate car l'impédance de la diode varie en champ fort très rapidement avec la tension de polarisation d'où une incertitude sur α maxi. Elle est de plus très sélective comme le montre la figure 28 .

2) Des oscillations parasites de la diode nous ont beaucoup gêné et cela pour des tensions inférieures à 5,5 V (tension au voisinage de laquelle la diode devrait commencer à osciller). Il semble que le système d'adaptation série en est la cause. Le piston forme une cavité coaxiale dans laquelle la diode pourrait osciller.



Nous avons constater que lors de l'apparition des oscillations (sauf en tension élevée # 5 V) il suffisait de bouger légèrement l'accord à la polarisation pour les faire disparaître.

Si on monte en fréquence les performances diminuent (augmentation des pertes d'insertion, rapport $\frac{RE}{RL}$ plus petit)

Cette étude montre l'intérêt de l'utilisation du GaAs dans les structures unipolaires. La puissance de commande est faible (quelques watts suffisent). Les performances obtenues, avec un élément non prévu pour ce genre d'utilisation, sont très encourageantes.

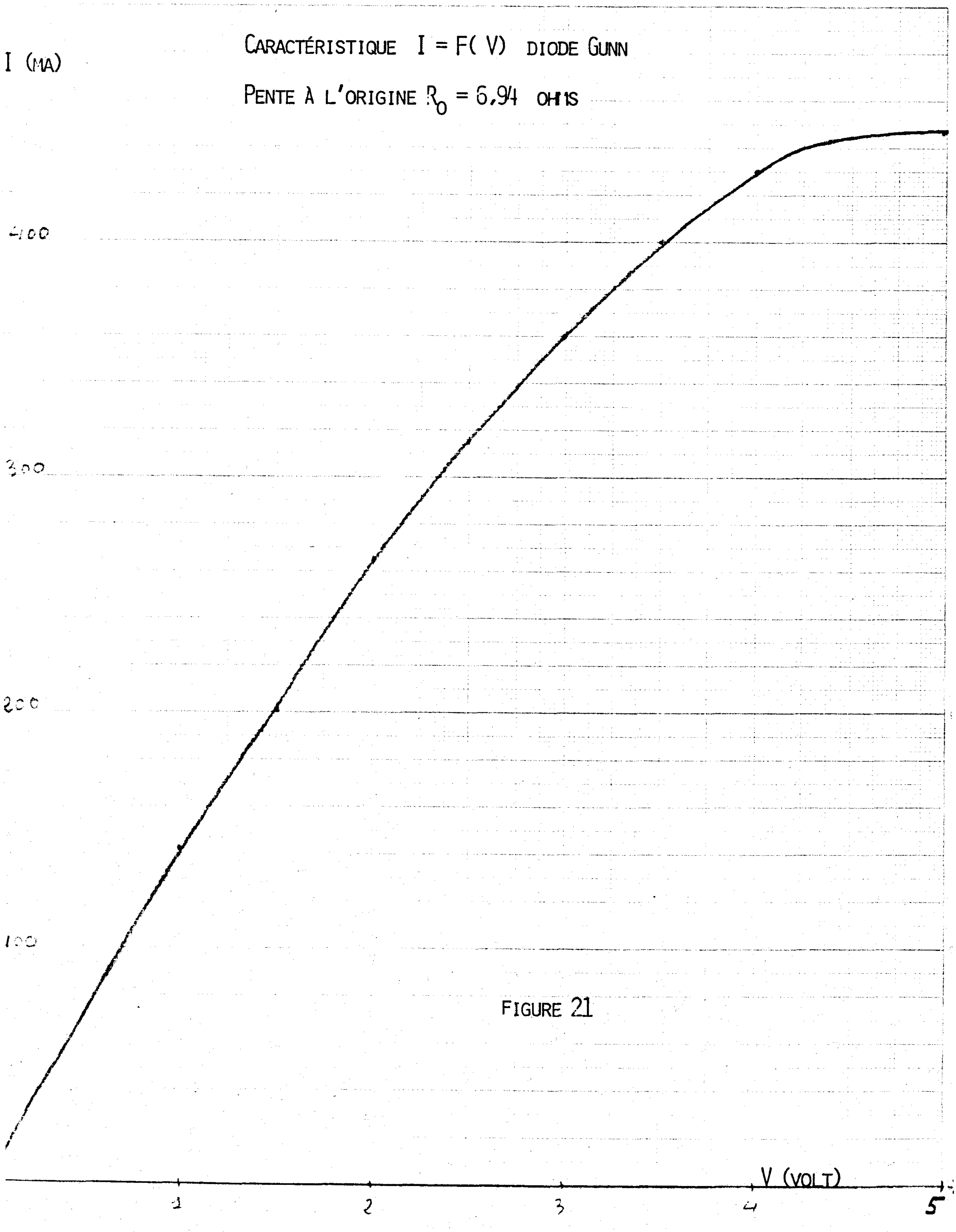

CARACTÉRISTIQUE I = F(V) DIODE GUNN
PENTE À L'ORIGINE R_0 = 6,94 OHMS
I (MA)
400
300
200
100
V (VOLT)
1
2
3
4
5

FIGURE 21

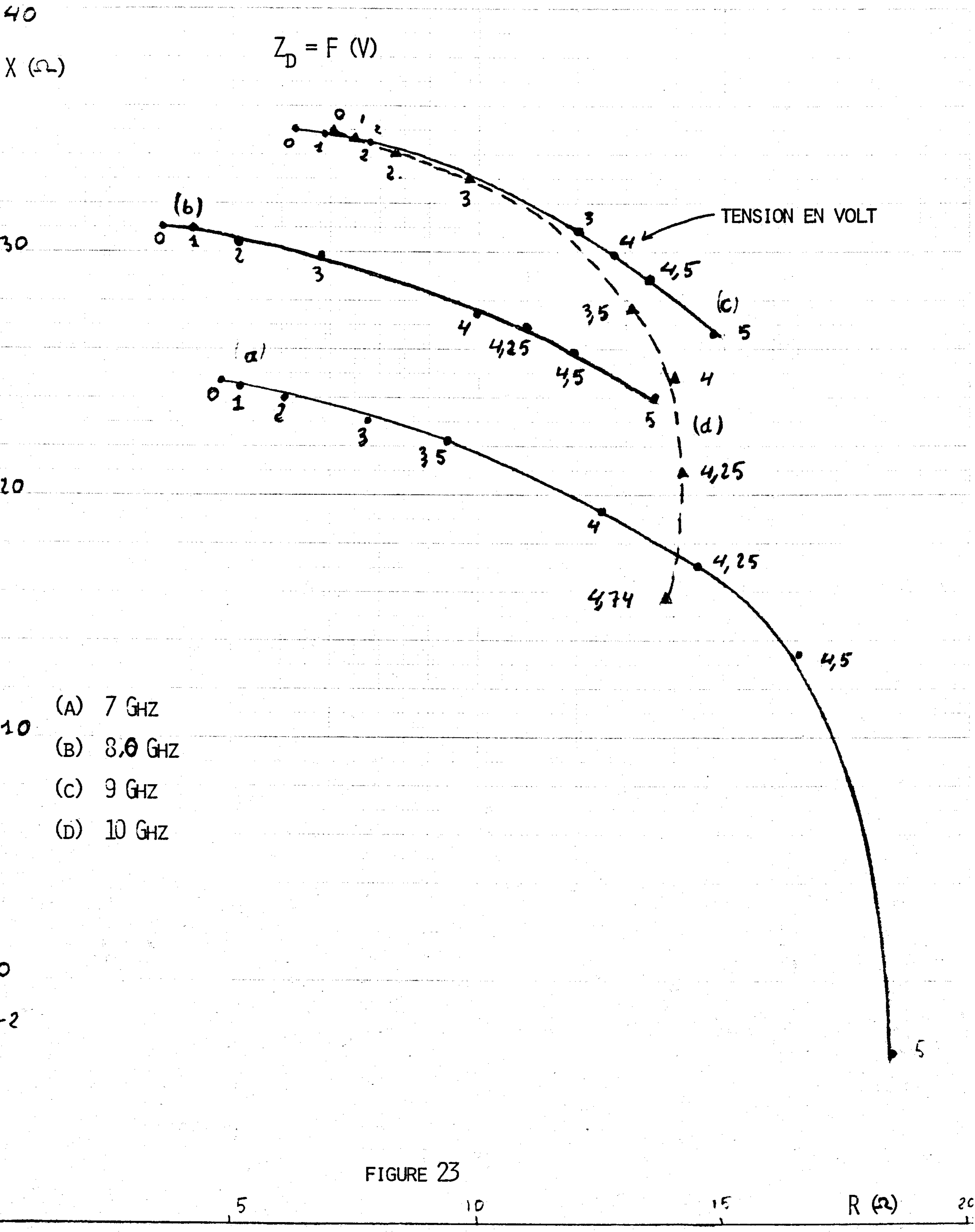
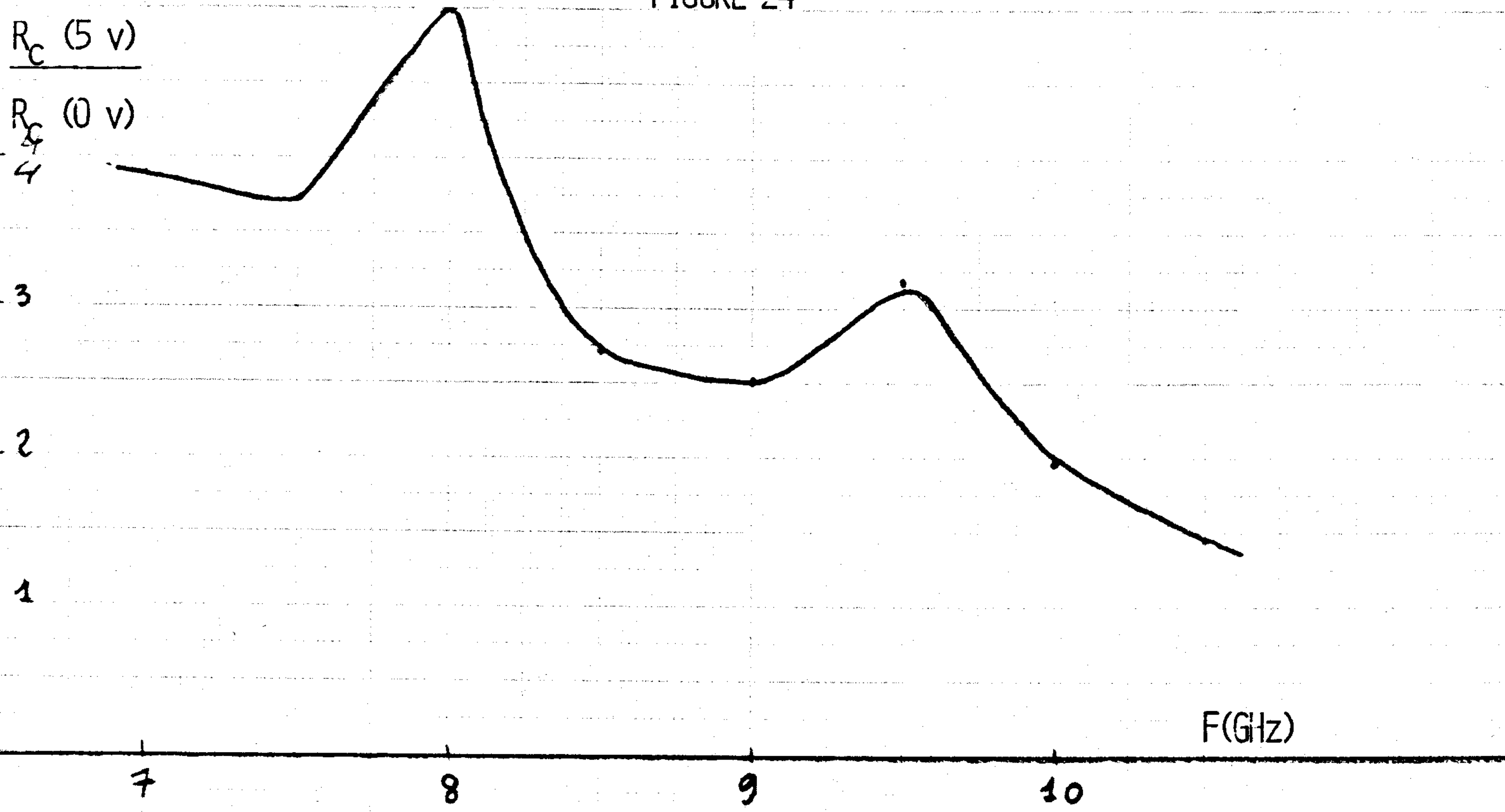

40
X (Ω)
Z_D = F (V)
(b)
30
TENSION EN VOLT
(c)
(a)
(d)
20
4,74
(A) 7 GHZ
10
(B) 8,6 GHZ
(C) 9 GHZ
(D) 10 GHZ
0
-2
5
10
15
R (Ω)
20

