

50376
1980
212

50376
1980
212

N° d'ordre 501

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

André VANOVERSCHELDE

**Etude des propriétés dynamiques
et des diverses applications hyperfréquences
de la diode à injection thermoionique et temps de transit**



soutenue le 18 décembre 1980 devant la Commission d'Examen
Membres du jury : Messieurs

E. CONSTANT	: Président
G. SALMER	: Rapporteurs
M. BUYLE BODIN	
T. VAN DE ROER	
G. CONVERT	: Examineurs
J. MARCOU	

*Désapprendre à rêvasser, apprendre à penser,
désapprendre à philosopher, apprendre à dire,
cela ne se fait pas en un jour.
Et pourtant nous n'avons que peu de jours pour le faire.*

R. DAUMAL

*A mes Parents,
A Edith, Bertrand et Carine*

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS" de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a proposé le sujet de cette thèse et me fait l'honneur de juger ce travail et de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui a dirigé ce travail et dont les précieux conseils et l'aide constante qu'il m'a prodigués m'ont permis de mener à terme cette étude.

Qu'il me soit permis de remercier vivement Monsieur BUYLE BODIN, Directeur de l'E.N.S.E.R.G. de Grenoble, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

J'exprime à Monsieur VAN DE ROER, Professeur à l'Université d'Eindhoven, ma plus vive reconnaissance pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour sa participation au jury.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide de composants mis à notre disposition par le "Laboratoire Central de Recherches" de THOMSON-C.S.F. J'en remercie vivement tous les membres et en particulier, Monsieur CONVERT, qui me fait l'honneur de siéger à ce jury.

Je sais gré à Monsieur le Professeur MARCOU, de l'Université de Valenciennes, qui me fait le plaisir de participer à mon jury.

Mes remerciements vont également à :

- . M. DELAGEBEAUDEUF (Thomson-C.S.F) pour sa précieuse collaboration
- . MM. MEIGNANT et RAMAUT pour leur efficace contribution à cette étude
- . M. LEFEBVRE avec qui j'ai eu de fructueuses discussions
- . M. PLAYEZ et Mme DELOS pour l'aide apportée sur le plan expérimental.

Je remercie très vivement tous les membres de notre Laboratoire de Recherches qui m'ont apporté leur précieux concours ainsi que le Personnel du C.I.T.I. pour son aimable collaboration.

J'adresse mes plus vifs remerciements à l'ensemble du Personnel Administratif et Technique pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ce travail.

Enfin, je ne saurais oublier ceux qui ont aidé à la réalisation de ce manuscrit : Madame VANOVERSCHELDE qui a assuré la dactylographie de ce travail et Messieurs DEHORTER et PLUQUET qui en ont assuré la polycopie. Je les en remercie très chaleureusement.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I	PRINCIPES DE BASE DE LA DIODE BARITT, DISPOSITIF	
-----	A EMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT	7
1-	<u>PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DISPOSITIF A EMISSION DE</u>	
	<u>CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT</u>	8
1.1	Cas d'une émission de champ instantanée	
	(type thermoïonique)	11
1.2	Cas d'une émission de champ retardée	13
2-	<u>PRINCIPES DE BASE DE LA DIODE BARITT</u>	14
2.1	Conditions de fonctionnement	15
2.2	Mécanisme de conduction	16
2.3	Structures étudiées	19
3-	<u>SITUATION DE LA DIODE BARITT VIS-A-VIS DES AUTRES DISPOSITIFS</u>	
	<u>A EMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT</u>	20
3.1	Dispositif à émission de champ instantanée	20
	3.1.1 Diode tunnel et temps de transit (TUTT)	20
	3.1.2 Diode à double vitesse et temps de transit	
	(DOVETT)	21
3.2	Emission de champ retardée	22
CHAPITRE II	ETUDE DU FONCTIONNEMENT DE LA DIODE BARITT EN	
-----	REGIME FAIBLE SIGNAL : MODELES ET RESULTATS	
	SIGNIFICATIFS	24
1-	<u>ETUDE EN REGIME STATIQUE</u>	25
1.1	Hypothèses générales	25
1.2	Equations fondamentales	26

1.3	Méthode de résolution	29
1.4	Résultats obtenus	30
1.5	Caractéristiques de l'injection	32
2-	<u>ETUDE DE LA DIODE BARITT EN REGIME PETIT SIGNAL</u>	35
2.1	Hypothèses et équations de base	35
2.2	Impédance linéaire de la diode Baritt	39
2.2.1	Impédance de la zone d'émission	39
2.2.2	Impédance de la zone de transit	40
2.3	Vérification expérimentale	43
2.4	Modèle analytique à vitesse saturée	44
2.5	Modèle analytique à deux vitesses	49
2.6	Principaux résultats obtenus	54
2.6.1	Influence du type du semiconducteur utilisé	54
2.6.2	Influence du profil de concentration	55
2.6.3	Influence de la fréquence	56
2.6.4	Influence du matériau	58

CHAPITRE III	ETUDE DU COMPORTEMENT DE LA DIODE BARITT	
-----	EN REGIME DYNAMIQUE	61

1-	<u>METHODE DE SIMULATION NUMERIQUE</u>	62
1.1	Hypothèses	62
1.2	Equations de base	63
1.3	Algorithme du calcul	64
1.4	Critères de stabilité	66
1.5	Conditions aux limites	68
1.6	Validité du modèle théorique	69
1.6.1	Impédance de la diode	69
1.6.2	Evolution de la tension continue en régime dynamique	71
2-	<u>ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DE LA DIODE BARITT</u>	72
2.1	Introduction	72
2.2	Evolution temporelle des grandeurs physiques : E , v , J_c , p	74
2.2.1	Description qualitative	74

2.2.2	Commentaires sur les évolutions du champ $E(x,t)$ et de la vitesse $v(x,t)$	76
2.2.3	Commentaires sur l'évolution de la densité spatiale de porteurs $n(x,t)$ et celle du courant injecté	77
2.3	Influence des paramètres physiques et mise en évidence des limitations	78
2.3.1	Zone d'injection	78
	1) Mise en évidence de la non linéarité de l'injection	78
	2) Influence des paramètres physiques	81
2.3.2	Zone de mobilité	85
	1) Effets de la mobilité et du coefficient de diffusion	86
	2) Optimisation de la zone	89
2.3.3	Zone de transit	89
	1) Influence du phénomène de diffusion	90
	2) Limitations fondamentales	90
3-	<u>PERFORMANCES POTENTIELLES DE LA DIODE BARITT SILICIUM - STRUCTURES OPTIMALES</u>	92
3.1	Etude aux fréquences correspondant à la bande X	93
3.1.1	Structure à trois couches	93
	1) Intérêt technologique	93
	2) Comportement hyperfréquence en fonction de l'amplitude V_{HF}	94
	3) Influence du courant de polarisation	96
	4) Influence de la concentration en impuretés	99
	5) Influence du matériau : N ou P	102
3.1.2	Structure à quatre couches	104
	1) Intérêt physique	104
	2) Influence des caractéristiques de la zone fortement dopée	105
	3) Influence du dopage de la zone de faible concentration en impuretés	107
	4) Influence du matériau	108
3.1.3	Structure à cinq couches	110

3.2	Possibilités de la diode Baritt en ondes millimétriques	111
3.2.1	Problème posé	112
3.2.2	Etude des performances hyperfréquences et comparaison des matériaux n et p	113
4-	<u>ETUDE PROSPECTIVE DE L'UTILISATION DE MATERIAUX NOUVEAUX</u>	117
4.1	Mise en évidence de l'influence de la mobilité différentielle négative en régime grand signal	118
4.2	Recherche de la structure appropriée	121
4.3	Performances potentielles de la diode AsGa	125
4.3.1	Evolution des performances en oscillation	125
4.3.2	Concentration en impuretés de la zone N	126
4.3.3	Influence du dopage de type P	127
4.3.4	Sensibilité aux conditions de fonctionnement	128
4.4	Performances potentielles de la diode Baritt InP	128
4.4.1	Conditions de fonctionnement et optimisation des performances	129
4.4.2	Etude prospective à 80 GHz	130
4.4.3	Validité du modèle numérique aux fréquences élevées	131
5-	<u>CONCLUSION - COMPARAISON DES DIODES BARITT SI, ASGA ET INP</u>	133

CHAPITRE IV	APPLICATIONS DE LA DIODE BARITT ET	
-----	PROBLEMES SPECIFIQUES	136
1-	<u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	138
1.1	Technologie du composant	138
1.2	Diodes utilisées et caractérisation des composants	139
1.2.1	Evolution de la capacité en fonction de la tension	140
1.2.2	Caractéristique statique I(V)	142
1.2.3	Résistance de charge d'espace	143
1.2.4	Impédance hyperfréquence de la structure	144

2-	<u>UTILISATION EN OSCILLATEUR</u>	147
2.1	Etat des meilleures performances publiées	147
2.2	Problème lié à la faible valeur de la résistance négative	150
3-	<u>UTILISATION EN AMPLIFICATEUR</u>	151
3.1	Etude des performances de bruit	152
3.2	Définition d'une structure optimale faible bruit	154
3.3	Influence du niveau hyperfréquence	160
4-	<u>UTILISATION EN OSCILLATEUR - MELANGEUR</u>	163
4.1	Principe de fonctionnement	163
4.2	Etude expérimentale	163
	4.2.1 Méthodes et dispositifs de mesure	163
	4.2.2 Performances en gain de conversion	166
	4.2.3 Performances en facteur de bruit	167
4.3	Etude théorique	169
	4.3.1 Etude analytique du gain du mélangeur	169
	1) Comportement multifréquence de la diode	169
	2) Expression analytique du gain	171
	4.3.2 Possibilités de la diode Baritt AsGa	174
	4.3.3 Comparaison aux autres dispositifs	176
	CONCLUSION	178

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

Les dispositifs à état solide ont suscité depuis plusieurs années un intérêt sans cesse croissant dans le domaine des hyperfréquences. Les raisons de cet engouement sont multiples et résident non seulement dans les avantages potentiels des très hautes fréquences pour la transmission des informations, mais aussi dans les progrès technologiques considérables réalisés tant dans la miniaturisation que dans l'avènement de techniques nouvelles ou de matériaux nouveaux. Pour ne citer que les dispositifs les plus répandus, sont apparus successivement la diode Gunn, la diode à avalanche et à présent le transistor à effet de champ qui constitue le thème de nombreuses recherches.

Or, l'idée directrice justifiant l'étude d'un dispositif nouveau est évidemment liée à la possibilité d'obtenir des caractéristiques techniques intéressantes. Ainsi, en ce qui concerne la diode Baritt qui est l'objet de notre travail, un certain nombre de propriétés intéressantes sont attendues :

- un faible facteur de bruit
- une puissance d'alimentation réduite
- une grande fiabilité liée notamment à une conception technologique simple.

Mais il nous semble important de faire préalablement un bref résumé historique des travaux de recherche effectués dans ce domaine afin de mieux situer notre contribution personnelle. Le principe de ces diodes n'est pas récent puisqu'il a été proposé dès 1954 par SHOCKLEY^[1]. Le dispositif étudié était une diode P N P c'est-à-dire un transistor dont la base est non connectée. Pour des tensions inverses collecteur-émetteur suffisamment importantes, la base est alors complètement désertée et les porteurs minoritaires injectés à l'émetteur peuvent circuler dans la structure vers le collecteur. SHOCKLEY montra qu'en raison des effets de transit de ces porteurs, une résistance négative pouvait alors prendre naissance. Mais, il faut attendre 1971 pour voir la première réalisation expérimentale. Des oscillations furent en effet observées par COLEMAN et SZE^[2] sur une structure Métal-Semiconducteur-Métal qui donna son nom au dispositif BARITT (Barrière à injection et temps de transit). D'autres résultats expérimentaux suivirent sur des structures de type $P^+ N P^+$ ^[3, 4] et D. DELAGEBEAUEUF^[5] obtint une puissance de 120 mW à une fréquence de 10 GHz .

Parallèlement, de nombreux travaux théoriques sur le comportement en régime linéaire de la diode Baritt furent publiés^[6, 7] qui ont permis notamment une meilleure compréhension de son fonctionnement. Des études similaires ont été entreprises au laboratoire dès 1972 et ont abouti dans le domaine du bruit des dispositifs en régime linéaire, à un résultat original : en relation avec D. DELAGEBEAUEUF, nous

avons pu définir la structure optimale de la diode Baritt utilisée en amplificateur très faible bruit. Bien que la réalisation expérimentale n'ait pu être optimale, les résultats obtenus ont constitué la meilleure performance mondiale dans ce domaine^[8].

En ce qui concerne le régime non linéaire, peu d'études ont été entreprises en ce sens et dès 1974, nous avons mis au point un programme numérique permettant d'étudier les propriétés dynamiques de la diode Baritt. Ainsi, une analyse la plus exacte possible du comportement grand signal du dispositif a pu être effectuée et a permis une optimisation des structures en vue d'obtenir les meilleures performances hyperfréquences possible. A l'heure actuelle, des améliorations de la puissance ($P = 150 \text{ mW}$, $F = 8.6 \text{ GHz}$)^[9] et du rendement ($\eta = 4 \%$, $P = 13 \text{ mW}$)^[10] ont été réalisées mais le dispositif reste comparé à la diode Impatt, un composant pour applications de faible puissance.

En outre, certains travaux récents font état d'une augmentation de la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur à diode Baritt ($P = 13 \text{ mW}$ à 17.3 GHz ^[11] et $P = 0,5 \text{ mW}$ à 31 GHz ^[12]). Ces résultats nous ont amenés à faire une étude prospective des possibilités du composant dans la gamme d'ondes millimétriques. Ainsi, nous avons défini les performances optimales et la structure correspondante de la diode Baritt en bande Q, avec le matériau Silicium utilisé

classiquement. Mais notre contribution à l'étude des diodes Baritt a été également d'envisager dans une optique plus large, les avantages qu'apporterait l'utilisation de matériaux ayant une mobilité différentielle négative tels que l'arséniure de gallium et le phosphure d'indium.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence une possibilité d'application intéressante de la structure Baritt^[13]. En effet, utilisée comme oscillateur mélangeur dans un système de réception, elle présente des performances attrayantes tant en gain qu'en facteur de bruit. Une étude analytique multifréquence nous a permis de modéliser complètement le fonctionnement de ces dispositifs.

Nous avons ainsi structuré l'exposé de notre travail en quatre parties.

Dans un premier chapitre, à la lumière des travaux de différents auteurs, nous présentons une théorie générale des dispositifs à émission de champ et temps de transit. Après avoir rappelé les caractéristiques de fonctionnement et le mécanisme d'émission de porteurs dans la diode Baritt, nous comparons ses propriétés hyperfréquences à celles des autres composants à émission de champ instantanée (TUTT ou DOVETT) et à émission de champ retardée (IMPATT).

La seconde partie de ce travail est consacrée à la présentation de différents modèles théoriques qui ont permis

de simuler le comportement de la diode Baritt. En premier lieu, une étude en régime statique nous permet de caractériser les phénomènes de conduction dans la structure. Ces résultats sont alors mis à profit pour une étude des propriétés hyperfréquences de la diode en régime dynamique faible signal. Nous présentons un modèle analytique basé sur des hypothèses très simplificatrices, qui permet aisément de mettre en évidence les principaux phénomènes de base dans la structure Baritt. Cependant, si l'on veut obtenir des renseignements précis et quantitatifs, il est alors nécessaire d'utiliser une méthode plus élaborée prenant en compte les différents processus fondamentaux de la physique du semiconducteur tels que le phénomène de diffusion et la modulation de la vitesse des porteurs.

Dans le troisième chapitre, nous présentons une théorie numérique qui permet une simulation la plus exacte possible de la diode Baritt en régime non linéaire. Une vérification expérimentale des valeurs théoriques calculées de la résistance négative présentée par la diode est alors entreprise. Nous décrivons ensuite les résultats obtenus tant sur le plan du fonctionnement intrinsèque du dispositif que sur les performances hyperfréquences de celui-ci. Ainsi, nous pouvons obtenir des enseignements sur le mécanisme d'injection et également sur l'influence de la mobilité des porteurs et de la diffusion. Nous utilisons ces informations pour rechercher la structure de la diode Baritt Silicium optimale et présentons les résultats susceptibles d'être obtenus

en oscillation aussi bien en ondes centimétriques que millimétriques. Enfin, nous terminons ce chapitre en montrant l'intérêt du phénomène de transfert électronique des matériaux AsGa et InP. Nous définissons les structures les mieux appropriées et donnons les performances potentielles de ces diodes aux fréquences millimétriques.

Nous consacrons le dernier chapitre à l'étude de différentes applications de la diode Baritt. Les principaux résultats expérimentaux obtenus en amplificateur et en oscillateur y sont d'abord présentés et nous discutons des problèmes afférents à ces applications. Ensuite, nous proposons d'associer les propriétés de non linéarité et d'oscillation du dispositif Baritt afin de réaliser un oscillateur-mélangeur. Nous donnons les résultats expérimentaux relatifs au gain de conversion et au facteur de bruit de ce système, obtenus en bande X. Nous présentons enfin une théorie analytique multifréquence qui confirme les principaux résultats expérimentaux et discutons sur l'utilisation de la diode Baritt pour une telle fonction.

REFERENCES

- [1] W. SHOCKLEY
"Negative resistance arising from transit-time in semiconductor diodes".
Bell Syst. Tech. J., Vol. 33, pp. 799-826, 1954.
- [2] D.J. COLEMAN, JR. and S.M. SZE
"A low-noise metal-semiconductor-metal (MSM) microwave oscillator".
Bell Syst. Tech. J., Vol. 50, pp. 1695-1699, Jan. 1971.
- [3] N.B. SULTAN, G.T. WRIGHT
"Punch-through oscillator-new microwave solid-state source".
Electron. Lett., Vol. 8, n°2, pp. 24-26, Jan. 1972.
- [4] C.P. SNAPP, P. WEISSGLAS
"Experimental comparison of silicon $p^+n p^+$ and $Cr n p^+$ transit-time oscillators".
Electron. Lett., Vol. 7, n°25, pp. 743-744, Dec. 1971.
- [5] D. DELAGEBEAUEUF et J. LACOMBE
"Diodes oscillatrices hyperfréquences à faible température de bruit".
Rapport final DRME n° 72 34 265, Oct. 1973.
- [6] C.P. SNAPP, P. WEISSGLAS
"On the microwave activity of punch-through injection transit-time structures".
IEEE Trans. ED, Vol. 19, n° 10, pp. 1109-1118, Oct. 1972.
- [7] G.T. WRIGHT and N.B. SULTAN
"Small-signal design theory and experiment for the punch-through injection transit-time oscillator".
Solid-State Electron., Vol. 16, pp. 535-544, 1973.