FIGURE 23

FIGURE 24



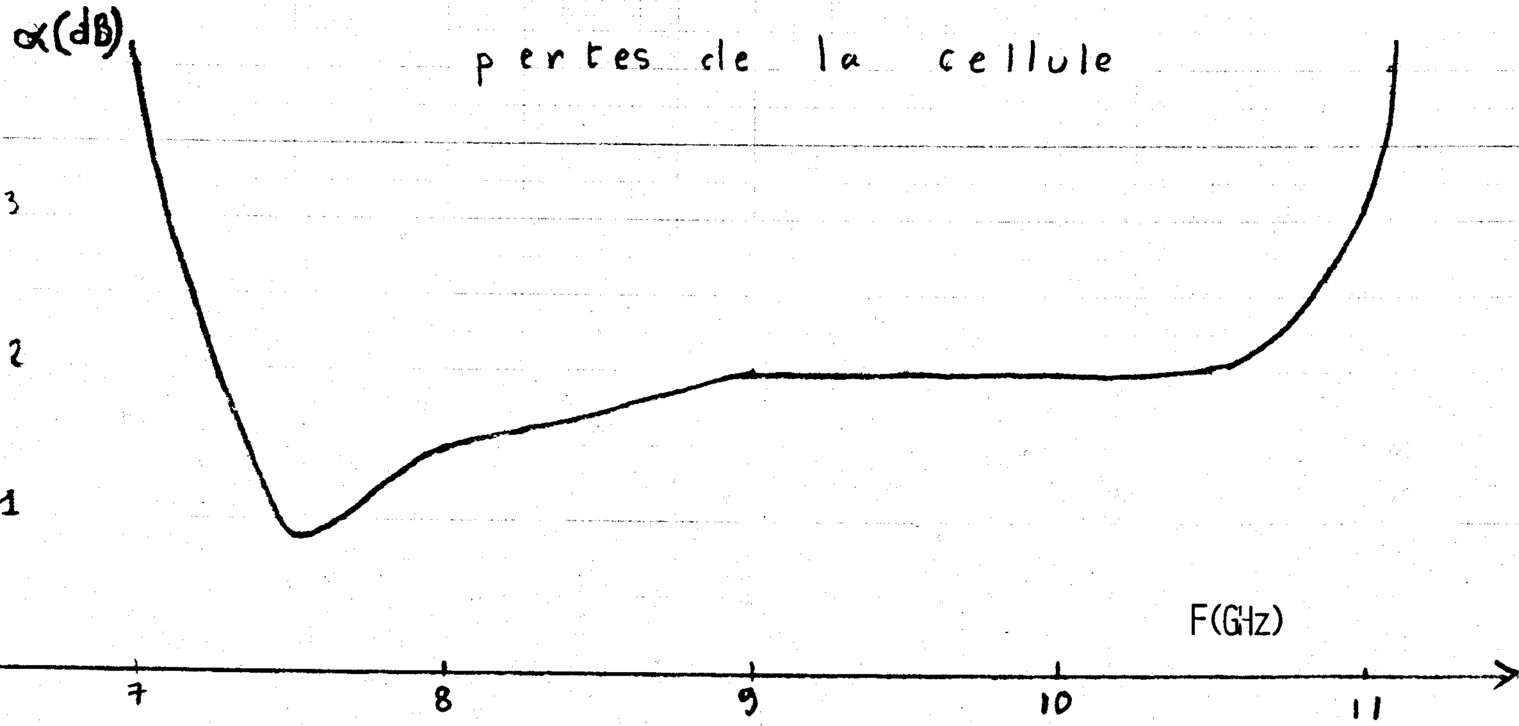


FIGURE 25

$S = 3{,}8\ 10^{-4}\ cm^2$

PROFIL DE DOPAGE FIGURE 26

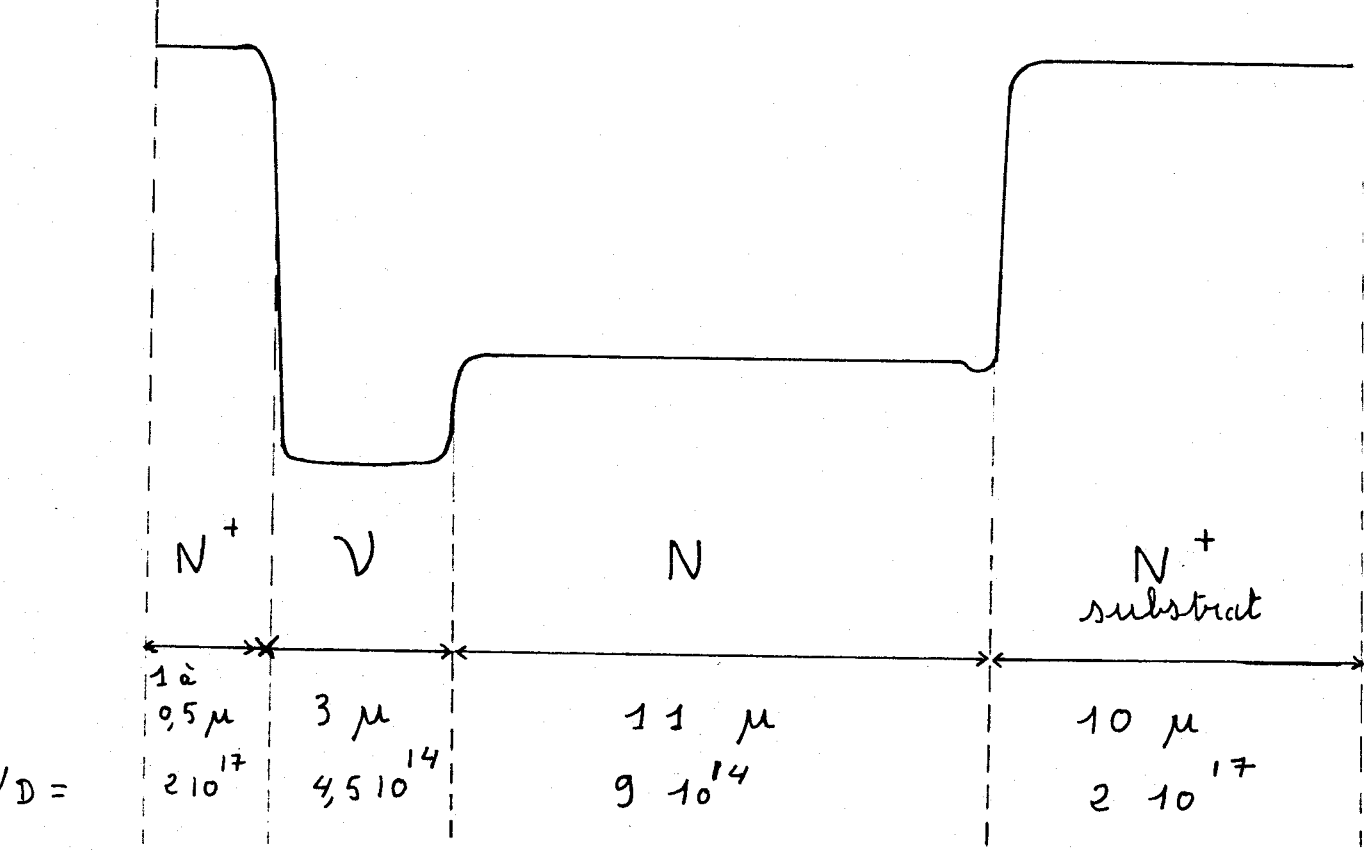
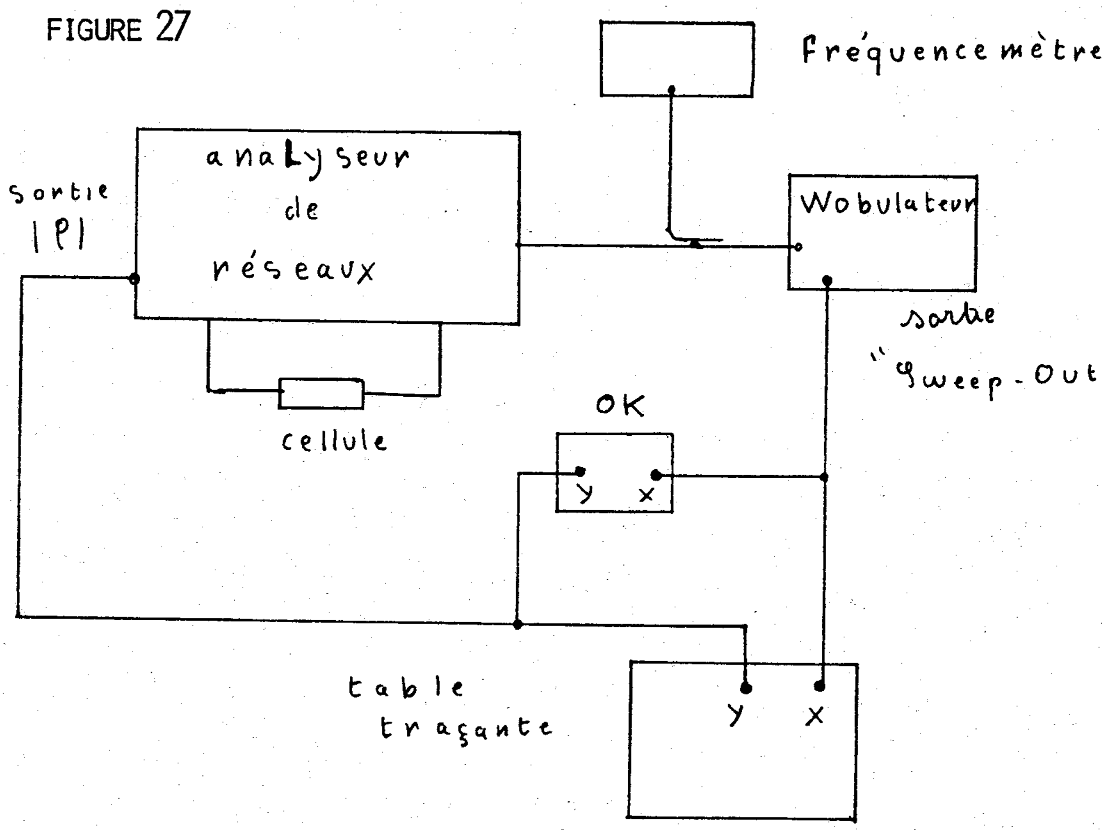
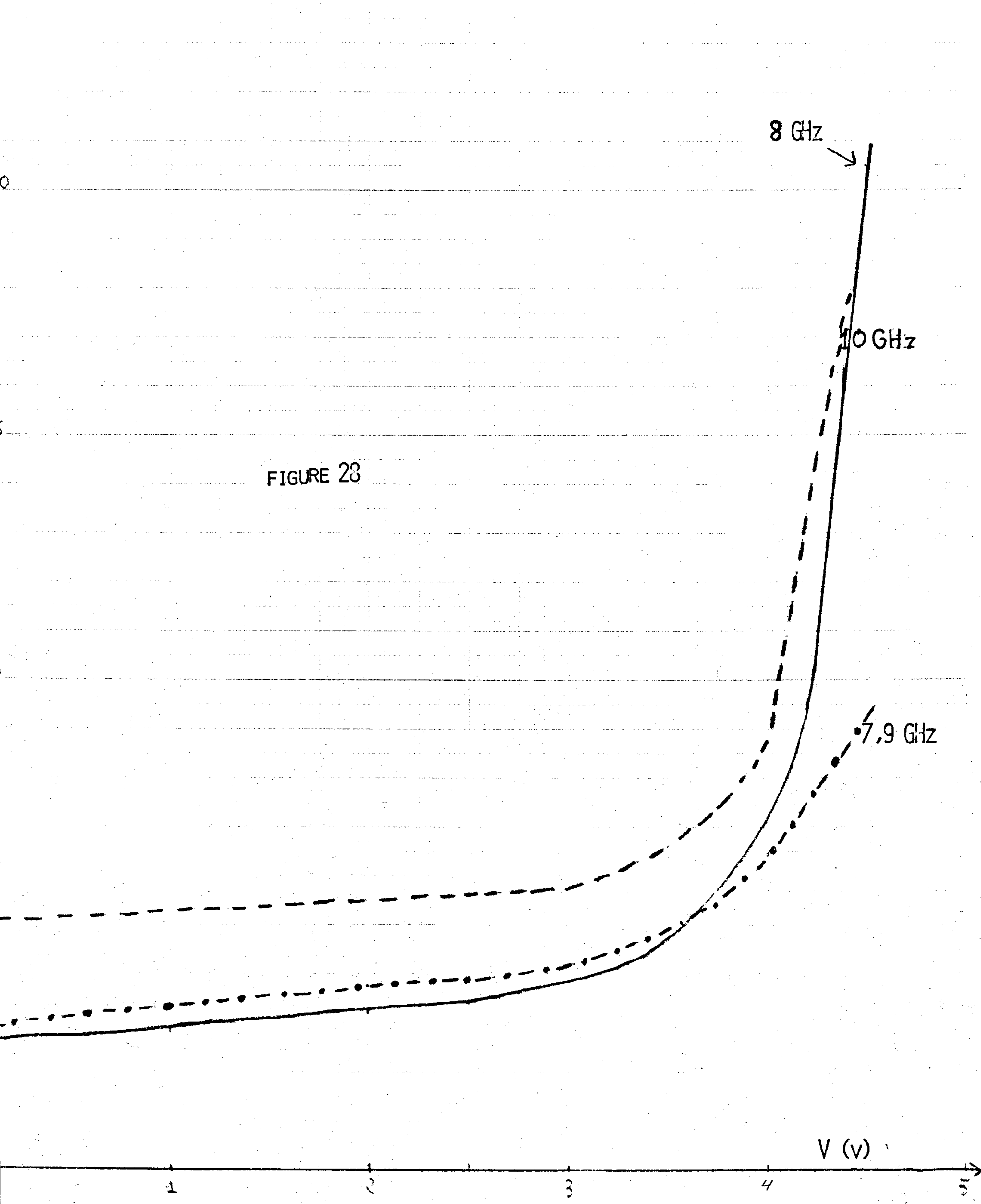