- [8] D. DELAGEBEAUDEUF
"Amplification hyperfréquence faible niveau à faible bruit à l'aide de diodes à injection thermoïonique".
Rapport final DGRST n° 73 7 1465, Oct. 1974.
- [9] S. AHMAD, J. FREYER
"High-power Pt Schottky Baritt diodes".
Electron. Lett., Vol. 12, n° 10, pp. 238-239, May 1976.
- [10] O. EKNOYAN, S.M. SZE, E.S. YANG, R.M. RYDER
"Improved efficiency microwave Baritt oscillators by delayed injection".
Proc. IEEE, pp. 1620-1621, Nov. 1975.
- [11] D. DELAGEBEAUDEUF, J. LACOMBE
"Power limitation of punch-through injection transit-time oscillators".
Elect. Lett., Vol. 9, n° 23, pp. 538-539, Nov. 1973.
- [12] J. FREYER and P.N. FÖRG
"Baritt diodes for Ka-band frequencies".
IEE Proc., Vol. 127, PtI, n° 2, pp. 78-80, April 1980.
- [13] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER, J. RAMAUT and D. MEIGNANT
"The use of punch-through diodes in self-oscillating mixers".
J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 8, pp. 1108-1114, 1975.

CHAPITRE I

I PRINCIPES DE BASE DE LA DIODE BARITT,

DISPOSITIF A EMISSION DE CHAMP ET

TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

Parmi l'ensemble des composants hyperfréquences à état solide qui ont vu le jour depuis une vingtaine d'années, un certain nombre d'entre-eux peuvent être regroupés dans les dispositifs à émission de champ et temps de transit. Ces derniers ont pour principe de base :

- une injection de charges mobiles dans une zone complètement désertée. C'est ce mécanisme d'émission qui caractérise fondamentalement chacun des dispositifs à émission de champ et temps de transit.

- un déplacement de ces porteurs à travers la structure sous l'action d'un champ électrique, d'une durée non négligeable devant la période du signal. C'est ce phénomène de transit qui joue le rôle clé dans la génération de la résistance négative, grâce au retard de phase qu'il introduit dans le courant de sortie.

Avant d'étudier dans le détail les propriétés hyperfréquences de la diode Baritt, il nous paraît intéressant de

situer le composant étudié dans un cadre plus large. Aussi, nous exposerons tout d'abord une théorie générale des dispositifs à émission de champ et temps de transit. Bien que cette théorie ne soit pas à proprement parler originale, celle-ci a été choisie dans le souci de bien mettre en évidence les spécificités de la diode Baritt et servira de guide tout au long de cette étude. Après avoir rappelé ensuite le principe de fonctionnement statique de la diode Baritt et avoir défini le mécanisme d'émission des porteurs, nous serons alors en mesure de bien mettre en valeur la place de la diode vis-à-vis des autres dispositifs à émission de champ instantanée (diodes TUTT et DOVETT) ou retardée (diode IMPATT).

I.1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DISPOSITIF A EMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT

Pour expliquer le fonctionnement en oscillateur des dispositifs à émission de champ et temps de transit, nous allons examiner les formes d'ondes de la tension aux bornes du dispositif et du courant induit dans le circuit extérieur.

Tout d'abord, nous supposons que la composante alternative V_{HF} de la tension aux bornes de la diode est sinusoïdale. Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'on pourra, en pratique, utiliser des circuits à forts coefficients de qualité présentant de faibles impédances aux fréquences harmoniques et obtenir ainsi de la puissance hyperfréquence à une fréquence unique.

Schématisons la structure semiconductrice par une zone désertée de porteurs (comme dans une jonction PN), soumise à cette tension hyperfréquence superposée à la tension continue de polarisation. Si nous considérons qu'à un instant t_0 , un paquet de porteurs est injecté dans cette région désertée de toute charge mobile, une modification du champ électrique en résulte et il y a alors apparition d'un courant induit dans le circuit extérieur. Les porteurs vont ensuite traverser la diode sous l'effet du champ électrique et le courant induit résultant va subsister jusqu'à ce que le paquet de porteurs ait atteint l'extrémité de la diode.

Par application du théorème de Gauss, on peut déduire facilement l'expression du courant induit^[1]

$$I_i = Q \cdot \frac{v}{W} \quad (I.1)$$

où Q représente la charge injectée et $\frac{W}{v}$ le temps de transit des porteurs dans la zone désertée.

Si nous supposons maintenant, qu'à tout instant le champ électrique dans la structure est suffisant pour que les porteurs soient à la vitesse limite, le courant est alors constant et les diagrammes temporels de I_{induit} et de V_{HF} sont ceux représentés sur la figure I.1.

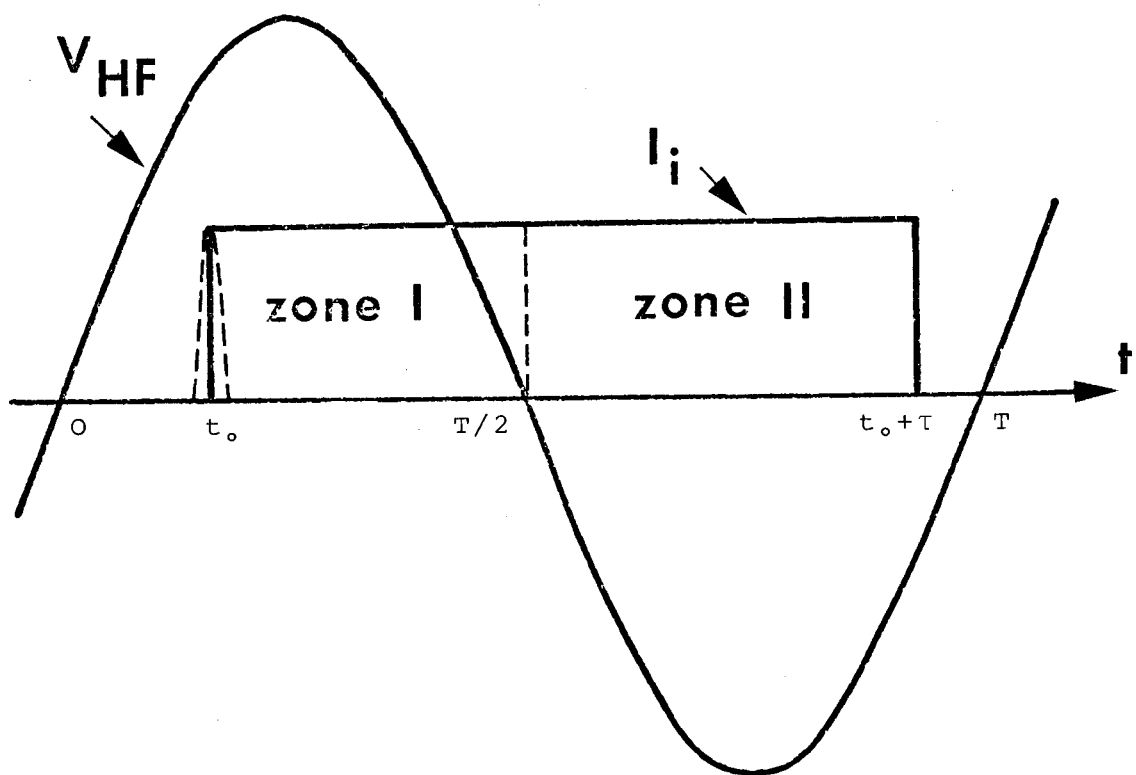


Figure I.1 : Evolution temporelle de la tension hyperfréquence V_{HF} et du courant induit dans un dispositif à émission de champ et temps de transit.

L'analyse de ces courbes met en évidence le principe de base du fonctionnement hyperfréquence des dispositifs à émission de champ et temps de transit. En effet, entre les instants t_0 et $T/2$, les composantes fondamentales du courant et de la tension sont en phase et il y a consommation de puissance par effet Joule. Par contre, entre les instants $T/2$ et $t_0 + \tau$, ces composantes sont en opposition de phase et le dispositif est susceptible alors de fournir de l'énergie au circuit extérieur et par conséquent de présenter une résistance dynamique négative.

On peut donc constater qu'il s'agit d'un bilan de puissance et que celui-ci sera d'autant plus favorable que la zone II sera importante et que la zone I aura une influence réduite. Ainsi, le temps de transit sera choisi tel que l'extrémité de la forme d'onde du courant induit coïncide avec l'annulation de la tension sinusoïdale appliquée. Quant à la région I, on peut noter que l'instant t_0 où se produit l'émission de porteurs est un élément essentiel dans l'obtention d'un bilan énergétique favorable et que ce retard est caractéristique du type d'émission.

De ces différentes remarques, il apparaît que deux types de phénomènes ont une importance primordiale dans ces dispositifs : les phénomènes d'émission et les phénomènes de transit. Généralement, ils cohabitent dans une grande partie des structures semiconductrices, mais afin d'en mieux compren-

dre le fonctionnement, on sépare habituellement celles-ci en deux zones distinctes : une zone d'émission où se produisent les phénomènes d'injection de porteurs et où les effets de transit sont négligeables et une zone de transit au comportement inverse,

Or, nous avons vu précédemment le caractère fondamental de la valeur de l'instant d'émission t_0 ou du déphasage ψ entre le courant émis et la tension aux bornes de la zone de transit. L'évolution de ce déphasage peut résulter :

- des phénomènes prenant naissance au sein de la zone d'émission elle-même
- des relations de phase entre tensions aux bornes de la zone d'émission et de la zone de transit.

Pour illustrer ceci, nous allons considérer successivement deux cas : celui de la diode Baritt (émission de champ de type thermoïonique) et celui de la diode à avalanche (émission de champ retardée).

I.1.1 Cas d'une émission de champ instantanée (type thermoïonique)

Le courant particulaire est émis au moment où la tension aux bornes de la zone d'émission est maximum. On peut alors évaluer grossièrement le retard t_0 en disant que le cou-

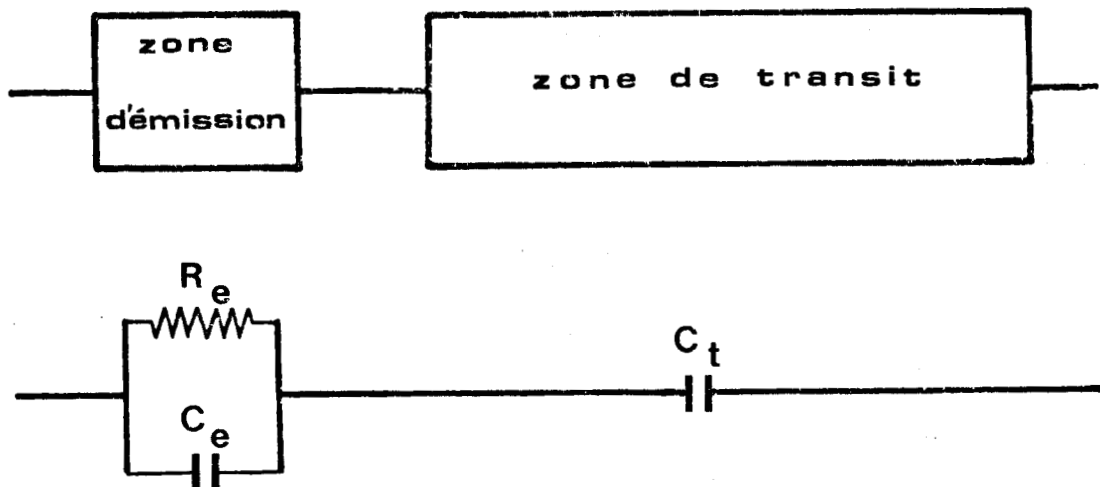


Figure I.2 : Structure et schéma équivalent d'un dispositif à émission de champ instantanée et temps de transit.

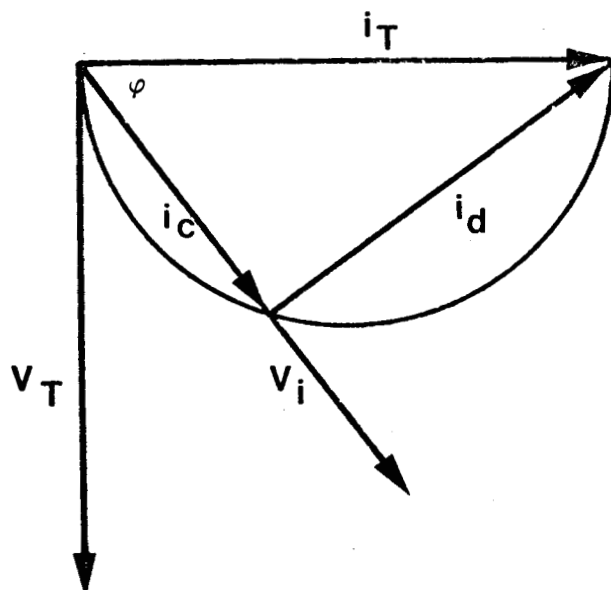


Figure I.3 : Diagramme vectoriel des composantes des tensions et courants dans la diode.

rant de particules i_c est un courant traversant une résistance non linéaire R_e (sa valeur décroît avec le courant I_0). A ce courant s'ajoute le courant de déplacement i_d représenté par le courant circulant à travers une capacité C_e . En ce qui concerne la zone de transit, en première approximation le courant de déplacement y est prédominant, et le schéma équivalent total de la diode Baritt est alors celui représenté sur la figure I.2.

Ainsi, si le courant de particules est faible devant le courant de déplacement, le déphasage d'injection φ tel que (figure I.3)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{i_d}{i_c} \quad (I.2)$$

tend vers $\pi/2$. Les tensions aux bornes de la zone d'émission et aux bornes de la zone de transit sont alors sensiblement en phase.

$$t_0 \simeq T/4 \quad \text{et} \quad \psi = \pi/2 - \varphi \simeq 0$$

Le bilan des puissances est assez favorable. Mais dans ce cas, l'amplitude du courant induit et par conséquent la puissance hyperfréquence restent faibles (figure I.4). Cette amplitude du courant ne pourra croître que si le courant de polarisation et par là le courant injecté croissent tous deux.

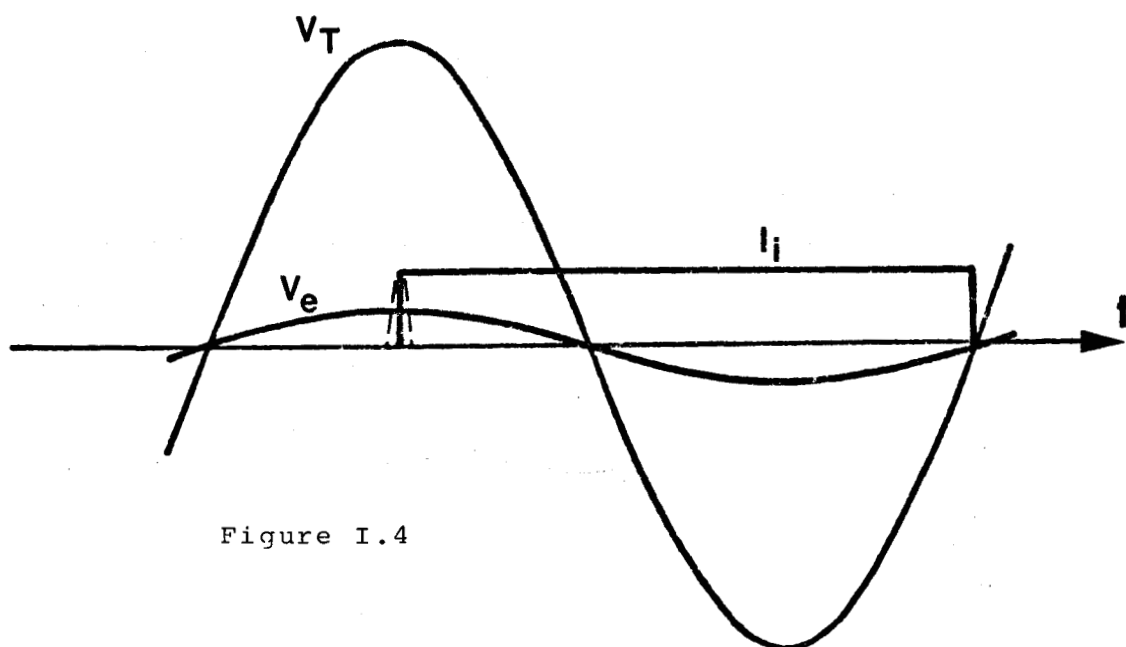


Figure I.4

Figures I.4 et I.5 : Formes d'ondes de la tension V_{HF} , de la tension aux bornes de la zone d'émission V_e et du courant induit :

- dans le cas de faibles courants injectés (fig I.4)
- dans le cas de forts courants injectés (fig I.5).