FIGURE 27



SCHEMA DU MONTAGE EN TRANSMISSION

EN DB $\alpha = F(V)$ EN TRANSMISSION



ETUDE D'UNE STRUCTURE UNIPOLAIRE A INJECTION DE PORTEUR

Introduction

Ces structures sont du type N^+IN^+
I zone intrinsèque, $N_D \# 10^{12}$ at/cm^3 pour le Silicium
Le principe de fonctionnement est très simple :

a) à tension de polarisation faible, il y a peu de porteurs dans la zone I la résistance de l'échantillon est donc très grande (quelques kΩ)

b) à tension de polarisation élevée le nombre de porteurs injectés est très important, ils"remplissent" presque totalement la zone intrinsèque, la résistance de l'échantillon est faible on a donc $G_C > G_L$ (contrairement au N^+NN^+ où $G_C < G_L$)
$R_C < R_L$

Nous voyons qu'il est possible d'utiliser cette structure en modulateur (et limiteur) avec des puissances de commande faibles.

I) Théorie simplifiée

En négligeant la diffusion les équations 1 et 5 s'écrivent

$$I = -q\,S\,n\,v(E) \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{q}{\varepsilon}n \qquad (34)$$

a) en champ faible $v(E) = \mu_0 E$

En combinant les 2 équations on trouve $E(x) = \sqrt{\dfrac{2I}{\mu_0 S \varepsilon}\,x}$

en intégrant

$$I = \frac{9}{8}\frac{\mu_0 S \varepsilon}{W^3}V^2 \quad (35) \qquad ; \qquad \frac{dI}{dV} = \frac{9}{4}\frac{\mu_0 S \varepsilon}{W^3} \quad (36)$$

à champ faible la caractéristique $I = f(v)$ est quadratique (possibilité d'utilisation en détection)

b) en champ fort $v = v$ sat

On a alors $I = -q\,n\,S\,v_s \qquad \dfrac{\partial E}{\partial x} = -\dfrac{q}{\varepsilon}n$

ce qui donne

$$V = \frac{W^2}{2\varepsilon v_s S} I_0 \quad (37) \; ; \qquad R_c = \frac{dV}{dI} = \frac{W^2}{2\varepsilon v_s S} \quad (38)$$

On retrouve la résistance de charge d'espace

Influence du temps de transit les expressions calculées au premier chapitre restent valables.

II) Etude numérique

Le programme (utilisé pour les N^+NN^+) permet de calculer la caractéristique $I = f(v)$, la carte de champ électrique et de la densité de porteurs, l'impédance de l'échantillon pour une fréquence et un dopage donnés.
Nous avons choisi un échantillon de longueur 6 μ
$N_D = 4\ 10^{12}$ at/cm^3 $\qquad S = 10^{-4}$ cm^2
ce qui donne

$$R_L \simeq 6{,}5\ k\Omega \qquad C_{p0} = 0{,}17\ pf$$

1) Carte de champ électrique et de densité des porteurs

A cause de la diffusion la densité d'électron dans la zone I (fig29) est très supérieure à la densité des impuretés. Ce phénomène est gênant car il augmente le champ électrique régnant dans l'échantillon ce qui entraine $\mu(E) \neq \mu_0$ à tension faible.

A courant élevé les porteurs remplissent la zone intrinsèque. La carte de champ (fig 30 et fig 31) montre qu'à courant faible le champ électrique est déjà élevé.

2) Caractéristique $I = f(V)$ (fig 32)

Elle devrait théoriquement présenter une partie quadratique puis une partie linéaire. La courbe est déjà linéaire pour $I > 0{,}02$ mA (~~fig~~) phénomène dû à la diffusion qui crée un champ électrique même à tension de polarisation nulle.
De la partie linéaire on déduit $G_c = 11{,}2\ 10^{-3}\ \Omega^{-1} \Rightarrow R_c = 89{,}2\ \Omega$

3) Rapport $G(\omega)\ /\ G_L$ (fig 33)

Le tableau suivant montre que le rapport $G(\omega)\ /G_L$ est très inférieur à la valeur prévue par la théorie simplifiée. En effet, la diffusion de porteurs libres dans la zone intrinsèque augmente la valeur de G_L

F GHz	G_L $10^{-3}\ \Omega^{-1}$	$G(\omega)$ $10^{-3}\ \Omega^{-1}$	C_p pF	$G(\omega)/G_L$
2,5	2,5	9,5	0,31	3,8
5	3,11	9,0	0,30	2,9
10	3,7	7,3	0,29	1,97

Le calcul de l'admittance petit signal (cf 4) dans le cas d'un échantillon NIN ou $\sigma_d = 0$ même en champ faible fait apparaître un terme d'amortissement proportionnel à la fréquence dans l'expression de (24).
Dans ces conditions G_L croit avec la fréquence et le rapport $G(\omega)/G_L$ diminue (fig 35)

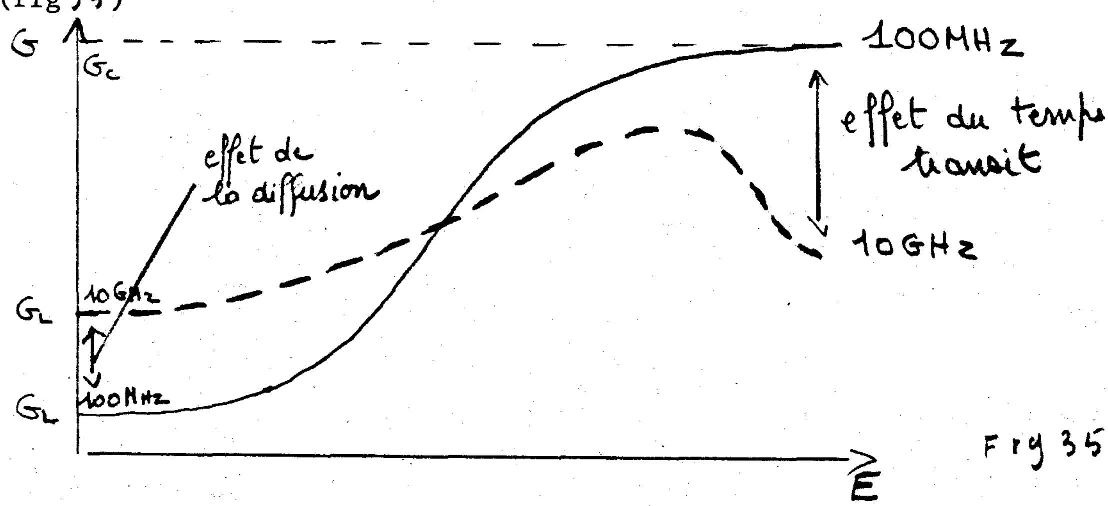
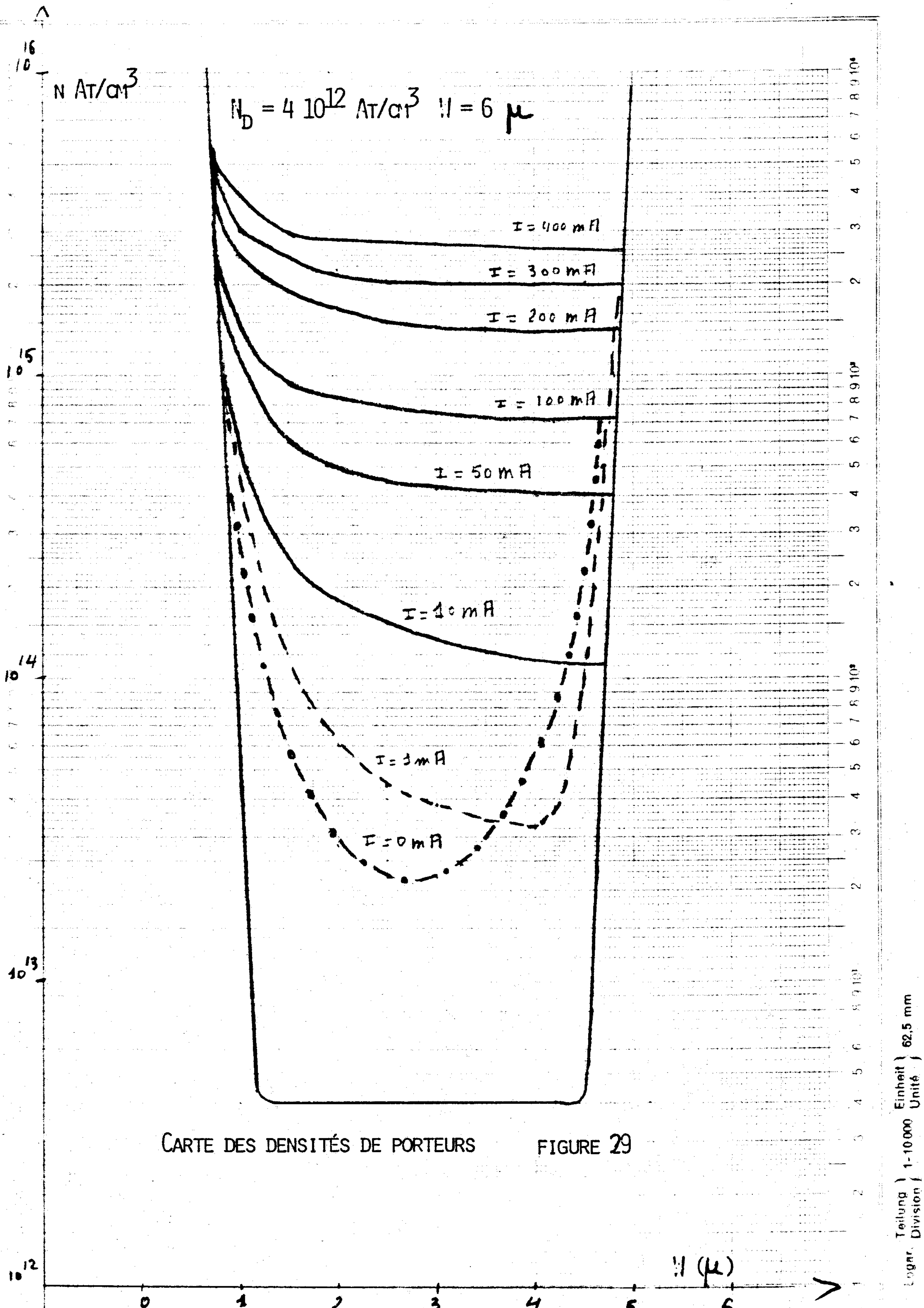


Fig 35

Une conséquence supplémentaire de la diffusion est la valeur élevée de la capacité en champ faible. Le remplissage de la zone intrinsèque par les porteurs libres diminue artificiellement la largeur de l'échantillon. La figure (34) montre l'évolution de la capacité avec le courant de polarisation.