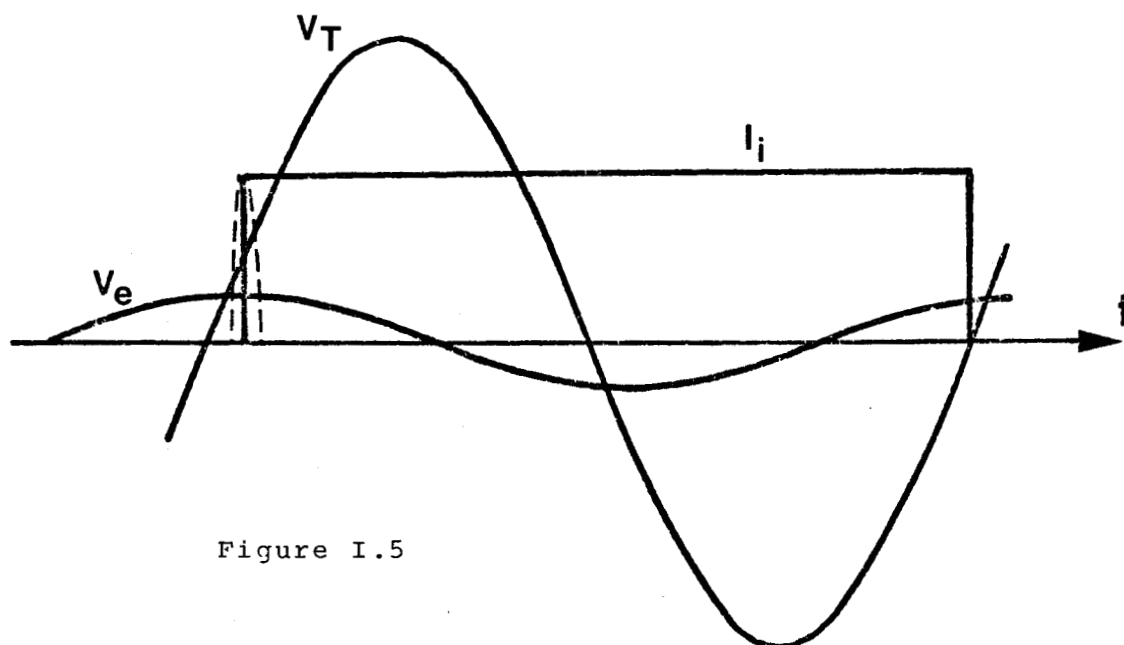


Figure I.5

Le courant particulaire n'est plus négligeable devant le courant de déplacement et le déphasage d'injection ψ décroît. La tension aux bornes de la zone d'injection présentera une avance de phase $\psi = \Pi/2 - \varphi$ par rapport à la tension aux bornes de la zone de transit. Le bilan énergétique est nettement moins favorable.

Enfin, si le courant de particules devient nettement supérieur au courant de déplacement, ψ va tendre vers $\Pi/2$ et le bilan de puissance tendra à être nul comme on peut le voir facilement sur la figure I.5.

I.1.2 Cas d'une émission de champ retardée

Ceci correspond en particulier au cas de la diode à avalanche où l'émission du courant particulaire se produit avec un retard égal au quart de la période par rapport à la tension aux bornes de la zone d'émission : l'origine du phénomène réside dans les particularités du mécanisme d'avalanche et de nombreux travaux ont été consacrés à ce sujet ^[2,4].

Le schéma équivalent de la zone d'émission peut alors être constitué par une self et une capacité en parallèle. Dans ce cas, le bilan de puissance est particulièrement favorable puisqu'au cours du temps, le courant et la tension peuvent être toujours en opposition de phase comme l'indique la figure I.6. Cependant, remarquons que ceci n'est vrai que dans la mesure où les tensions aux bornes des 2 zones sont en phase

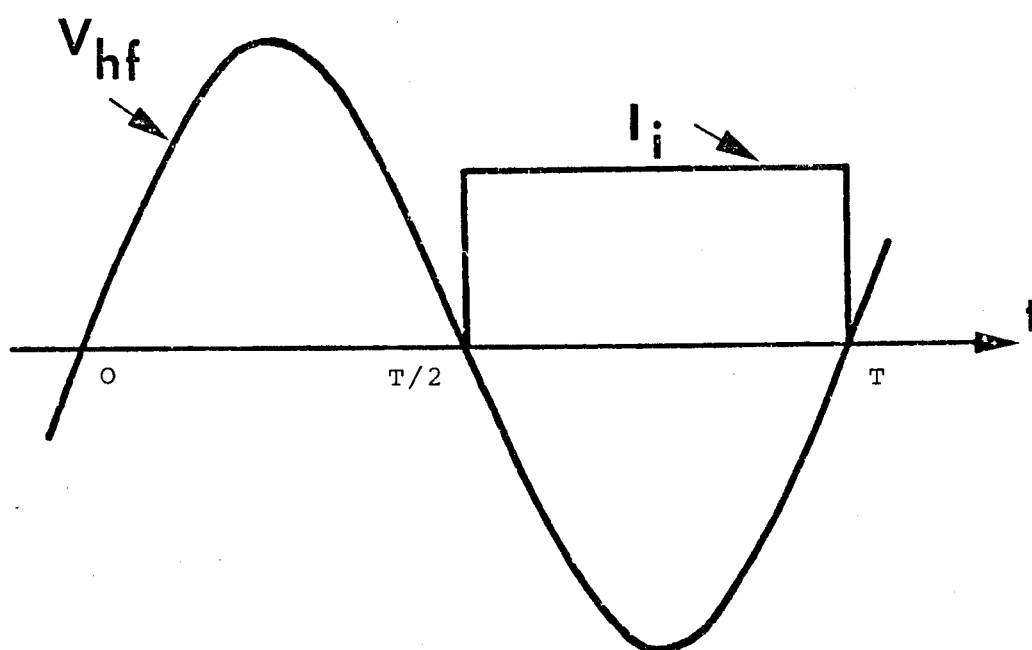
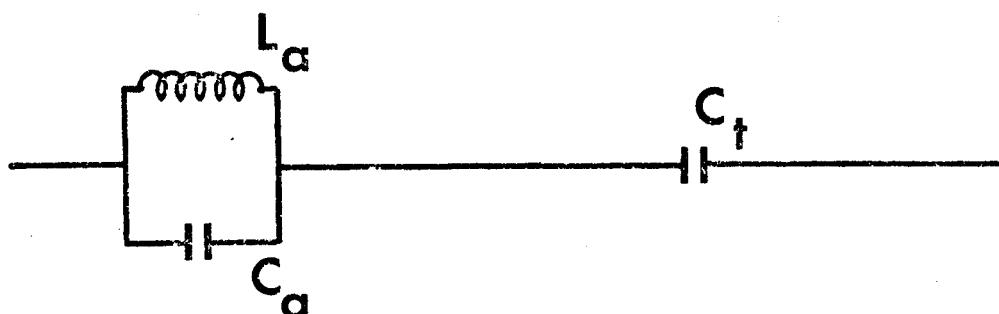


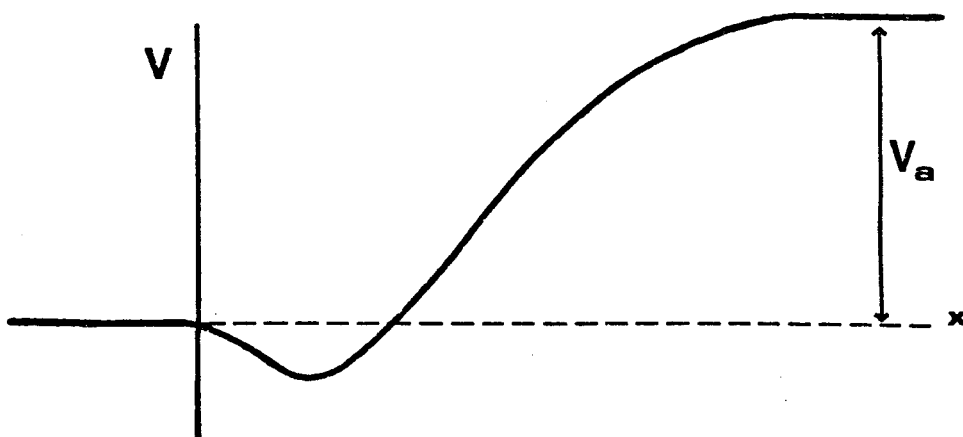
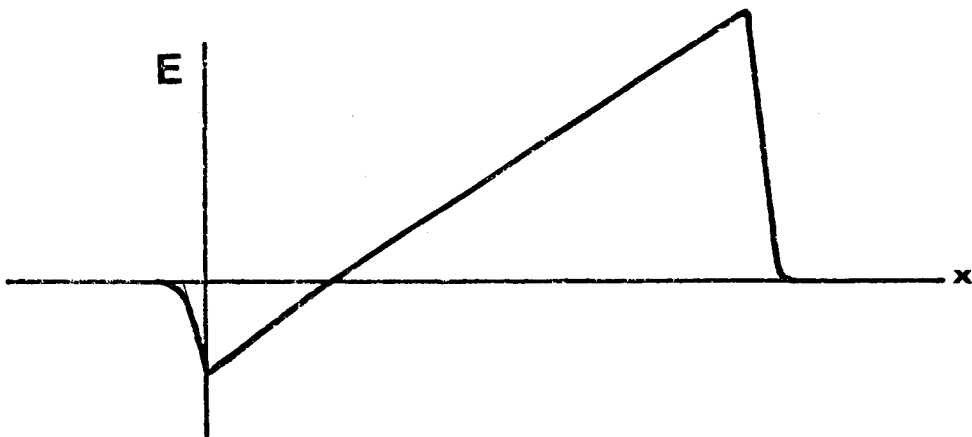
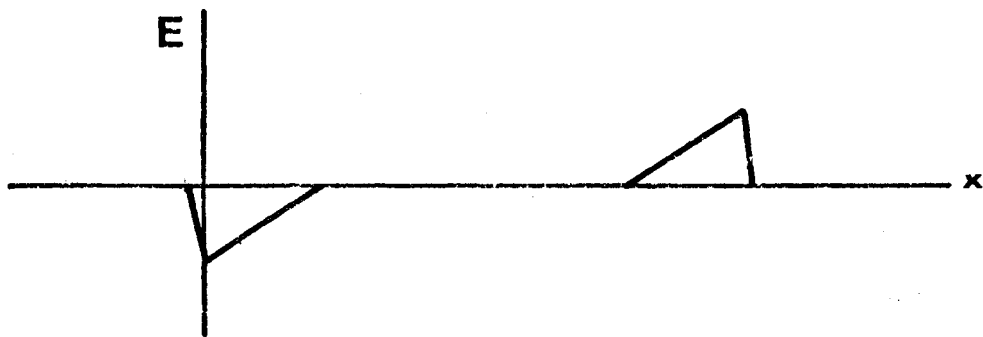
Figure I.6 : Schéma équivalent et diagramme temporel de la tension V_{HF} et du courant induit d'une diode à avalanche.

c'est-à-dire que le courant de conduction est inférieur au courant de déplacement. Au contraire, pour les courants de particules grands vis-à-vis du courant de déplacement, ce qui correspond notamment aux forts courants de polarisation, les tensions aux bornes des 2 zones sont quasi en opposition de phase et le bilan énergétique est défavorable. Par conséquent, on peut définir un courant maximal $I_{avalanche}$ au-delà duquel la diode à avalanche ne peut plus fournir d'énergie au circuit extérieur. La différence fondamentale par rapport au cas précédent réside dans le fait que l'évolution est ici brutale (passage de $\psi = -\pi/2$ à $+\pi/2$ pour $I_0 = I_{avalanche}$) au lieu d'une évolution progressive (passage de 0 à $+\pi/2$).

Ces différentes considérations nous ont montré l'intérêt d'un modèle à deux zones pour notre analyse. En effet, il nous a permis tout d'abord de mettre en évidence les caractéristiques propres des différents types d'émission de champ et d'analyser en particulier l'influence du courant de polarisation. Par ailleurs, nous avons pu noter le rôle essentiel du déphasage d'injection ψ . La caractérisation plus précise de cette grandeur, soit encore du phénomène de conduction, constitue un élément primordial pour l'étude de ces dispositifs.

1.2 PRINCIPES DE BASE DE LA DIODE BARITT

Avant de caractériser le mécanisme de conduction propre au dispositif Baritt, il nous paraît intéressant de rappeler tout d'abord la structure ainsi que les conditions de



605
LILLE

Figure I.7 : Représentation schématique de la structure Baritt et répartition du champ électrique et du potentiel à l'intérieur de la diode.

fonctionnement de cette diode. En fait, depuis les premières expériences faites par SZE à partir d'un dispositif métal-semiconducteur-métal, de nombreuses structures ont été expérimentées et ont pris communément le nom de diodes Baritt (barrière à injection et temps de transit). Mais ces composants peuvent être dans une première approche, séparés en deux groupes selon qu'ils soient réalisés à partir de barrière (M.S.M) ou de jonctions (P^+NP^+ ou N^+PN^+), les conditions de fonctionnement étant similaires. Dans ce travail, nous nous intéresserons plus particulièrement aux dispositifs à jonction, étant donné que ce sont des échantillons de ce type que nous avons pu expérimenter,

I.2.1 Conditions de fonctionnement

Considérons une structure bipolaire de type P^+NP^+ où la région centrale est supposée uniformément dopée. Quand une tension de polarisation est appliquée aux bornes de la diode, le profil de champ électrique qui en résulte prend la forme représentée sur la figure I.7. La structure se compose de deux jonctions en cascade, l'une polarisée en direct, l'autre en inverse : le seul courant qui puisse traverser le dispositif est le courant de saturation de la jonction polarisée en inverse, qui est soumise à la quasi totalité de la tension. A l'opposé, la jonction polarisée en direct ne supportera qu'une très faible partie de la tension totale.

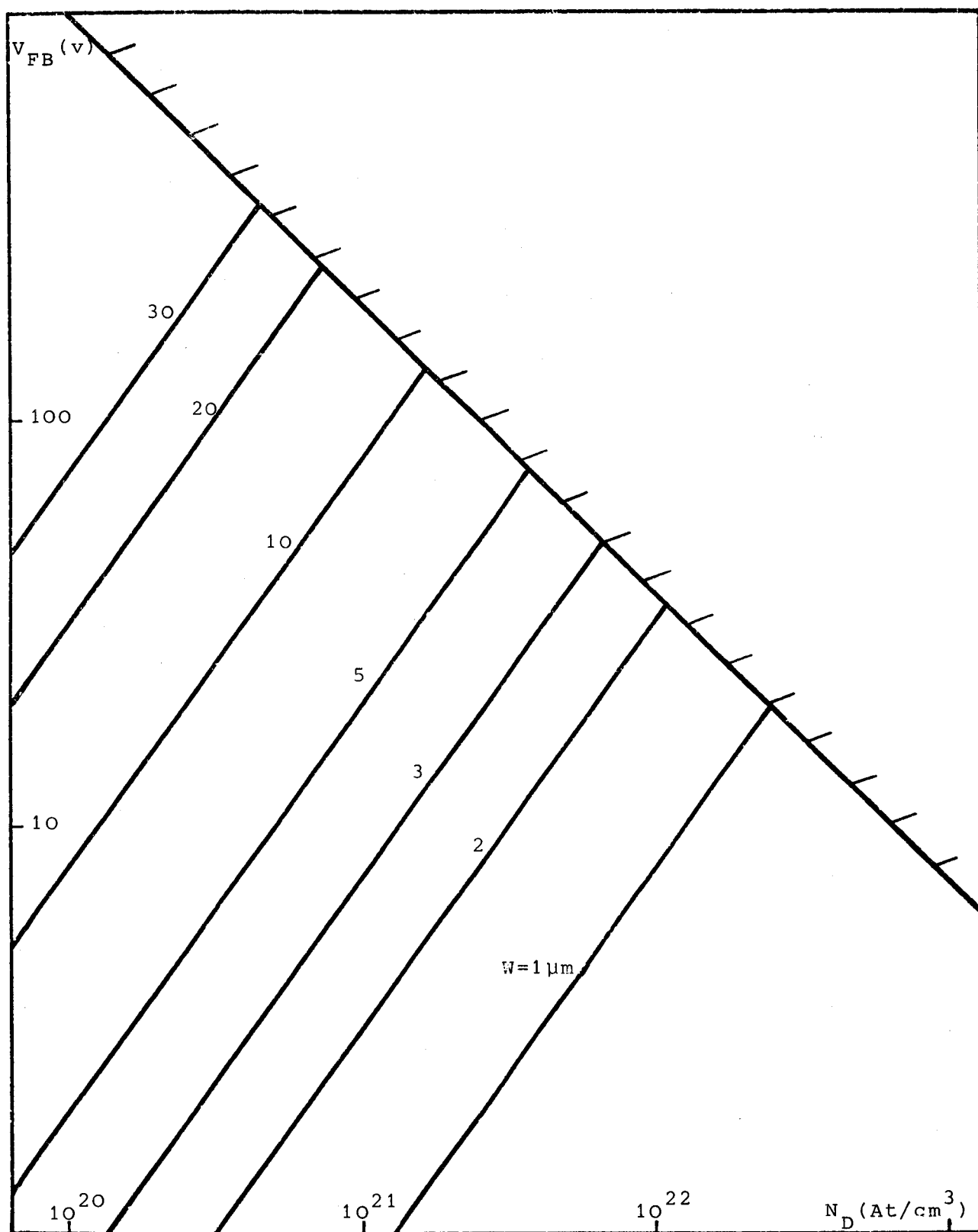


Figure I.8 : Tension de perçage de la diode Baritt de type $P^+ N P^+$ en fonction de la longueur W et du dopage N_D .

Cette situation va se poursuivre pour des tensions appliquées croissantes mais inférieures à la tension de "perçage" V_p . A partir de cette valeur, toute la zone centrale sera désertée et des porteurs émis au niveau de la jonction polarisée en direct vont être soumis à un champ électrique moteur dans toute la structure et se diriger vers le contact opposé. Une faible augmentation de la tension appliquée va conduire à une forte croissance du nombre de porteurs injectés et par conséquent, entraîner le passage d'un courant important.

Pour fixer l'ordre de grandeur de cette tension V_p , on peut écrire, en négligeant en première approximation l'influence de la jonction polarisée en direct, la relation

$$V_p = \frac{qN_D}{2\epsilon} \cdot W^2 \quad (I.3)$$

Sur la figure I.8, nous avons porté cette tension de fonctionnement de la diode Baritt de concentration en impuretés N_D et de longueur W données. Remarquons que ces conditions de fonctionnement doivent en outre éviter l'apparition du phénomène d'avalanche qui peut se manifester pour les champs électriques élevés ($E_{\max}$ de l'ordre de $2.5 \cdot 10^5$ V/cm).