Pour diminuer tous ces effets, on pourrait augmenter la longueur de la zone intrinsèque de l'échantillon. Malheureusement G_c proportionnel à $1/W^2$ diminue plus rapidement que G_L proportionnel à $1/W$ et le rapport $G(\omega)/\ G_L$ reste faible.

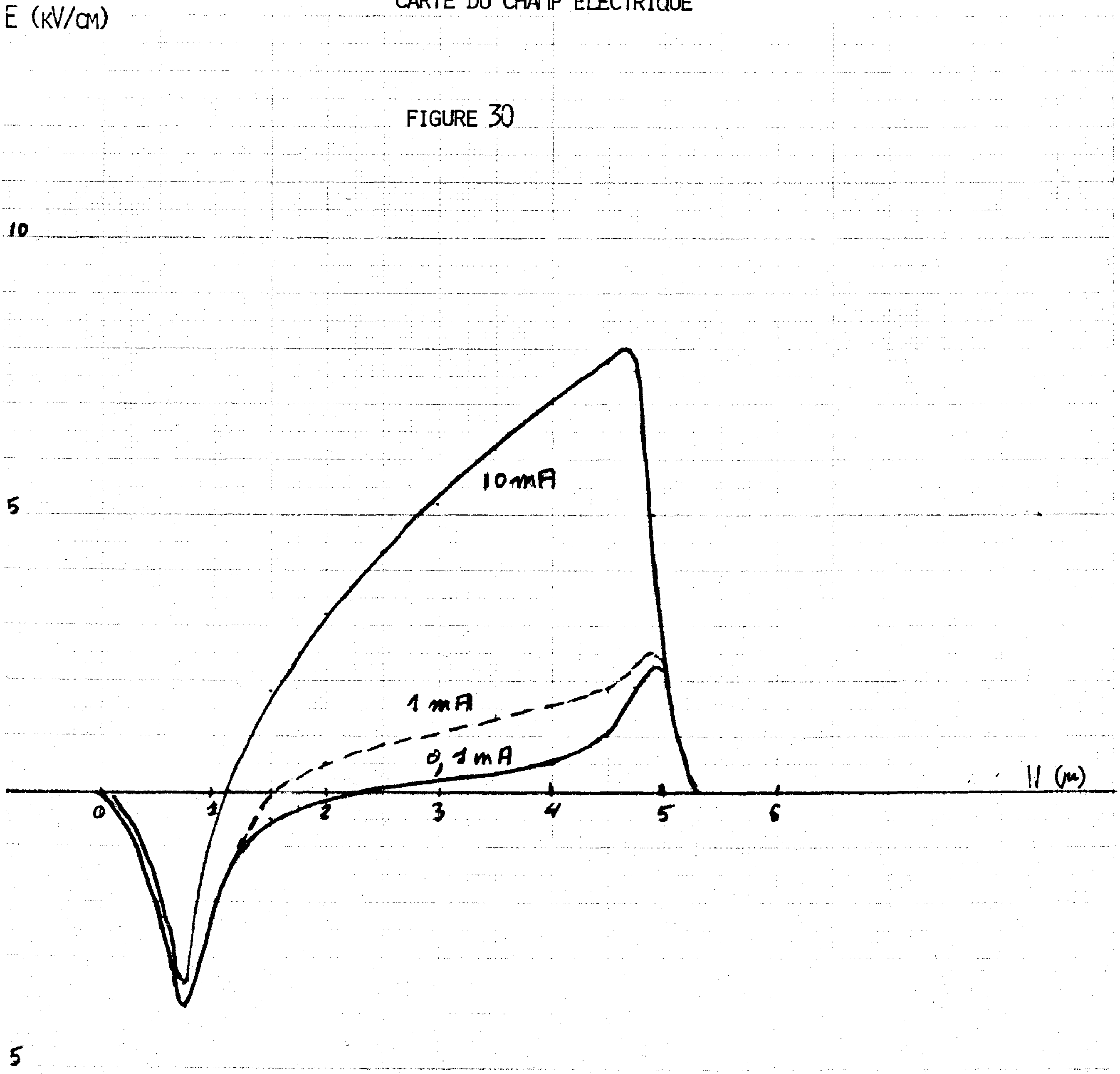
Cette étude des structures NIN montre que si l'on tient compte de l'effet de diffusion, leur utilisation en modulateur et limiteur n'est pas possible en hyperfréquence, cependant elle reste envisageable pour des fréquences plus basses inférieures au gigahertz.