I.2.2 Mécanisme de conduction

L'étude du transport du courant dans la structure Baritt permet de distinguer trois zones de fonctionnement (fig I.9)

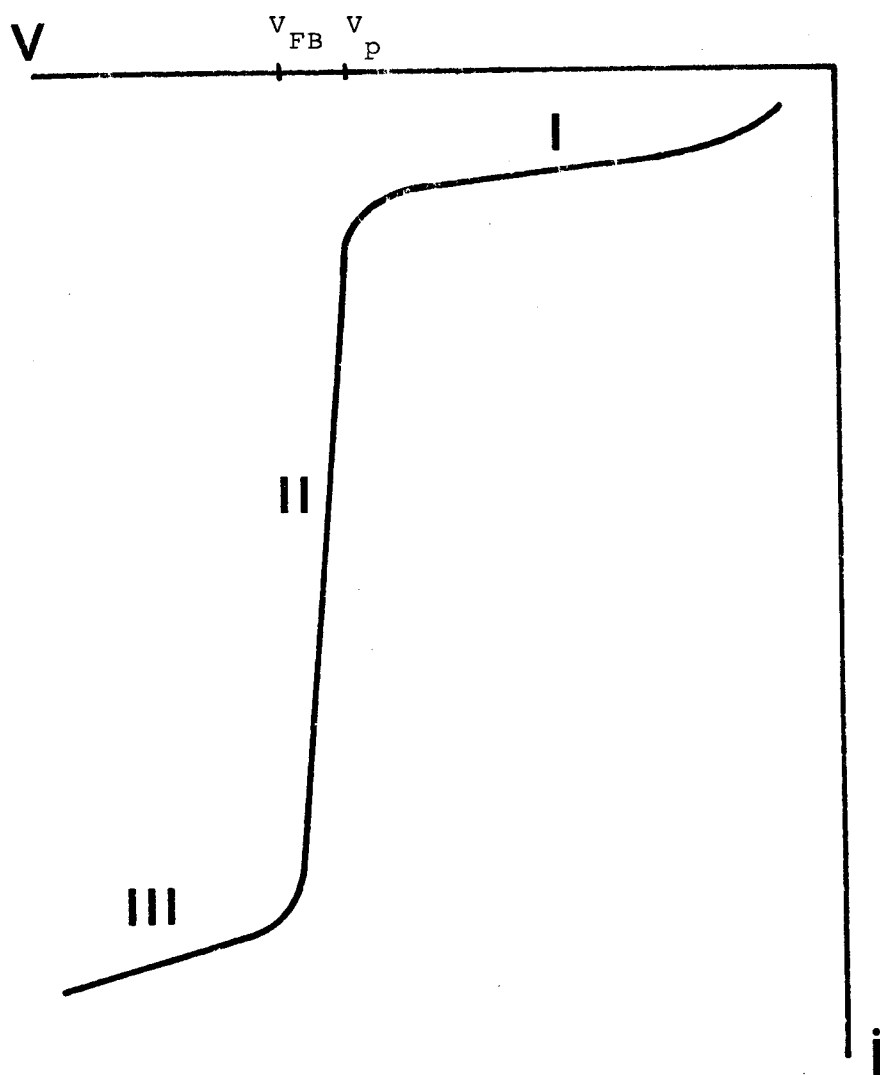


Figure I.9 : Caractéristique typique $I(V)$ d'une structure Baritt montrant une région I à courant très faible, une région II à injection thermoionique et une région III où le courant est limité par la charge d'espace (S.C.L.).

- Pour les tensions de polarisation inférieures à la tension de claquage, le courant très faible a principalement pour origines les phénomènes de fuite en surface et de génération-recombinaison au niveau de la jonction en inverse sous l'effet du champ électrique intense ; le courant de polarisation est comparable au courant de fuite de la jonction polarisée en inverse.

- Pour les tensions appliquées supérieures à la tension de claquage, la partie centrale est complètement désertée et l'expression de la densité du courant injecté est alors donnée par la relation classique de l'émission thermique.

$$J = AT^2 \exp \left[- \frac{q}{kT} \cdot (V_{bi} - V_1) \right] \quad (I.4)$$

où A est la constante de Richardson

$V_{bi} - V_1$ est la hauteur de barrière de potentiel vue par les trous dans la zone de transition de la jonction P^+N (V_1 correspondant à la tension appliquée aux bornes de la jonction polarisée en direct).

Notons qu'un accroissement rapide du courant peut être obtenu pour de faibles variations de la tension et qu'il s'agit d'une conduction par porteurs minoritaires.

Si nous appliquons maintenant une modulation sinusoïdale de la hauteur de barrière, on peut exprimer facilement le courant alternatif injecté par la relation

$$I = i_0 \exp \frac{qV_e}{kT} \quad (I.5)$$

où i_0 est le courant continu de polarisation en absence de signal HF.

Un développement limité de cette expression valable en régime petit signal nous donne la composante du courant de conduction

$$i_c = i_0 \frac{q}{kT} V_e \quad (I.6)$$

On constate, d'une part que l'émission de porteurs est en phase avec la tension V_e aux bornes de la zone polarisée en direct, d'autre part que le courant de conduction est proportionnel au courant continu i_0 .

Ces différentes remarques justifient, au moins dans le cas de la diode Baritt, l'hypothèse d'un partage de la structure en deux zones ; la zone d'émission représentant la zone désertée relative à la jonction en direct et pouvant être symbolisée par une résistance et une capacité. Par ailleurs, eu égard à l'augmentation rapide du courant de conduction avec le courant de polarisation, il ne sera pas possible, comme il a été dit précédemment, d'obtenir un bilan énergétique favorable avec des courants i_0 élevés : ceci constitue une limitation fondamentale des diodes Baritt pour l'obtention de puissances hyperfréquences importantes.

- Enfin, aux très forts courants, la loi de variation du courant peut être profondément modifiée par l'effet des porteurs mobiles (S.C.L). Il en résulte une linéarisation

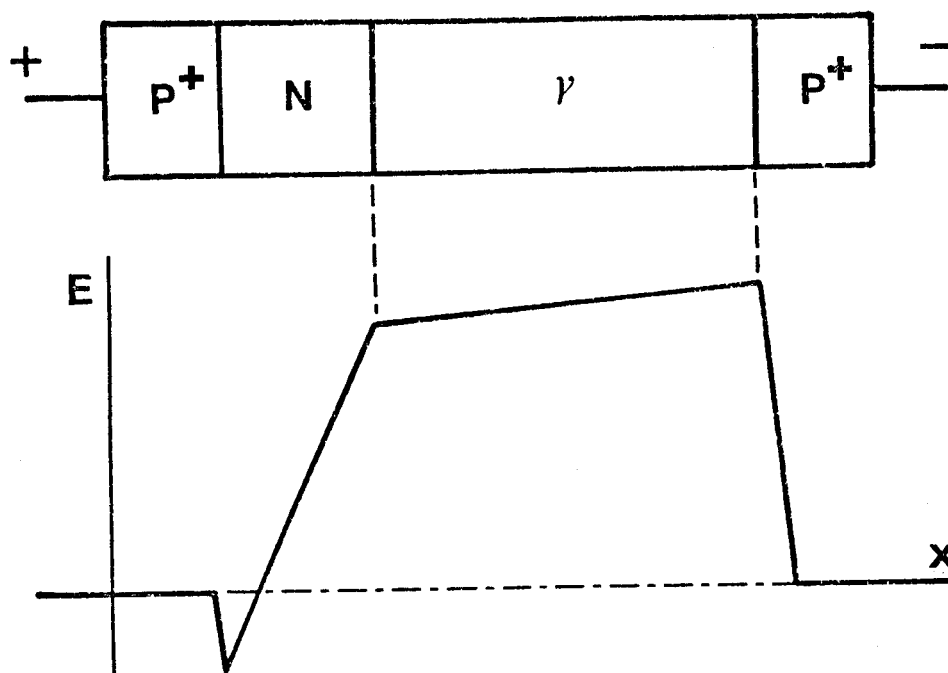
du courant émis qui tend à varier proportionnellement avec la tension appliquée [5].

Notons qu'en ce qui concerne la diode Baritt réalisée à partir de barrière métal-semiconducteur, la caractéristique d'émission de porteurs est du même type que précédemment mais le courant de saturation est multiplié par le facteur $\exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right)$, grandeur spécifique au contact métal-semiconducteur. Ce comportement similaire, caractérisé par l'émission thermoïonique des porteurs, justifie par conséquent l'appellation "diode Baritt" pour les deux types de structures.

I.2.3 Structures étudiées

Après avoir caractérisé sommairement les propriétés de la zone d'émission, il nous paraît intéressant de passer en revue maintenant les principales caractéristiques de la zone de transit. Comme nous l'avons vu auparavant, la répartition la plus simple du champ électrique dans la diode est celle représentée sur la figure I.7. Dans cette configuration, le champ électrique peut atteindre des valeurs importantes près du contact de la jonction polarisée en inverse. Il pourrait alors s'ensuivre un phénomène d'ionisation par choc des porteurs. Pour éviter ce mécanisme à l'origine d'un bruit important, il est nécessaire de modifier la carte du champ électrique et d'ajouter une zone intermédiaire de faible concentration en impuretés : on obtient des structures de type $P^+ N \oslash P^+$ ou $P^+ N \amalg P^+$ dont le profil de champ électrique correspondant est représenté sur la figure ci-après.

a :



b :

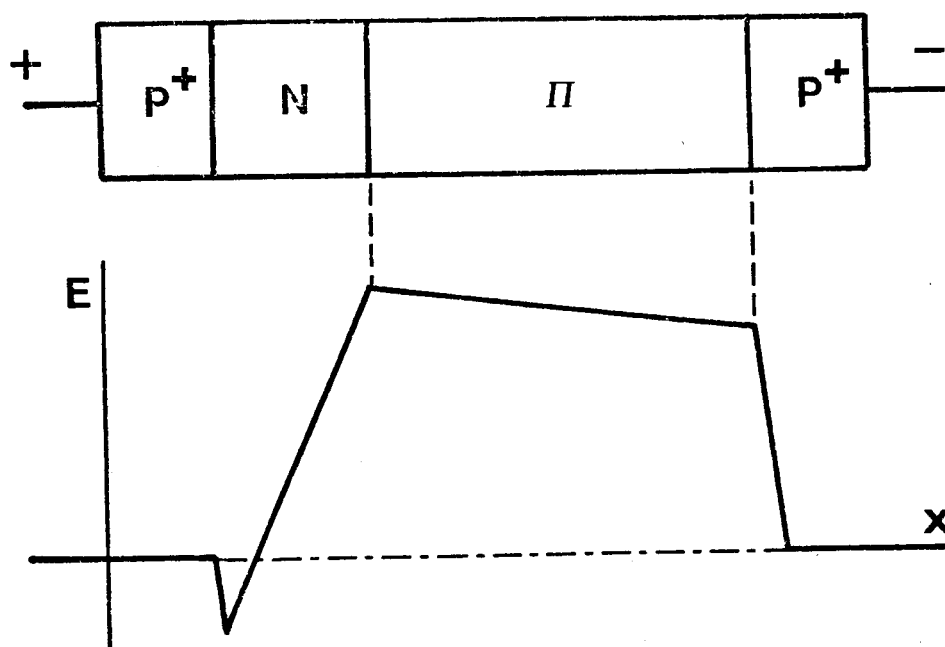


Figure I.10 : Structures et profils de champ électrique de diodes Baritt de type $P^+ N \gamma P^+$ (a) et $P^+ N \Pi P^+$ (b).

Par ailleurs, nous avons considéré jusqu'à présent les structures où les charges mobiles sont des trous. De la même manière, on peut s'intéresser aux structures complémentaires de type $N^+ P N^+$ ou $N^+ P \Pi N^+$. Dans ce cas, la conduction se fait toujours par porteurs minoritaires c'est-à-dire par électrons. Toutes ces structures seront étudiées en détail par la suite ; remarquons dès à présent, que dans le cas des structures de type n , les porteurs libres électrons possèdent une mobilité nettement supérieure à celle des trous.

I.3 SITUATION DE LA DIODE BARITT VIS-A-VIS DES AUTRES DISPOSITIFS A EMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT

Envisageons à présent la situation des différents dispositifs à émission de champ et temps de transit et comparons leurs caractéristiques principales à celles de la diode Baritt.

I.3.1 Dispositif à émission de champ instantanée

I.3.1.1 Diode tunnel et temps de transit (TUTT) -----

L'émission des porteurs libres est obtenue dans le dispositif TUTT par le passage des porteurs à travers la barrière de potentiel par effet tunnel. La structure la plus simple du type Métal $N^+ N N^+$ et le profil de champ électrique de la diode, polarisée en inverse, est alors celui représenté ci-après.

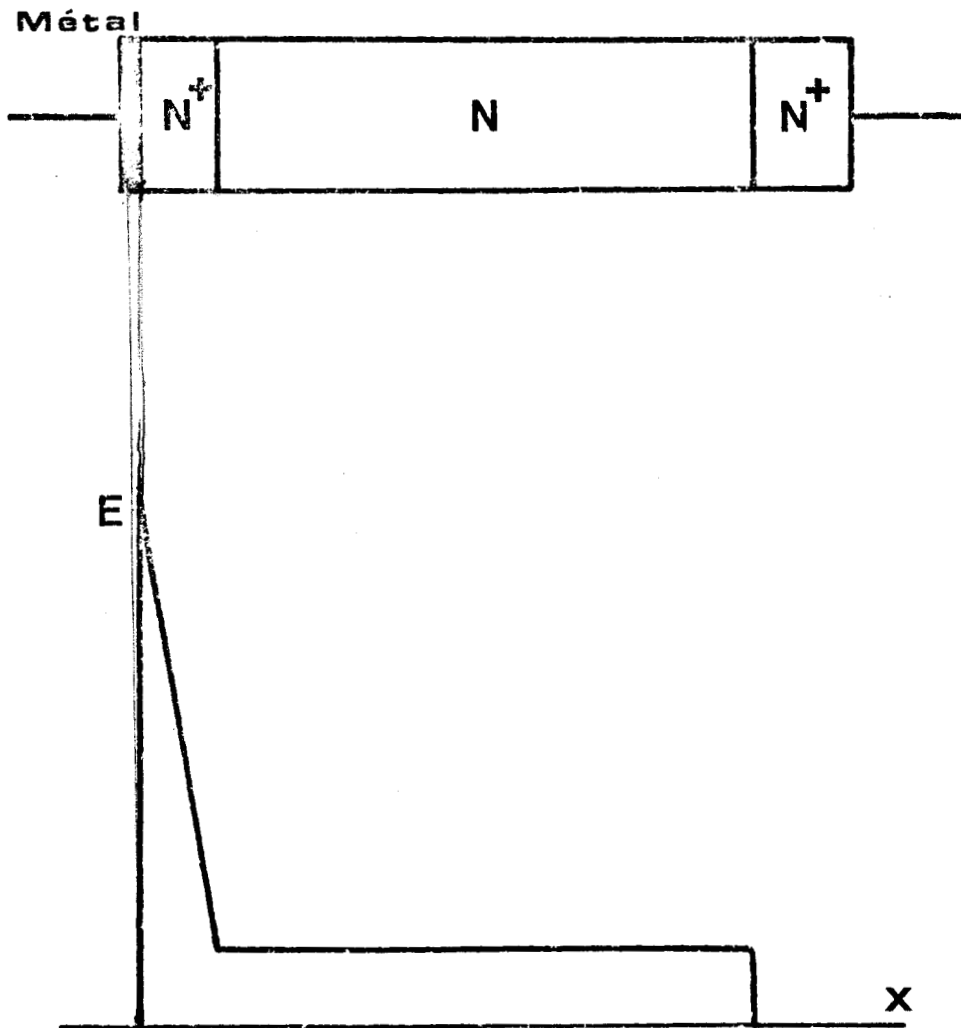


Figure I.11 : Représentation schématique de la structure et de la carte de champ électrique d'une diode à effet tunnel et temps de transit.

Pour un champ électrique suffisamment élevé ($E_{\max}$ de l'ordre de 800 kV/cm), l'émission par effet tunnel peut prendre naissance et le courant émis obéit à la relation

$$I = a_0 E \cdot \exp(b_0 E^2) \quad (I.7)$$

Comme précédemment on peut montrer^[6] d'une part, que l'émission des porteurs est en phase avec le champ électrique.

D'autre part, le courant de conduction varie de façon sensiblement proportionnelle au courant de polarisation et une limitation fondamentale pour les puissances élevées en résulte. Notons que ce dispositif présente également des performances de bruit^[7] intéressantes. Mais la difficulté de la réalisation technologique et les possibilités de phénomène d'ionisation par choc des porteurs là où le champ électrique est élevé, font que ce composant a été jusqu'à présent peu expérimenté^[8].

I.3.1.2 Diode à double vitesse et temps de transit (DOVETT)

Comme dans le cas de la diode Baritt, le mécanisme d'injection de porteurs dans la structure DOVETT est basé sur l'émission thermoionique. Ce dispositif proposé récemment^[9,10] a pour but d'améliorer le rendement énergétique en minimisant la consommation de puissance dans l'intervalle de temps de $T/4$ à $T/2$ et en exaltant la génération de $T/2$ à T .

Pour ce faire, dans la première partie de la diode (traversée par les porteurs de $T/4$ à $T/2$) on utilise un matériau dont la

vitesse limite est faible ; le courant induit a alors une valeur faible. La deuxième partie de la diode (traversée par les porteurs de $T/2$ à T) est constituée d'un matériau à vitesse limite élevée afin d'exalter la génération de puissance. Ce mode de fonctionnement est doublement bénéfique. D'une part, il augmente la contribution de la zone pour laquelle il y a génération de puissance, mais encore il permet d'accroître le courant de polarisation et par conséquent la puissance hyperfréquence. Des estimations numériques^[11] permettent d'espérer un rendement de 27%. Notons cependant que ce dispositif reste pour l'heure actuelle d'une technologie délicate, étant données les difficultés rencontrées dans la réalisation d'hétérostructures soumises à des champs électriques élevés.

I.3.2 Emission de champ retardée

Les dispositifs précédents présentent l'inconvénient d'une émission de porteurs instantanée et il en résulte une zone importante où la puissance est consommée. Au contraire, avec un mécanisme d'émission retardée de $\Pi/2$, le bilan énergétique sera beaucoup plus favorable. C'est le cas tout particulièrement de la diode à avalanche où le processus cumulatif de l'ionisation par choc des porteurs est à l'origine de ce retard. Des puissances et rendements en oscillation élevés ($\eta = 35\%$, $P = 3 \text{ W}$, $f = 10 \text{ GHz}$)^[12] peuvent alors être obtenus et de nombreux travaux ont été consacrés à ce sujet dans notre laboratoire^[13, 15]. Remarquons cependant que cette structure pré-

sente l'inconvénient de générer un bruit important et de nécessiter une puissance d'alimentation généralement beaucoup plus grande que pour la diode Baritt.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes efforcés de mettre en évidence quelques traits spécifiques qui permettent de caractériser le fonctionnement des différentes structures à émission de champ et temps de transit. Ils nous ont permis de comparer les performances que l'on pouvait attendre de ces dispositifs dans un fonctionnement en oscillateur hyperfréquence.

Cependant, cette analyse ne peut être que qualitative et il nous faut maintenant étudier dans le détail, l'influence exacte de nombreux phénomènes physiques qui sont susceptibles de modifier les performances de la diode Baritt. Pour ne citer que les plus importants, il y a les effets de modulation de vitesse et de diffusion des porteurs, le comportement dynamique de la jonction polarisée en direct...

L'objectif visé dans ce travail a donc été d'élaborer différents modèles théoriques qui permettent de simuler le plus fidèlement possible le comportement de la diode Baritt et d'en comprendre le fonctionnement aussi bien en régime continu qu'en régime dynamique petit et grand signal.

REFERENCES

- [1] W. SHOCKLEY : J. Appl. Phys., Vol. 9, p. 635, 1938.
S. RAMO : Proc. Inst. Radio Engrs. Vol. 27, p. 584, 1939.
- [2] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY
"Avalanche diode oscillators".
Int. J. Electron., Part. I : Vol. 37, n° 5, pp. 577-632, 1974.
- [3] S.M. SZE
"Physics of semiconductor devices".
(Wiley) 1969.
- [4] M. VALTON
"Mécanisme physique de l'avalanche dans les semiconducteurs".
Acta electronica, Vol. 12, n° 2, pp. 131-155, 1969.
- [5] J.L. CHU, G. PERSKY and S.M. SZE
"Thermionic injection and space-charge-limited current in reach-through $P^+ N P^+$ structures".
J. Appl. Phys., Vol. 43, n° 8, pp. 3510-3515, Aug. 1972.
- [6] M. CHIVE
"De l'utilisation de l'effet tunnel dans les structures semiconductrices à temps de transit pour la génération d'ondes hyperfréquences".
Thèse d'Etat, Lille, Déc. 1978.
- [7] D. DELAGEBEAUDEUF, D. MEIGNANT
"Générateur millimétrique à faible bruit à injection tunnel".
Contrat DGRST 74-7-0435.
- [8] J. NISHIZAWA, K. MOTOYA and K. SUZUKI
"GaAs $p^+ n^+ i n^+$ tunnel diode".
Proc. of 1980, European Microwave Conf., PP. 667-671,
Sept. 1980.

- [9] G.T. WRIGHT
"Transit time oscillator with velocity limited injection".
Electron. Lett., n° 7, pp. 449-451, 1971.
- [10] J.E. SITCH, A. MAJERFELD, P.N. ROBSON, F. HASEGAWA
"Transit time induced microwave negative resistance in $Ga_{1-x}Al_x$ GaAs heterostructure diodes".
Electron. Lett., Vol. 11, n° 19, pp. 457-458, Sept. 1975.
- [11] J.E. SITCH and P.N. ROBSON
"Efficiency of Baritt and Dovett oscillators".
Solid-State & Electron. Devices, Vol. 1, n° 1, pp. 31-36, Sept. 1976.
- [12] R.E. GOLDWASSER and F.E. ROSZTOCZY
"High-efficiency GaAs Lo-Hi-Lo Impatt devices by liquid phase epitaxy for X band".
Appl. Phys. Lett., Vol. 25, n° 1, pp. 92-94, July 1974.
- [13] E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit".
Thèse d'Etat, Lille, Déc. 1973.
- [14] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium, pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement".
Thèse d'Etat, Lille, Jan. 1979.
- [15] R. PERICHON
"Sur le bruit de fond présenté par des oscillateurs et amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche".
Thèse d'Etat, Lille, Juin 1977.

CHAPITRE II

II ETUDE DU FONCTIONNEMENT DE LA DIODE

BARITT EN REGIME FAIBLE SIGNAL :

MODELES ET RESULTATS SIGNIFICATIFS

INTRODUCTION

L'étude analytique précédente, si elle permet de bien comprendre les principes de fonctionnement des dispositifs à émission de champ et temps de transit, ne peut donner d'informations rigoureuses sur les mécanismes physiques responsables de l'injection des charges et du transport de celles-ci dans la structure Baritt, ni permettre en raison de nombreuses simplifications une évaluation suffisamment précise des performances hyperfréquences du composant.

Or, parmi les applications envisagées pour la diode Baritt, l'utilisation du dispositif dans un amplificateur souligne l'intérêt présenté par l'étude du fonctionnement de la diode en régime linéaire. Cette analyse facilite par ailleurs la compréhension des mécanismes physiques qui sont mis en jeu aussi bien dans le cas de faibles signaux qu'en régime fortement non linéaire.

Un modèle analytique a ainsi été élaboré dans lequel conductivité d'injection et vitesse de dérive des

charges mobiles constituent les deux éléments de base. Nous présentons dans ce chapitre, les résultats significatifs qui caractérisent les conditions de fonctionnement des différentes structures utilisées, ou qui sont spécifiques à l'emploi de certains matériaux.

Mais pour aborder cette étude, il est nécessaire au préalable, de considérer le comportement de la diode en régime continu. Pour cela, nous disposons de deux modèles :

- une simulation rigoureuse que nous décrirons ultérieurement lors de l'étude numérique (Chap. III)
- un modèle semi-analytique qui conduit à des données directement utilisables pour l'étude en régime petit signal.

II.1 ETUDE EN REGIME STATIQUE

II.1.1 Hypothèses générales

Considérons une diode Baritt de structure $P^+ N P^+$ dans laquelle la zone centrale "active" est comprise entre deux régions très fortement dopées. Si nous appliquons aux bornes de la diode une différence de potentiel supérieure à la tension de perçage, un courant traverse alors la structure et la conduction se fait par porteurs minoritaires, soit par trous dans le cas présent. La zone centrale étant complètement désertée à la tension de perçage, les électrons majoritaires et trous piégés sont en nombre négligeable. En conséquence nous pourrions, dans tout ce travail, ne considérer qu'un type de porteurs unique.

Une autre hypothèse peut être émise en considération des dimensions typiques des diodes utilisées : (épaisseur de la zone active : 7 μm , diamètre de la structure : 150 μm pour une diode fonctionnant en bande X). En effet, les phénomènes peuvent être considérés comme similaires dans un plan de section transversale et nous limiterons par conséquent notre étude à une seule dimension.

II.1.2 Equations fondamentales

Dans la plupart des études faites sur les dispositifs à état solide, les équations macroscopiques des semiconducteurs ont été utilisées. En effet, elles fournissent dans la gamme des fréquences centimétriques et pour les dimensions de diodes de l'ordre de quelques microns, des résultats suffisamment précis, en des temps de calcul raisonnables.

Les équations qui gouvernent les phénomènes de transport des charges s'écrivent alors :

- Equation de continuité

$$J_T = J_{\text{particules}} + \epsilon \frac{\delta E}{\delta t} \quad (\text{II.1})$$

où le courant de particules a pour expression

$$J_p = e \cdot p(x) v(x) - e D_p \frac{\delta p}{\delta x} \quad (\text{II.2})$$

- Equation de Poisson

$$\frac{\delta E}{\delta x} = \frac{e}{\epsilon} [N_D(x) + p(x)] \quad (\text{II.3})$$

Dans ce système, la vitesse est supposée être une fonction instantanée du champ électrique, ce qui est vrai tant que la période du signal est grande devant les temps de relaxation de l'énergie et du moment des porteurs de charge. Cette hypothèse est bien vérifiée dans le Silicium pour les fréquences inférieures à 50 GHz ; dans le GaAs, des études effectuées au laboratoire actuellement ^[1] montrent que les effets de relaxation conservent une influence réduite en régime linéaire jusqu'à des fréquences de l'ordre de 50 GHz.

Par ailleurs, les résultats des théories microscopiques sur les semiconducteurs montrent que la vitesse des porteurs ainsi que le coefficient de diffusion, sont des fonctions non linéaires du champ électrique et nous utiliserons par la suite les expressions analytiques suivantes :
Pour le Silicium ^[2,3]

$$v(E) = \frac{\mu E}{1 + \frac{\mu E}{v_{\text{sat}}}} \quad (\text{II.4})$$

$$D(E) = \frac{kT}{e} \cdot \frac{v(E)}{E} \quad (\text{II.5})$$

avec - dans le cas des trous

$$\mu_p = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs} \quad v_{\text{sat}} = 9,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

- dans le cas des électrons

$$\mu_n = 1,25 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Vs} \quad v_{\text{sat}} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

Pour l'arséniure de gallium [4]

$$v(E) = \frac{\mu E + v_{\text{sat}} (E/E_N)^4}{1 + (E/E_N)^4} \quad (\text{II.6})$$

$$D(E) = \frac{kT}{e} \cdot \frac{v(E)}{E} \quad (\text{II.7})$$

avec - pour les électrons

$$\mu_n = 6 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Vs} \quad v_{\text{sat}} = 7,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

$$E_N = 4 \cdot 10^5 \text{ V/m}$$

La valeur du coefficient de diffusion est exprimée par la relation d'Einstein où la mobilité est représentée par la valeur sécante $\mu_s = \frac{v(E)}{E}$. Cette expression a été choisie en concordance avec les résultats publiés dans la littérature [5,6].

II.1.3 Méthode de résolution

L'étude du transport des charges en régime statique peut être effectuée en résolvant le système d'équations différentielles couplées, dont les inconnues sont le nombre de charges mobiles $p(x)$ et le champ électrique $E(x)$.

$$J_T = e.p(x).v(x) - e.D(x). \frac{dp(x)}{dx} \quad (II.8)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} . \{ N_D + p(x) \} \quad (II.9)$$

Une résolution numérique basée sur la méthode de Runge-Kutta a été adoptée, notamment en raison du caractère fortement non linéaire de ces équations près de l'interface $P^+ N$. La difficulté réside dans le fait que nous ne disposons que de 2 conditions aux limites :

- d'une part dans le matériau P^+ , loin de la jonction $P^+ N$, on sait que $p = N_A$.
- d'autre part dans la zone N , loin de la jonction, le courant de diffusion est nul ; le champ électrique est suffisant pour que la vitesse de saturation soit atteinte par les porteurs de charges et on écrit $p = \frac{J_T}{e.v_{sat}}$

Ces conditions nous conduisent à opérer en différentes étapes.

- Dans un premier temps, l'intégration se fait à partir d'une abscisse arbitraire x_N pour laquelle le champ électrique est nul. La recherche de la valeur $p(x_N)$ s'effectue alors en prenant comme critère la convergence du nombre de porteurs mobiles à l'intérieur de la structure vers la valeur limite

$$\frac{J_T}{ev_{sat}} .$$

La valeur $p(x_N)$ étant définie, la répartition des charges mobiles et du champ électrique dans la région N est alors obtenue aussi bien pour $x > x_N$ que pour $x < x_N$.

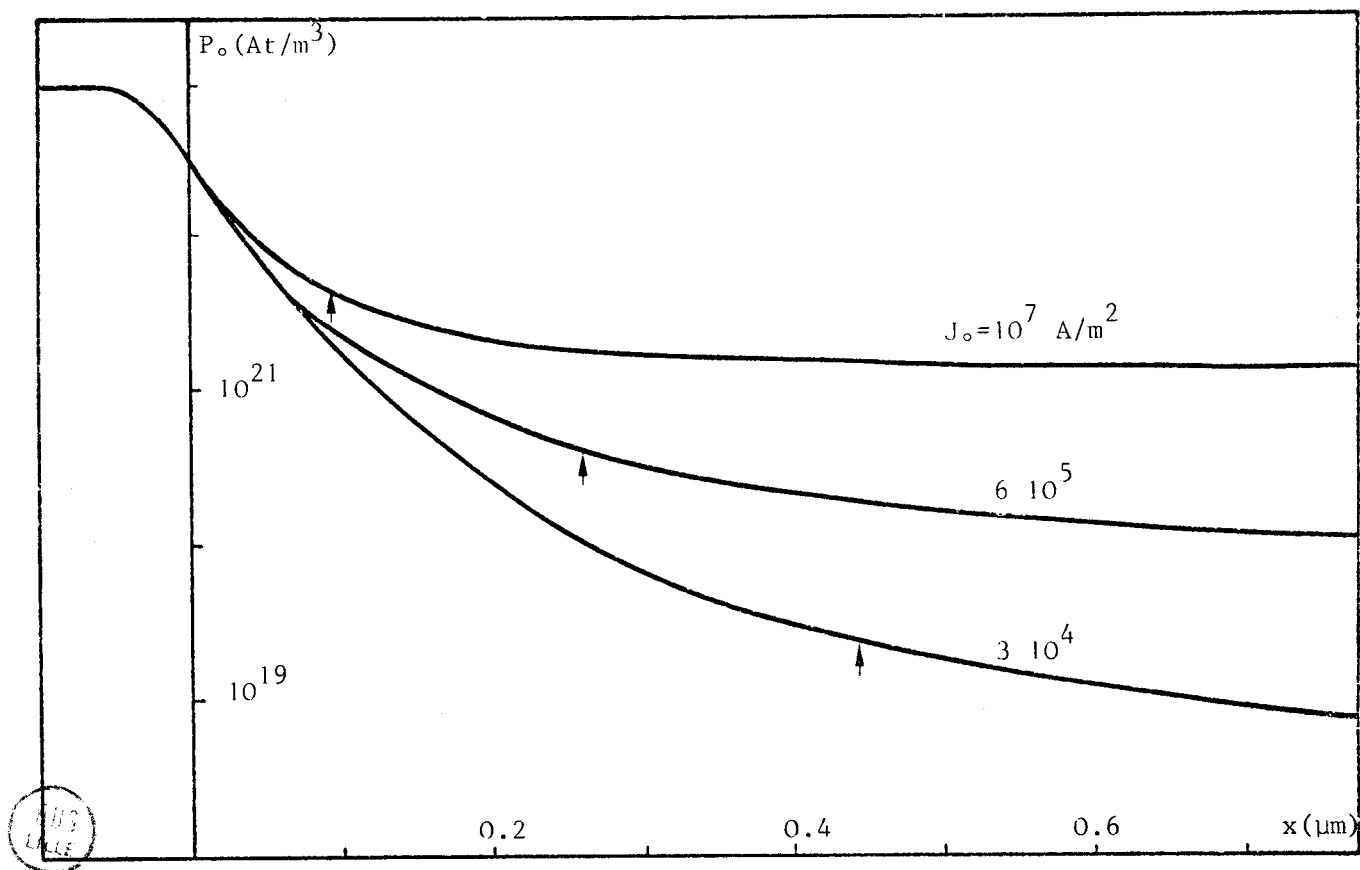
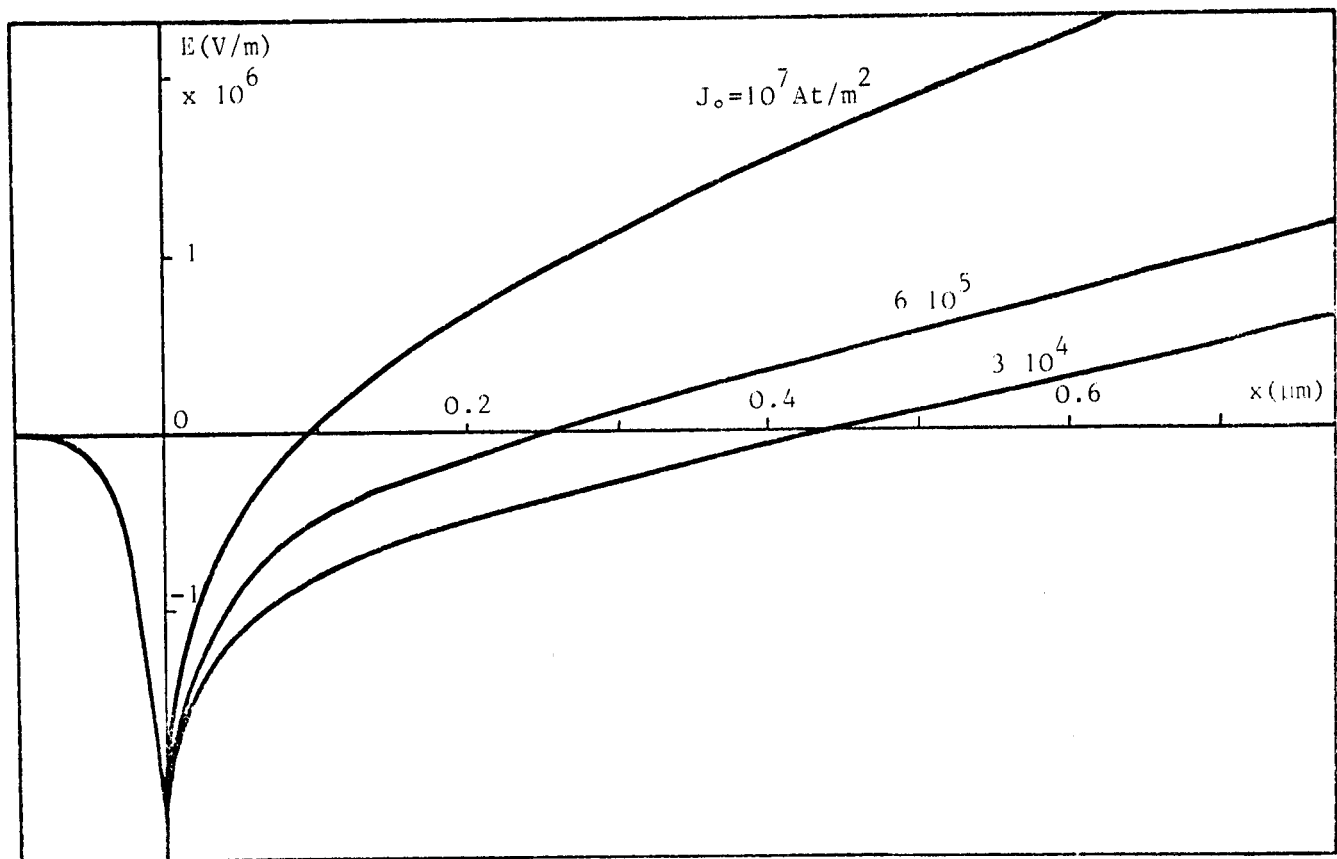
- Dans un deuxième temps, on résoud le système d'équations dans la région P^+ , à partir d'une abscisse arbitraire x_p où les conditions aux limites sont :

$$p(x_p) = N_A \quad \text{et} \quad E(x_p) = \frac{J_T}{eN_A\mu}$$

Les caractéristiques de la structure étant connues dans chacune des deux régions P^+ et N prises séparément, nous pouvons alors déterminer la position de l'interface en faisant coïncider simultanément le nombre de porteurs ainsi que le champ électrique, c'est-à-dire en assurant la continuité de ces grandeurs à cet interface.