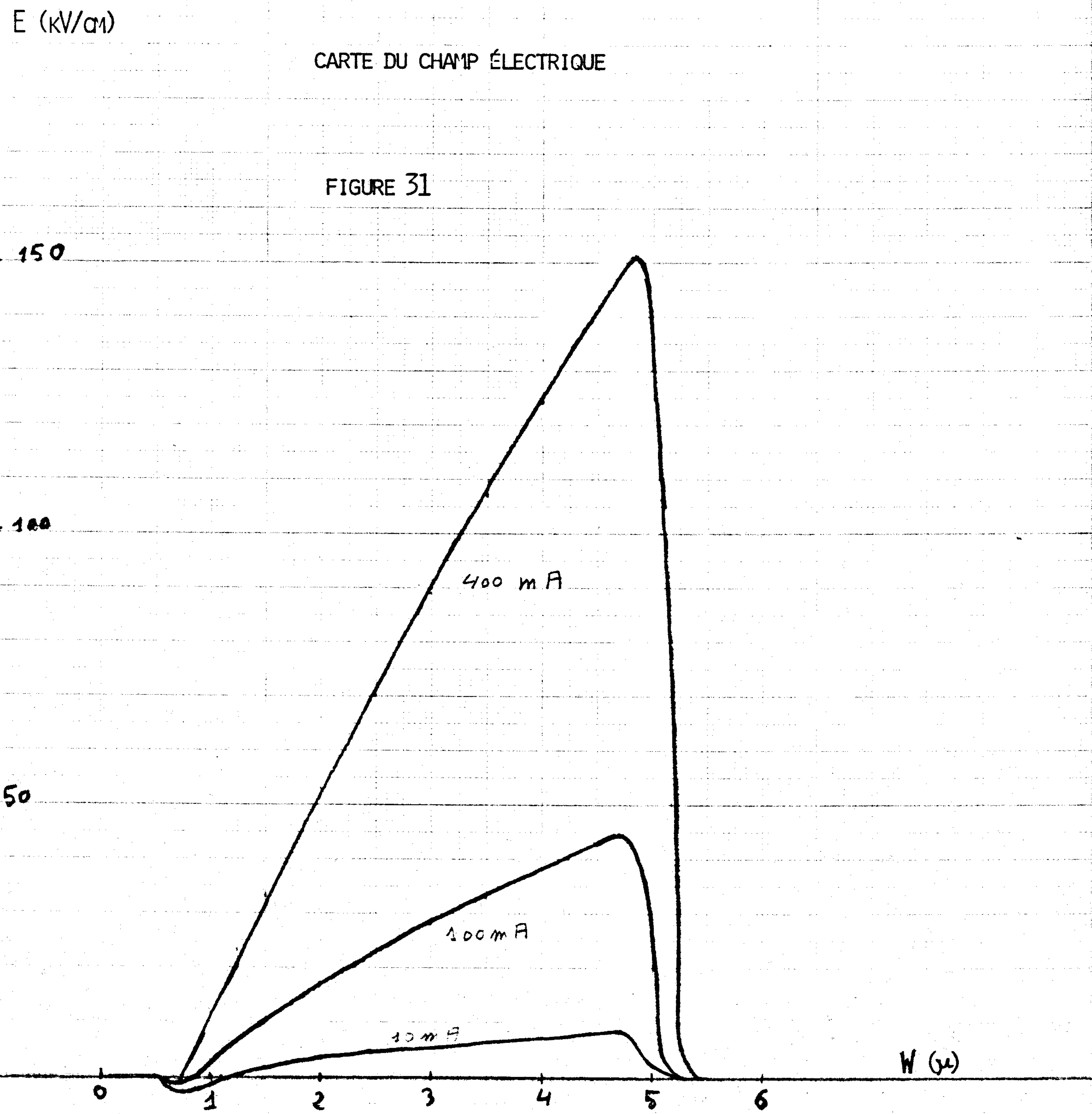


CARTE DES DENSITÉS DE PORTEURS FIGURE 29

CARTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE

FIGURE 30




E (kV/cm)
CARTE DU CHAMP ÉLECTRIQUE
FIGURE 31
150
100
50
400 mA
100 mA
10 mA
W (μ)
0
1
2
3
4
5
6

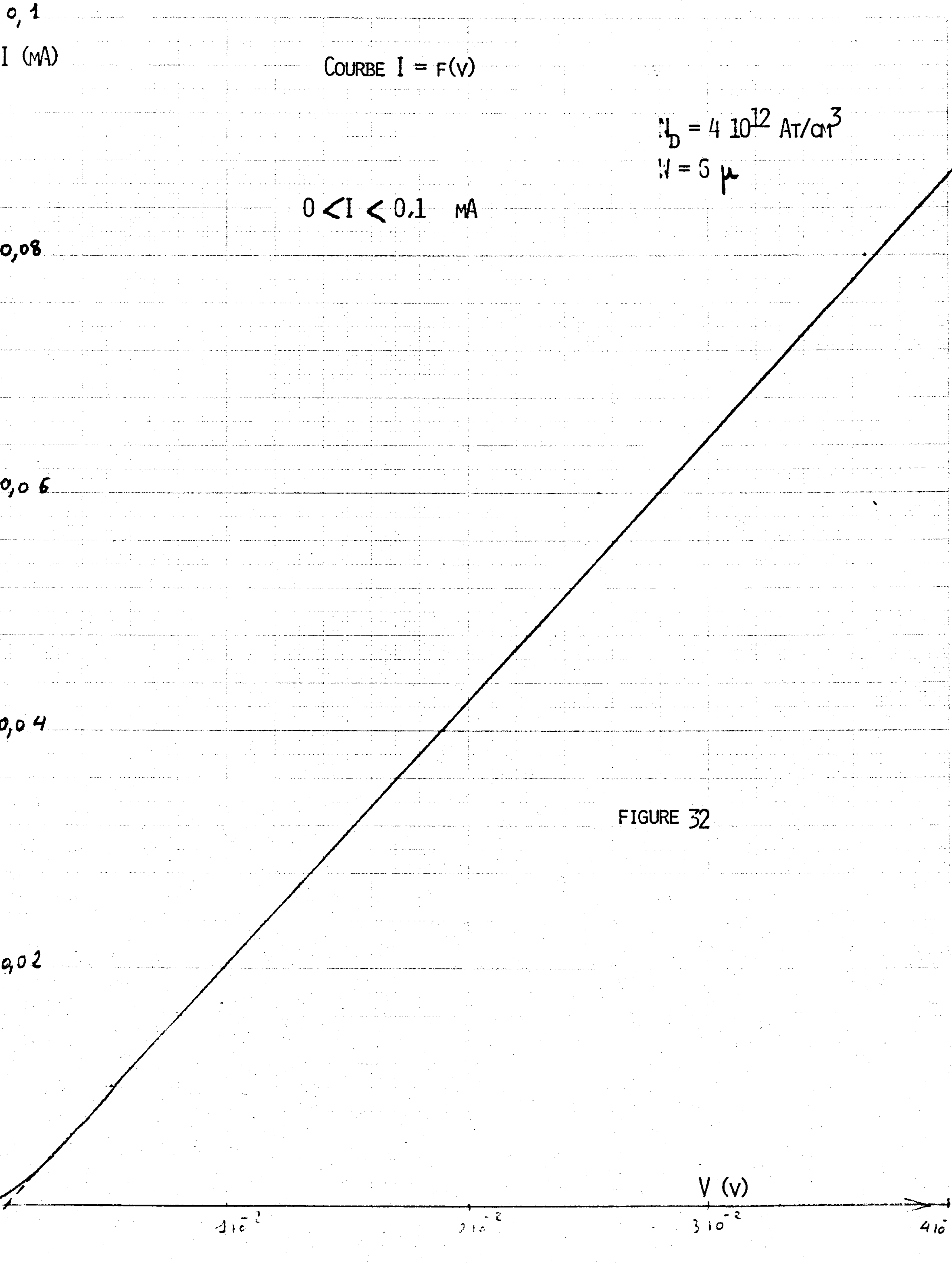

0,1
I (mA)
COURBE I = F(V)
$N_D = 4\ 10^{12}$ At/cm^3
W = 5 µ
0 < I < 0,1 mA
0,08
0,06
0,04
0,02
V (v)
$1\ 10^{-2}$
$2\ 10^{-2}$
$3\ 10^{-2}$
$4\ 10^{-2}$