II.1.4 Résultats obtenus

Pour illustrer la méthode ci-dessus, nous avons



Figures II.1 et II.2 : Répartition des porteurs mobiles p_0 (fig.1) et configuration du champ électrique E (fig.2) en fonction de la distance avec pour paramètre la densité de courant de polarisation.

représenté (fig II.1) la densité des trous à l'intérieur de la structure, pour un échantillon typique ($N_D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $W = 7 \mu\text{m}$). Sur cette figure, nous n'avons porté que la partie la plus intéressante correspondant à la zone où le champ électrique est faible (fig II.2).

On peut noter tout d'abord que le nombre de porteurs injectés croît évidemment avec le courant de polarisation et que la largeur de la zone où diffusent les porteurs de charge décroît aux forts courants I_0 . En effet, aux courants de polarisation élevés, la charge d'espace due aux porteurs mobiles a pour effet de "relever" le champ électrique dans la structure (fig II.2). Il en résulte deux types de conséquences :

- une diminution de la largeur de la zone d'émission
- une influence moindre du phénomène de diffusion due à l'existence d'un champ électrique plus élevé.

Ces remarques peuvent être confirmées par une analyse des deux composantes du courant - courant de conduction et courant de diffusion - qui peuvent être déduites facilement de la répartition des charges et du champ électrique (fig II.3). Près du contact injectant, ces deux grandeurs sont importantes et ont sensiblement le même ordre de grandeur. Mais, au-delà du point où le champ électrique s'annule, le courant de diffusion devient rapidement négligeable, sur une distance d'autant plus courte que le courant de polarisation est important.

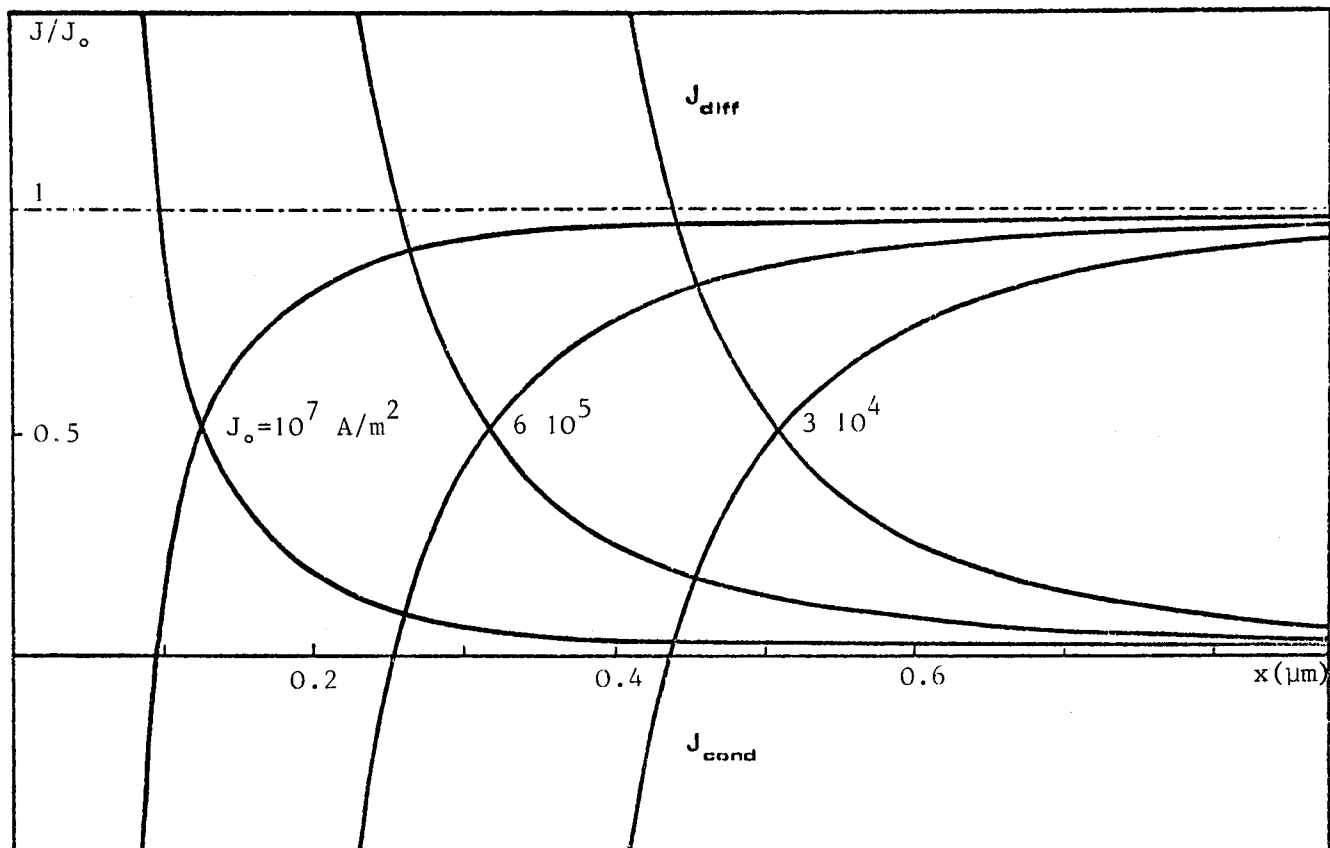


Figure II.3 : Composantes relatives des courants de conduction et de diffusion dans la région source, pour différents courants continus.

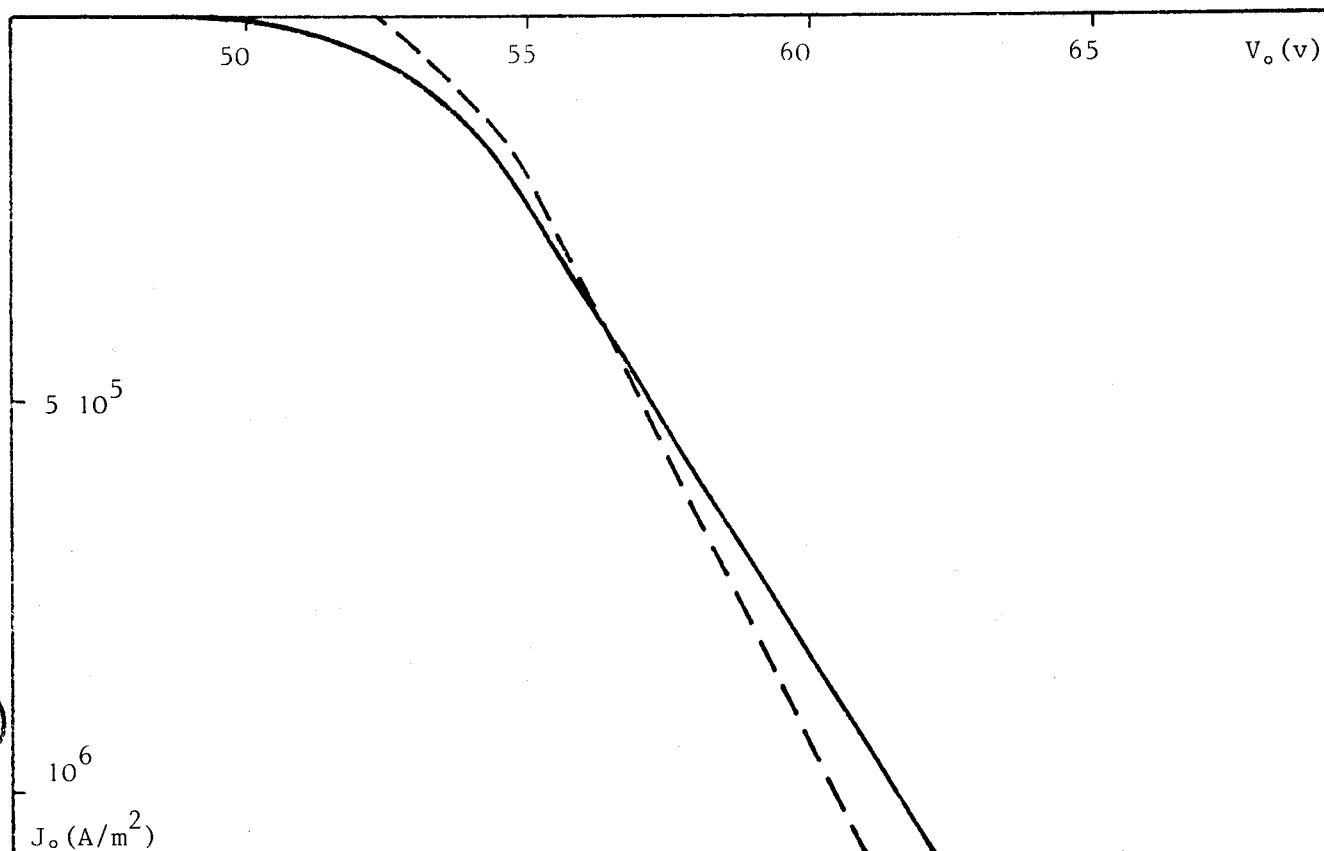


Figure II.4 : Caractéristique continue courant-tension : — expérimentale
 ---- théorique $N_D = 1.25 \cdot 10^{21} \text{ At/m}^3$, $W = 8 \mu\text{m}$

D'autres informations peuvent être fournies par cette étude et à titre de vérification du modèle théorique, les caractéristiques calculées et mesurées du courant continu I_0 en fonction de la tension totale V_0 aux bornes de la diode peuvent être comparées sur la figure II.4. On peut constater un bon accord entre valeurs théoriques et résultats expérimentaux.

II.1.5 Caractéristiques de l'injection

Non seulement ce modèle théorique permet d'analyser le fonctionnement de la diode Baritt en régime statique, mais il nous est aussi nécessaire pour définir deux paramètres essentiels pour les études qui vont suivre : la largeur de la zone d'émission et la conductivité d'injection.

En effet, la méthode précédente nous permet de définir la largeur de la zone où le champ électrique est négatif, que l'on peut assimiler à la zone d'émission. Cette largeur δ dépend fortement du courant de polarisation comme le montrait la figure II.2. Une étude systématique de la variation de δ en fonction de I_0 , pour différentes concentrations en impuretés dans la région centrale, nous semble donc intéressante et nous avons porté sur la figure II.5, les valeurs théoriques calculées de cette largeur δ . On peut remarquer sur cette figure, que l'influence des porteurs mobiles sur le profil de champ électrique et par conséquent sur la largeur de la zone d'injection est d'autant plus importante que la concentration en impuretés est

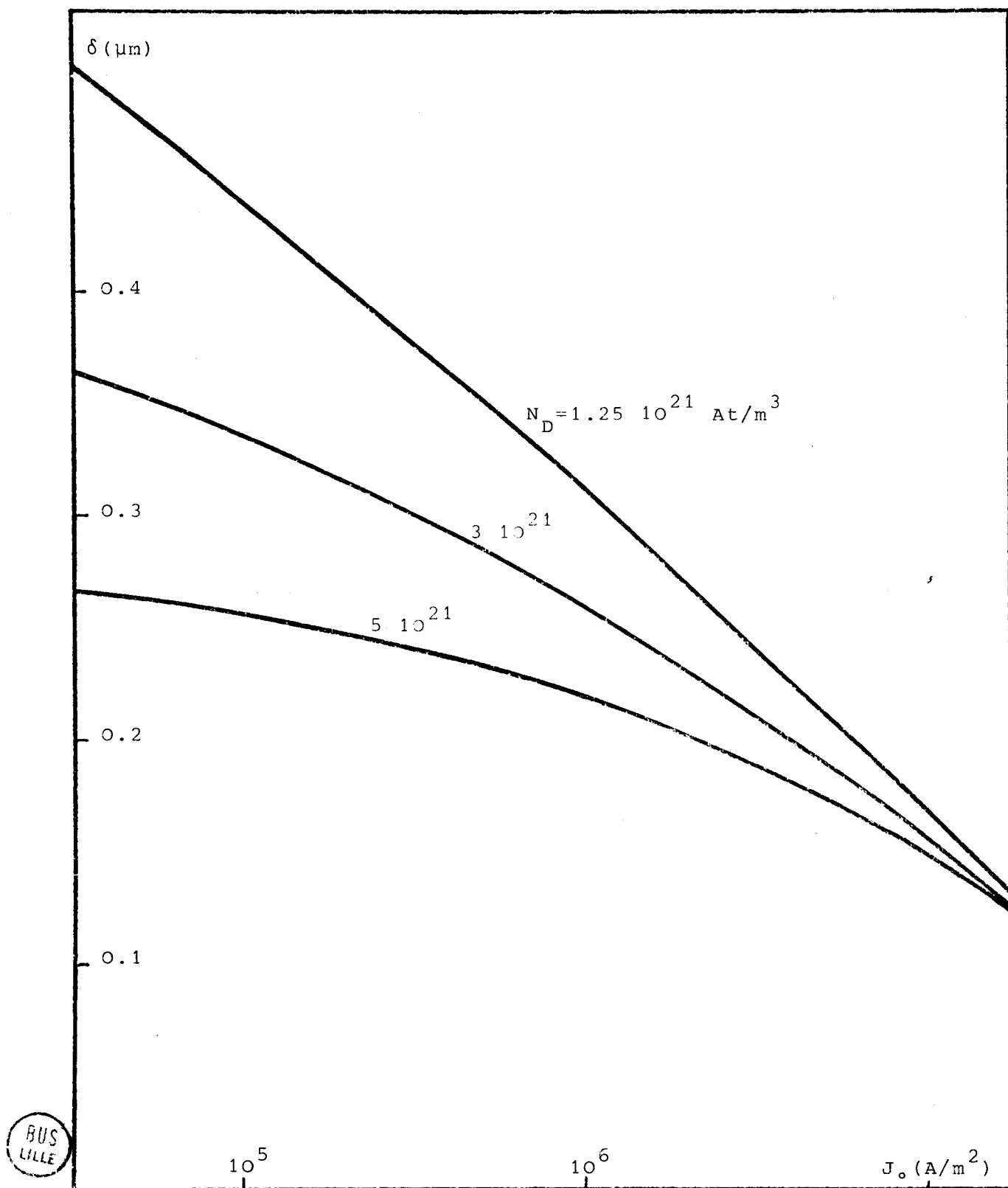


Figure II.5 : Largeur de la zone d'émission δ en fonction de la densité de courant J_0 pour différentes concentrations en impuretés.

faible. Par ailleurs, la largeur δ est peu dépendante du type de porteurs, électrons ou trous et une valeur typique aux densités de courant J_0 rencontrées en pratique est $\delta \approx 0.17 \mu\text{m}$