FIGURE 32

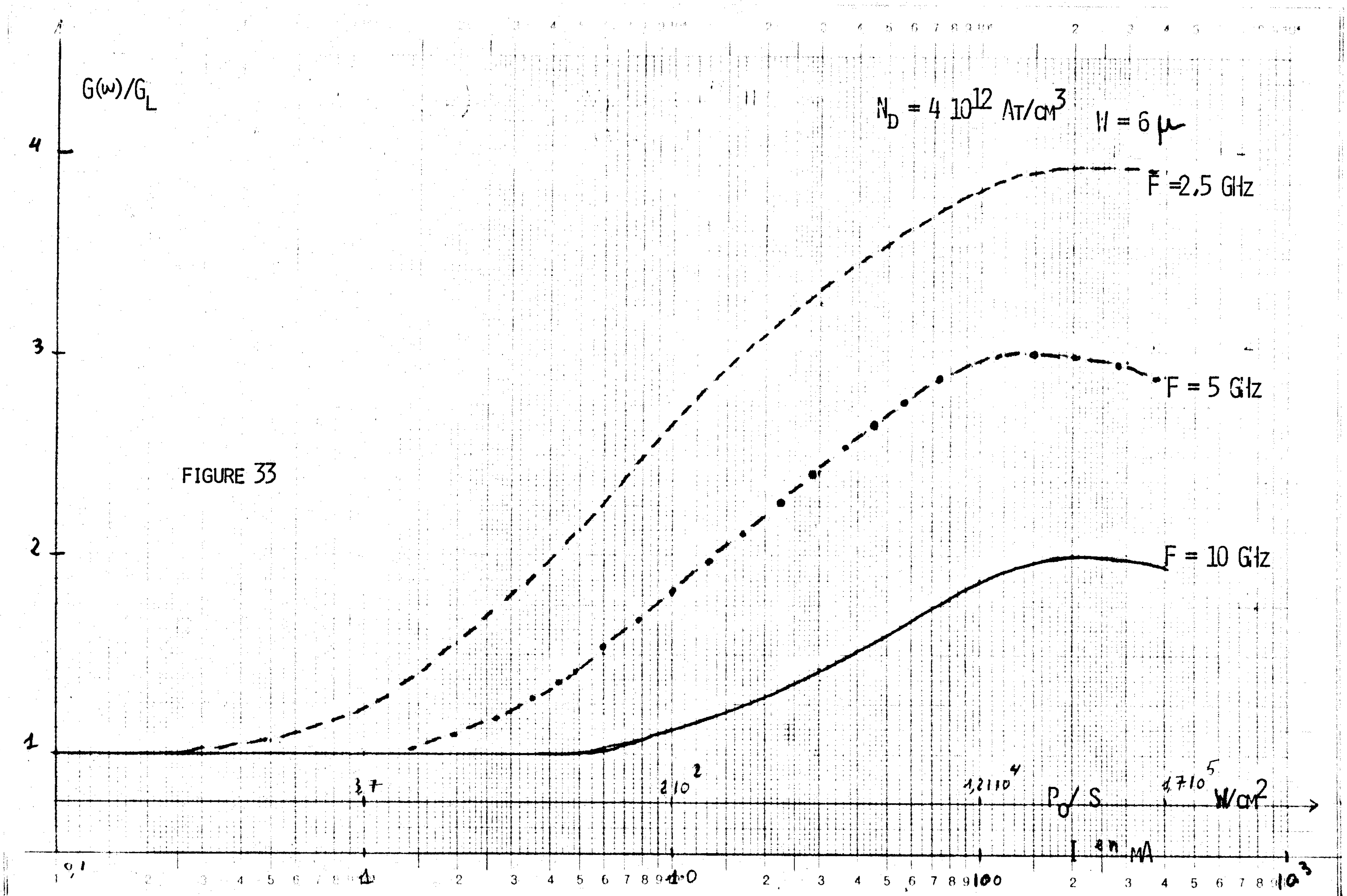


FIGURE 33

Logar. Teilung / Division 1-10 000 Einheit / Unité 62,5 mm

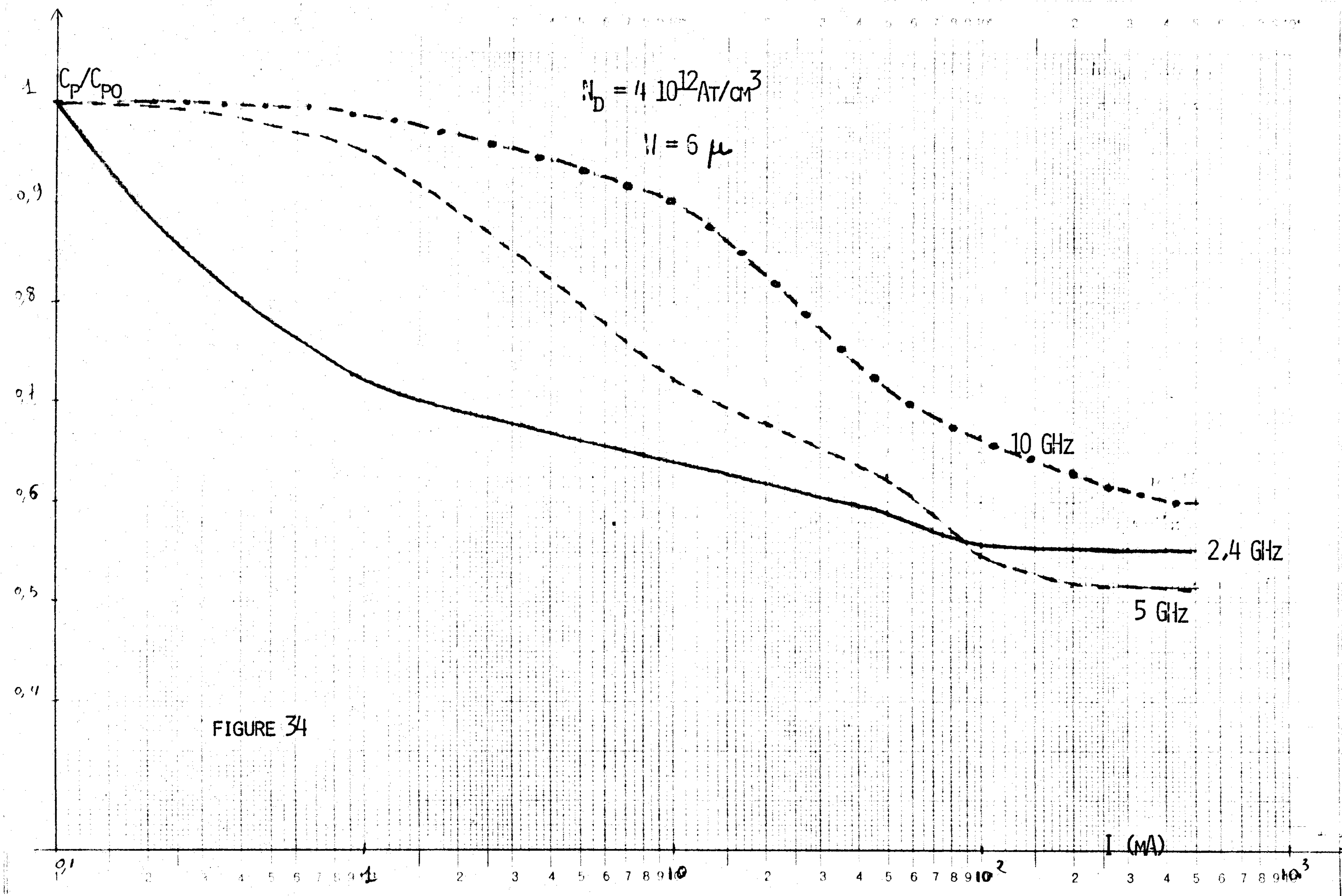


FIGURE 34

Logar. Teilung / Division 1-10 000 Einheit / Unité 62,5 mm

CONCLUSION
§§§§§§§§§§

Cette étude montre clairement que seuls les dispositifs à modulation de vitesse des porteurs ont des performances interessantes en limiteurs et modulateurs. Celles-ci peuvent devenir supérieures aux dispositifs existant actuellement (diodes PIN) dans le cas de semiconducteurs à mobilité importante et à vitesse de saturation faible.

Pour parfaire ces résultats, il faut connaître plus en détails l'évolution de la vitesse et de la diffusion en fonction du champ électrique dans ces semiconducteurs. Cependant même dans le cas le plus défavorable (silicium) ces dispositifs ont un temps de réponse de l'ordre de la centaine de picosecondes nettement inférieur aux dispositifs à diodes.

Nous avons montré que l'injection des porteurs ne convenait pas pour la réalisation de modulateurs ou de limiteurs, mais ce phénomène peut mener à l'élaboration de déphaseur dans le cas d'une propagation de l'onde hyperfréquence à l'intérieur du semiconducteur.

-§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§§-

BIBLIOGRAPHIE

I - BECQUELIN

Thèse 3e cycle à paraitre

II - IMMORLICA et PEARSON

Applications of Ternary III. V compounds to High-Speed Microwave Modulation
IEEE Transactions on Electron Devices Vol ED 22, N° 10 p 829-836 October 1975

III - FOGGIATO et PEARSON

A High-Speed Bulk Semiconductor Microwave Switch Utilizing $GaAs_{1-x}$ Px
Mixed Cristal
Proceedings of the IEEE Vol 60 N° 4 April 1972 pp 456-457

IV - MICHEL, ESQUIROL, JOULLIE et GROUBERT

Characteristics of $Ga_xIn_{1-x}Sb$ transferred-electron devices
Inst. Phys. Conf. Ser. N° 24 C 1975 : Chapter 2 P 94-101

V - KAWASHIMA, OHTA, KATOAKA

Measurement of the electron Velocity / field Characteristics of $Ga_xIn_{1-x}Sb$
by a microwave-heating technique
Electronics Letters February 1976 Vol 12 N° 3 P 71-72

VI - Contrat D.R.M.E. N° 75-34-292

1e et 2e rapport trimestriel