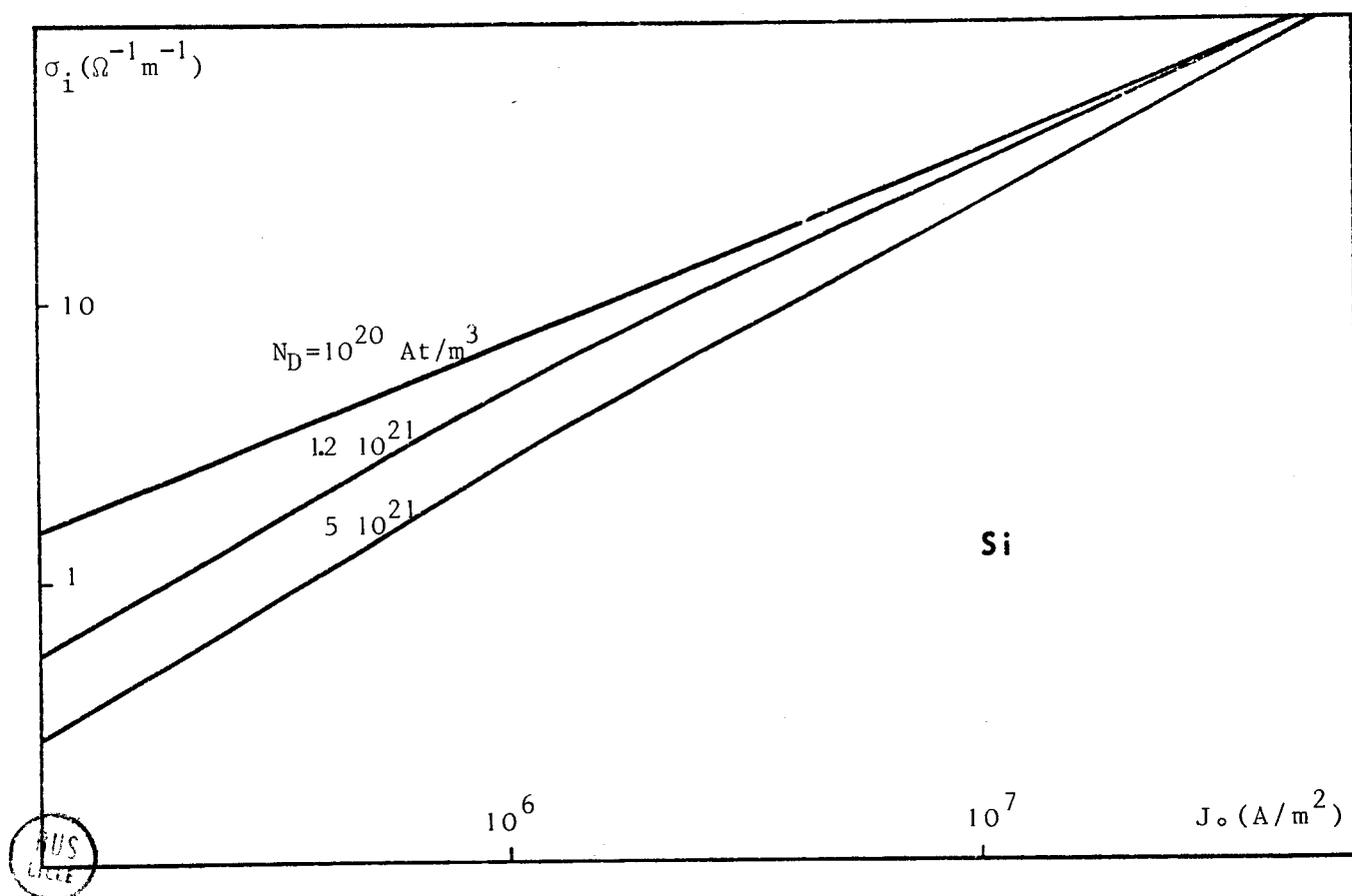
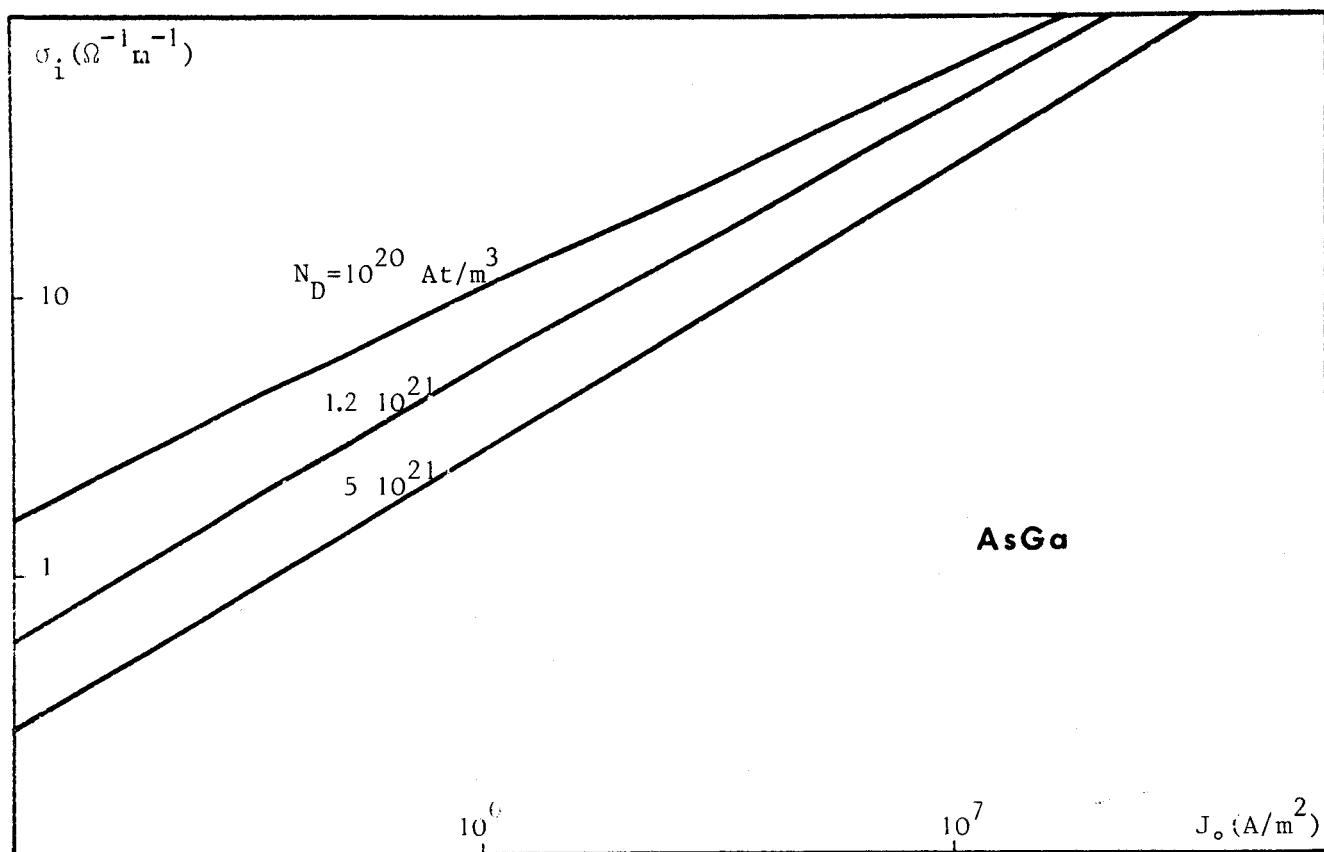
Un deuxième paramètre - la conductivité d'injection - est caractéristique du mécanisme de l'émission. Ainsi, à la limite de la zone d'injection $E(x_N) = 0$ et le nombre de porteurs de charge $p(x_N)$ est obtenu directement du modèle de simulation. Les charges mobiles sont soumises près de ce plan à un champ électrique faible et la dépendance entre la vitesse des porteurs et le champ est alors donnée par leur mobilité. Si l'on superpose à la tension continue de polarisation aux bornes de la diode, une tension alternative de faible valeur, le courant de conduction produit à l'extrémité de la zone d'émission peut être relié au champ alternatif $\tilde{e}$ qui y règne par la relation suivante :

$$j_c = \sigma_i \cdot \tilde{e} \quad (\text{II.10})$$

où la conductivité d'injection σ_i est définie par :

$$\sigma_i = q \cdot p(x_N) \cdot \mu_p \quad (\text{II.11})$$

Comme précédemment, une étude systématique de l'évolution de σ_i en fonction du courant de polarisation, pour différentes concentrations en impuretés et différents matériaux



Figures II.6 et II.7 : Conductivité d'injection σ_i en fonction de la densité de courant J_0 pour différentes concentrations en impuretés dans le cas du silicium (fig. 6) et de l'AsGa (fig. 7).

a été réalisée (fig II.6). On peut remarquer que la conductivité d'injection croît de façon sensiblement proportionnelle au courant continu I_o . Cette évolution corrobore les expressions analytiques de σ_i que l'on peut obtenir à partir de la relation donnant le courant injecté d'une jonction polarisée en direct (I.6).

$$i_c = \frac{qI_o}{kT} \cdot V_e$$

En supposant en première approximation la composante alternative du champ électrique e constante dans la zone d'émission, on déduit facilement l'expression de la conductivité.

$$\sigma_i = \frac{qJ_o \delta}{kT} \quad (II.12)$$

Cette variation de la conductivité est fondamentale quant au fonctionnement du dispositif à injection thermique et temps de transit et influera directement sur le retard d'injection.

Notons également que la grandeur σ_i est identique dans le cas de la structure complémentaire N^+PN^+ et de ce point de vue, les deux types de structure à électrons et à trous sont équivalentes. Par ailleurs, nous donnons sur la figure II.7 les évolutions de ce paramètre σ_i dans le cas de la diode Baritt AsGa de type N.

II.2 ETUDE DE LA DIODE BARITT EN REGIME PETIT SIGNAL

Dans ce paragraphe, nous présentons différentes méthodes de traitements théoriques, mises au point dans notre laboratoire, qui permettent le calcul de l'impédance hyperfréquence d'une structure Baritt en régime faible signal [7]. L'étude en régime linéaire ne représente pas la partie la plus originale de notre travail, aussi nous ne la décrirons pas en détail. Néanmoins, nous en dégageons les principales conclusions qui ont servi de guide tout au long de notre travail et qui faciliteront la compréhension des phénomènes intervenant en régime dynamique.

II.2.1 Hypothèses et équations de base

Pour étudier le comportement de la diode Baritt en régime linéaire, nous supposons qu'il existe aux bornes du dispositif un signal hyperfréquence sinusoïdal de très faible niveau. Chaque grandeur électrique résulte alors de la superposition d'une composante continue et d'une composante sinusoïdale d'amplitude très faible par rapport à la précédente.

$$G(t) = G_0 + G_1 e^{j\omega t} \quad G_1 \ll G_0 \quad (\text{II.13})$$

De plus, l'approximation conventionnelle correspondant au régime petit signal nous conduit à linéariser les développements et à ne conserver que les infiniment petits

du premier ordre. Pour la fréquence fondamentale, les équations de base II.8 et II.9 s'écrivent alors :

$$J_1 = ep_1 v_0 + ep_0 v_1 - eD_p \frac{dp_1}{dx} + j\omega \epsilon E_1 \quad (\text{II.14})$$

$$\epsilon \frac{dE_1}{dx} = ep_1 \quad (\text{II.15})$$

L'expression précédente du courant total J_1 comporte différentes composantes. Le premier terme $ep_1 v_0$ traduit la propagation de la composante de charge d'espace à l'intérieur de la diode. Ce mécanisme peut entraîner une génération ou une dissipation de la puissance selon que cette composante du courant est en phase ou en opposition de phase avec le champ électrique local. Le second terme traduit l'effet de la modulation de vitesse des porteurs. Cette composante du courant est en phase avec le champ électrique (si la mobilité est positive) et entraîne donc généralement une dissipation de la puissance. Le troisième terme $-eD_p \frac{dp_1}{dx}$ exprime l'influence de la diffusion tandis que le dernier $j\omega \epsilon E_1$ représente le courant de déplacement.

Par ailleurs, dans cette expression la vitesse des porteurs v_0 et le coefficient de diffusion D_p sont des fonctions dépendantes de l'amplitude de la composante continue du champ électrique E_0 . Cette dépendance rend alors impossible tout traitement analytique rigoureux. Nous serons ainsi amenés à proposer divers niveaux d'approximations auxquels corres-

pondent des méthodes de résolution précises.

Néanmoins, ces différents modèles sont bâtis suivant un fondement commun. En effet, nous admettons que la diode est divisée en deux zones - zone d'émission et zone de transit - et étudions successivement les impédances relatives de ces deux régions. Le point de séparation est localisé à l'abscisse pour laquelle le champ électrique continu s'annule.

Une telle représentation favorise notamment l'analyse séparée des phénomènes fondamentaux que sont l'injection et le transit des charges à l'intérieur de la structure. De plus, cette formulation des mécanismes est très générale et s'applique à d'autres dispositifs hyperfréquences à émission de champ et temps de transit.

Avant d'examiner les différents modèles de simulation, il nous paraît intéressant de faire au préalable une remarque sur le problème posé par le courant de diffusion. Celui-ci introduit une dérivée seconde dans les équations de transport qui rend plus complexe la résolution de ces équations. Néanmoins, son influence ne peut être négligée systématiquement dans le cas de la diode Baritt, comme le montrait la figure II.3 où nous avons représenté l'évolution de la composante continue du courant de diffusion à l'intérieur de la structure. On peut noter en particulier, qu'à l'endroit où le champ électrique est nul (fin de la zone d'injection), les porteurs sont injectés essentiellement par diffusion.

Dans les conditions correspondant au régime petit signal, différentes approximations sont effectuées selon la méthode de résolution utilisée :

- En ce qui concerne tout d'abord la zone d'émission, les hypothèses que nous formulons reviennent à négliger le terme de diffusion. En effet, nous posons que la composante alternative du champ E_1 est uniforme dans cette zone ; il en résulte que la variation p_1 du nombre de porteurs est nulle.
- Dans la zone de transit, les approximations effectuées sont de différentes natures. Dans le cas où l'on considère la vitesse des porteurs constante dans la diode, une résolution analytique est alors possible et la solution tient compte de l'influence de l'existence du courant de diffusion, le coefficient de diffusion étant supposé uniforme.

Cependant, la modulation de la vitesse des porteurs à l'entrée de la zone de transit ayant un rôle fondamental dans le fonctionnement de la diode Baritt, un tel traitement ne permet pas une analyse suffisamment fine des phénomènes. Nous sommes donc conduits à envisager un second traitement plus rigoureux, tenant compte de la dépendance de la vitesse avec le champ. Dans ce cas, la principale hypothèse simplificatrice consiste à négliger le terme correspondant au phénomène de diffusion. Néanmoins, cette simplification est réduite dans une certaine mesure, par le fait que l'on considère que les charges sont injectées

dans la zone de transit avec une vitesse initiale v_{os} non nulle qui a précisément pour origine le phénomène de diffusion.

II.2.2 Impédance linéaire de la diode Baritt

II.2.2.1 Impédance de la zone d'émission

En réalité, le calcul de l'impédance de la zone d'émission est très simplifié et les approximations adoptées sont justifiées par les dimensions généralement faibles de cette zone. On supposera que la longueur de la zone d'injection est fixe et que la composante du champ électrique E_1 est uniforme. Le terme relatif à la charge d'espace p_1 ainsi que la composante alternative du courant de diffusion sont alors nuls. De plus, dans le plan de séparation des zones d'émission et de transit, la composante continue du champ électrique est nulle. L'expression du courant total II.14 se simplifie et s'écrit

$$J_1 = e p_o(x_N) v_1(x_N) + j \omega \epsilon E_1(x_N) \quad (II.16)$$

Dans ce plan, le concept de mobilité est utilisable et l'on peut encore écrire

$$J_1 = (\sigma_i + j \omega \epsilon) \cdot E_1 \quad (II.17)$$

où la conductivité d'injection σ_i est définie par la relation

$$\sigma_i = e \cdot p_o \cdot \mu_p$$

Par intégration du champ électrique sur la longueur δ , on déduit l'impédance de la zone d'injection

$$Z_e = \frac{\delta}{(\sigma_i + j\omega\epsilon)S} \quad (\text{II.18})$$

Dans cette expression, ne figurent que des paramètres spécifiques au mécanisme d'émission : conductivité d'injection σ_i et largeur de la zone d'injection δ qui ont été définies et calculées lors de l'étude statique.

Par ailleurs, on peut noter que l'expression de l'impédance de la zone d'émission fait apparaître deux termes et que cette impédance peut être représentée effectivement par une résistance $R_e = \frac{\delta}{\sigma_i S}$ et une capacité $C_e = \frac{\epsilon S}{\delta}$ en parallèle. Dans cette zone, l'énergie y est dissipée et pour limiter ses effets, on pourra diminuer la largeur δ ou augmenter la conductivité σ_i . Un courant de polarisation suffisamment important ou une augmentation de la concentration en impuretés dans la zone d'injection permet d'atteindre cet objectif comme le montrent les résultats des figures II.5 et II.6.

II.2.2.2 Impédance de la zone de transit

A la sortie de la zone d'émission, le champ électrique va s'accroître de façon importante et la vitesse

des charges injectées va évoluer continûment à l'intérieur de la zone de transit. Si l'on veut obtenir un modèle réaliste du comportement hyperfréquence de la diode Baritt, il est alors nécessaire de tenir compte de la dépendance de la vitesse avec l'amplitude du champ électrique.

A la fréquence fondamentale, la composante de la vitesse s'écrit au premier ordre

$$v_1 = \frac{dv_o}{dE_o} \cdot E_1 \quad (\text{II.19})$$

Si nous négligeons l'influence de la composante alternative du courant de diffusion, les équations de base II.14 et II.15 se combinent et prennent la forme

$$\frac{dE_1}{dx} + \left[\frac{J_o}{\epsilon v_o^2} \cdot \frac{dv_o}{dE_o} + j \frac{\omega}{v_o} \right] \cdot E_1 = \frac{J_1}{\epsilon v_o} \quad (\text{II.20})$$

Cette équation différentielle du premier ordre se résoud de façon classique en prenant comme condition aux limites

$$E_1(0) = E_1(x_N) = \frac{J_1}{\sigma_i + j\omega\epsilon} \quad (\text{II.21})$$

Nous pouvons écrire alors

$$E_1 \cdot \exp \int_0^x (A+jB) dx - E_1(0) = \frac{J_1}{\epsilon} \int_0^x \left(\exp \int_0^{x'} (A+jB) dx \right) \cdot \frac{dx'}{v_o(x')} \quad (\text{II.22})$$

$$\text{avec } A = \frac{J_o}{\epsilon v_o^2} \frac{dv_o}{dE_o} \quad \text{et} \quad B = \frac{\omega}{v_o}$$

En pratique, dans le plan d'injection la composante continue du champ électrique et par conséquent celle de la vitesse de dérive sont nulles. Cependant, les charges sont injectées dans la zone de transit par diffusion comme l'indique la figure II.3, et nous pouvons écrire dans le plan d'injection

$$J_o = -eD_p \frac{\delta p_o}{\delta x} = ep_o(x_N) \cdot v_{os} \quad (\text{II.23})$$

On peut ainsi considérer que les porteurs possèdent à l'entrée de la zone de transit une vitesse initiale v_{os} . Pour traduire cet effet, nous avons été conduits à adapter la relation classique liant la vitesse au champ électrique et nous avons choisi l'expression suivante

$$v = \frac{\mu(E + E_{os})}{1 + \frac{\mu(E + E_{os})}{v_{sat}}} \quad (\text{II.24})$$

Dans cette formule, le terme E_{os} est défini à partir de l'expression de la vitesse $v(x=0) = v_{os}$

Connaissant la valeur du champ $E_1(x)$, on peut alors par intégration calculer la résistance R_1 et la susceptance X_1 présentées par la zone de transit en régime linéaire.

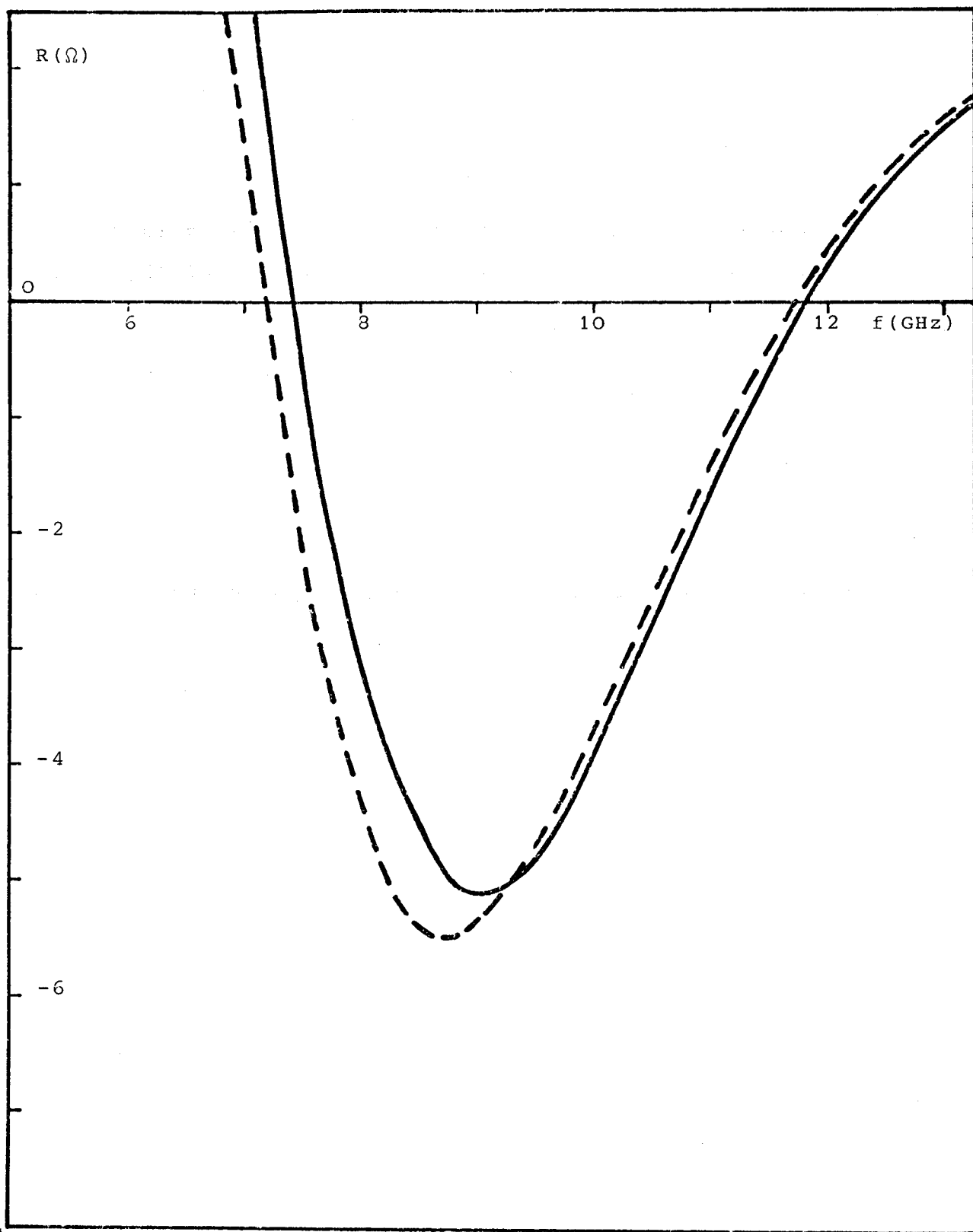


Figure II.8 : Résistance théorique (---) et expérimentale (—) d'une diode $P^+ N P^+$ [8] en fonction de la fréquence $N_D = 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $I_o = 8 \text{ mA}$

$$R_1 = \frac{1}{S} \int_0^{w-\delta} \operatorname{Re} \left(\frac{E_1}{J_1} \right) dx \quad (\text{II.25})$$

$$X_1 = \frac{1}{S} \int_0^{w-\delta} \operatorname{Im} \left(\frac{E_1}{J_1} \right) dx \quad (\text{II.26})$$

L'impédance totale de la diode se déduit alors naturellement

$$Z_T = Z_e + Z_t \quad (\text{II.27})$$

II.2.3 Vérification expérimentale

Afin de tester la validité de notre modèle, nous comparons sur la figure II.8, les valeurs numériques calculées aux résultats expérimentaux donnant les variations de la résistance négative de la diode Baritt en fonction de la fréquence pour un courant de polarisation I_0 donné. Le principe de la mesure est basé sur l'utilisation d'une méthode différentielle qui permet de s'affranchir des effets parasites liés à la mise sous boîtier du composant hyperfréquence. Le détail de cette méthode sera décrit ultérieurement, lors de l'étude du comportement de la diode en régime grand signal. On constate un accord théorie-expérience très satisfaisant tant en ce qui concerne la bande de fréquences dans laquelle il existe une résistance négative que l'amplitude de cette résistance.

Remarquons dès à présent les performances rela-

tivement restreintes de ce composant, en particulier les faibles valeurs des résistances négatives obtenues, limitées à quelques ohms.

La résolution numérique précédente, si elle apporte une bonne vérification des résultats expérimentaux, n'en présente pas moins une mise en oeuvre assez délicate et ne permet pas de séparer facilement les différents effets [9]. A l'opposé, le modèle analytique que nous envisageons ci-dessous, est souvent d'un usage plus commode et donne une bonne explication qualitative des phénomènes.

II.2.4 Modèle analytique à vitesse saturée

- Formulation générale : -----

Pour éviter l'intégration numérique, il est nécessaire de considérer le champ continu et par conséquent la vitesse comme uniforme dans la zone de transit. La combinaison des deux équations de base II.14 et II.15 conduit à une équation différentielle du second ordre à coefficients constants

$$-\epsilon D \frac{d^2 E_1}{dx^2} + \epsilon v_o \frac{dE_1}{dx} + (qp_o \frac{dv_o}{dE_o} + j\omega\epsilon)E_1 = J_1 \quad (II.28)$$

La solution de cette équation

$$E_1(x) = \frac{J_1}{\epsilon p_o \mu_d + j\omega \epsilon} + A e^{\gamma' x} + B e^{\gamma'' x} \quad (II.29)$$

où $\mu_d = \frac{dv_o}{dE_o}$

et
$$\gamma' = \frac{v_o}{2D} + \frac{v_o}{2D} \sqrt{1 + \frac{4D}{v_o^2} \cdot \left(\frac{qp_o \mu_d + j\omega \epsilon}{\epsilon} \right)} \quad (II.30)$$

fait apparaître deux termes de propagation dont un ($Ae^{\gamma' x}$) est caractéristique d'une onde fortement atténuée. Celle-ci sera par conséquent négligée dans cette étude. Avec la condition initiale à l'entrée de la zone de transit

$$J_1 = (\sigma_i + j\omega \epsilon) \cdot E_1(x_N)$$

on déduit facilement par intégration l'impédance de la zone de transit

$$Z_t = \frac{(qp_o \mu_d - \sigma_i) \{ \exp(\gamma L) - 1 \} + \gamma L (\sigma_i + j\omega \epsilon)}{S \gamma \cdot (qp_o \mu_d + j\omega \epsilon) \cdot (\sigma_i + j\omega \epsilon)} \quad (II.31)$$

où L est la longueur de la zone de transit.

L'impédance totale de la diode s'obtient alors en faisant la somme de l'impédance Z_t et de l'impédance de la zone d'émission Z_e que nous avons calculée précédemment :

cette dernière étant indépendante des hypothèses formulées quant à l'évolution de la vitesse des porteurs dans la zone de transit.

Bien que l'expression soit analytique, nous ne l'utiliserons pas ici dans son intégralité. En effet, par souci de simplicité, cette expression sera allégée de façon à souligner l'influence des paramètres que nous voulons étudier plus systématiquement.

- Formulation simplifiée :

Ainsi, dans le cas le plus simple où le champ électrique dans la zone de transit est suffisamment élevé, la vitesse des charges mobiles atteint alors sa valeur de saturation et la mobilité différentielle μ_d est nulle. De plus, la densité des charges étant indépendante de la position, l'influence de la diffusion peut être négligée. Il en résulte une grande simplification du coefficient de propagation qui s'écrit

$$\gamma = j \frac{\omega}{v}$$

L'impédance totale de la diode, composée de deux termes correspondant aux zones d'émission et de transit, prend alors la forme suivante :

$$Z_t = \frac{1}{jC_e \omega} \cdot \left[1 - \frac{1}{1+jK} \right] + \frac{1}{jC_1 \omega} \cdot \left[1 - \frac{1-e^{-j\theta_1}}{j\theta_1(1+jK)} \right] \quad (\text{II.32})$$

où l'on a posé

$$C_e = \frac{\epsilon S}{\delta} \quad \text{et} \quad C_1 = \frac{\epsilon S}{L}$$

$$\theta_1 \text{ angle de transit est tel que } \theta_1 = \frac{\omega L}{v}$$

$$K = \frac{\omega \epsilon}{\sigma_i}$$

En pratique, dans la gamme de fréquences des ondes centimétriques, les dimensions de la diode permettent de négliger en première approximation, l'influence de la zone d'émission ($\delta \approx 0.2 \mu\text{m}$, $L = 7 \mu\text{m}$).

La résistance de la diode est alors donnée par

$$R_D \approx \frac{1}{C\omega} \cdot \frac{1}{1+K^2} \left\{ \frac{1-\cos\theta}{\theta} + K \frac{\sin\theta}{\theta} \right\} \quad (\text{II.33})$$

On peut tirer de cette expression simplifiée différentes conclusions :

- Pour un angle de transit θ compris entre π et 2π , la résistance de la diode peut devenir négative. Ainsi, le dispositif à diode Baritt est susceptible alors de générer ou d'amplifier un signal hyperfréquence si l'échantillon est placé dans un circuit convenable.
- La résistance négative R_D devient maximum à une fréquence donnée et pour un courant I_0 donné quand la lon-

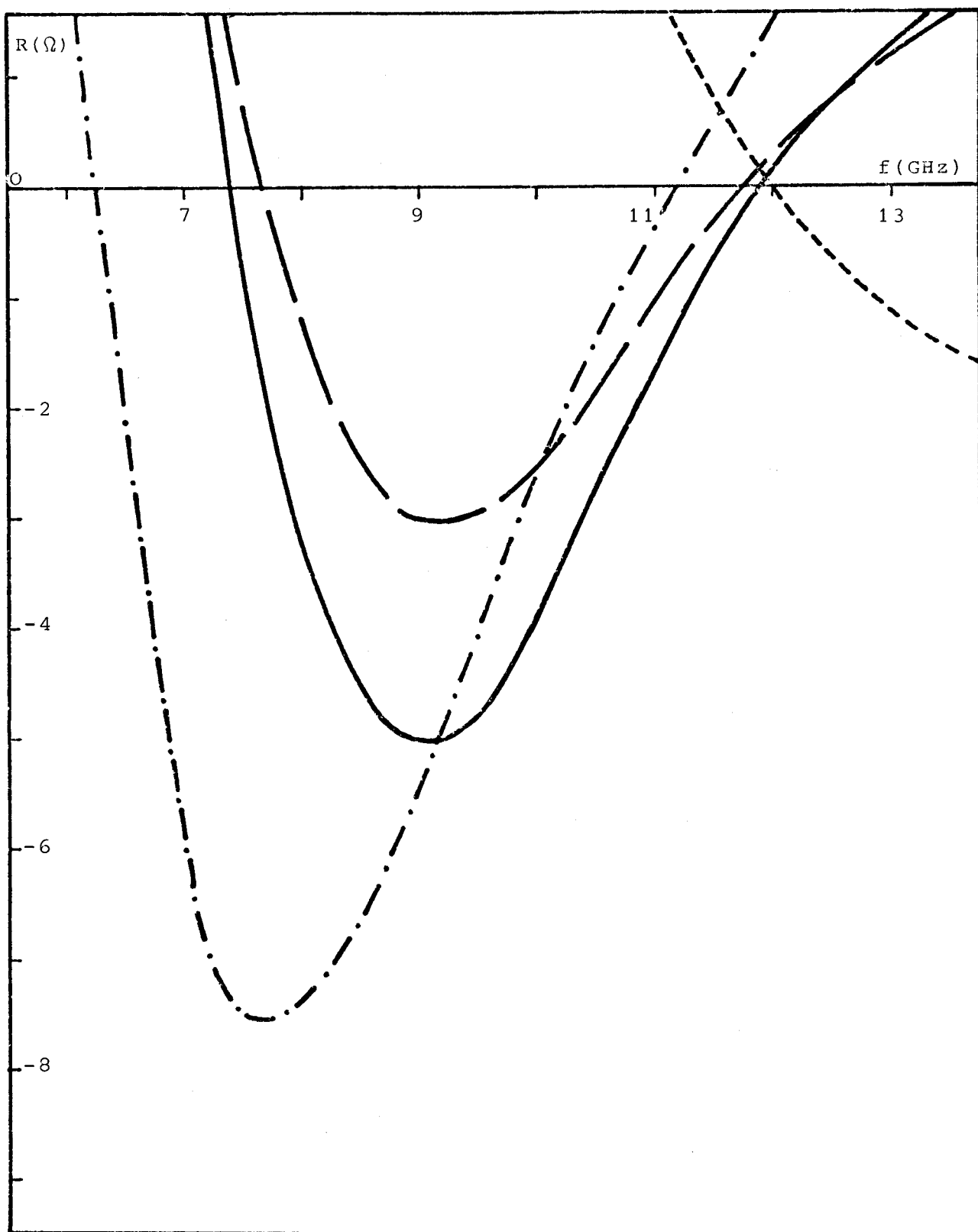


Figure II.9 : Comparaison théorie-expérience de l'évolution de la
 résistance négative en fonction de la fréquence d'une
 diode $P^+ N P^+$ $N_D = 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $I_0 = 8 \text{ mA}$
 expérience ——— modèles théoriques : à vitesse saturée
 (----), à vitesse moyenne (— —), à 2 vitesses (-.-.-)

gueur de la zone de transit est telle que : $\operatorname{tg} \theta = -K$

Cette résistance atteint sa valeur optimale pour un courant de polarisation tel que K soit égal à $\sqrt{3}$. Il lui correspond alors un angle de transit optimal $\theta = \frac{5\pi}{3}$.

La valeur maximale du produit $|R_D C \omega|_{\max} = 1/Q$ qui caractérise bien le composant est dans ce cas 0,048. On peut remarquer la faible valeur de ce produit (ou encore la valeur élevée du coefficient de qualité) : ceci montre bien que le composant Baritt sera sensible à l'influence des pertes et particulièrement difficile à adapter.

Comme précédemment, nous avons comparé sur la figure II.9, l'évolution théorique et expérimentale de la résistance négative de la diode Baritt en fonction de la fréquence. Contrairement au modèle numérique, on constate un écart sensible entre valeurs mesurées et prédictions théoriques tant au point de vue fréquence de fonctionnement que pour l'amplitude de la résistance négative. Le désaccord de la bande de fréquences dans laquelle se manifeste une résistance négative peut s'interpréter en considérant que la vitesse effective des porteurs est inférieure à la valeur à saturation. En effet, le champ électrique et par conséquent la vitesse varient continûment à l'intérieur de la zone de transit. En remplaçant la vitesse de saturation par la valeur moyenne de la vitesse des charges mobiles, il est alors possible de faire coïncider la bande de fréquences d'utilisation.

Cependant, nos résultats expérimentaux nous fournissent des valeurs de résistance négative bien plus importantes que celles données par l'expression II.33 de la résistance R_D . L'origine de cette différence peut être attribuée à l'existence de la zone de modulation de vitesse qui jouxte la zone d'émission. En effet, à la sortie de celle-ci, les porteurs émis ont une vitesse relativement faible qui va s'accroître au fur et à mesure qu'ils pénètrent à l'intérieur de la zone de transit. Une étude précise de cet effet s'avère cependant indispensable afin de mieux comprendre l'influence de la modulation de la vitesse et de préciser les conditions qui permettent de définir la structure optimale.

II.2.5 Modèle analytique à deux vitesses

Pour simuler analytiquement le caractère graduel de la variation de la vitesse des porteurs à l'entrée de la zone de transit, nous avons été amenés à perfectionner le modèle précédent en introduisant deux zones distinctes de longueurs respectives L_1 et L_2 où les porteurs ont des vitesses constantes v_1 et v_2 . Nous négligeons toujours dans ce modèle l'influence de la diffusion.

Dans ces conditions, l'impédance totale de la diode s'obtient en ajoutant à l'expression II.32, le terme représentant l'impédance de la zone où la vitesse est égale à v_2 . Celui-ci s'obtient facilement par intégration du champ électrique donné par l'expression II.29, et en prenant comme condition initiale le champ à la jonction des régions 1 et 2.

$$E_1(L_1) = \frac{J_1}{j\omega\epsilon} - \frac{J_1}{j\omega\epsilon(1+K)} \cdot e^{-j\theta_1} \quad (\text{II.34})$$

On peut alors écrire

$$Z_{t2} = \frac{1}{jC_2\omega} \cdot \left[1 - e^{-j\theta_1} \cdot \frac{(1 - e^{-j\theta_2})}{j\theta_2(1 + jK)} \right] \quad (\text{II.35})$$

$$\text{avec } C_2 = \frac{\epsilon S}{L_2} \quad \text{et } \theta_2 = \frac{\omega L_2}{v_2}$$

En négligeant l'influence de la zone d'émission, on peut alors écrire la résistance négative de la diode sous une forme assez similaire à celle de l'équation II.33.

$$R_D \# \frac{1}{C\omega} \cdot \frac{1}{1+K^2} \cdot \{ \chi(\theta) + K \cdot \mu(\theta) \} \quad (\text{II.36})$$

$$\text{avec } \mu(\theta) = \frac{C}{C_1} \cdot \frac{\sin\theta_1}{\theta_1} + \frac{C}{C_2} \cdot \frac{\sin(\theta_1+\theta_2) - \sin\theta_1}{\theta_2} \quad (\text{II.37})$$

$$\chi(\theta) = \frac{C}{C_1} \cdot \frac{1 - \cos\theta_1}{\theta_1} - \frac{C}{C_2} \cdot \frac{\cos(\theta_1+\theta_2) - \cos\theta_1}{\theta_2} \quad (\text{II.38})$$

On constate que le terme $\chi(\theta)$ nécessairement positif dans le cas du modèle à vitesse constante ($\theta_2 = 0$) peut prendre dans le cas présent (modèle à deux vitesses, $\theta_2 \neq 0$) des valeurs négatives et conduire à une amélioration de la résistance négative comme l'indique l'expression II.36.

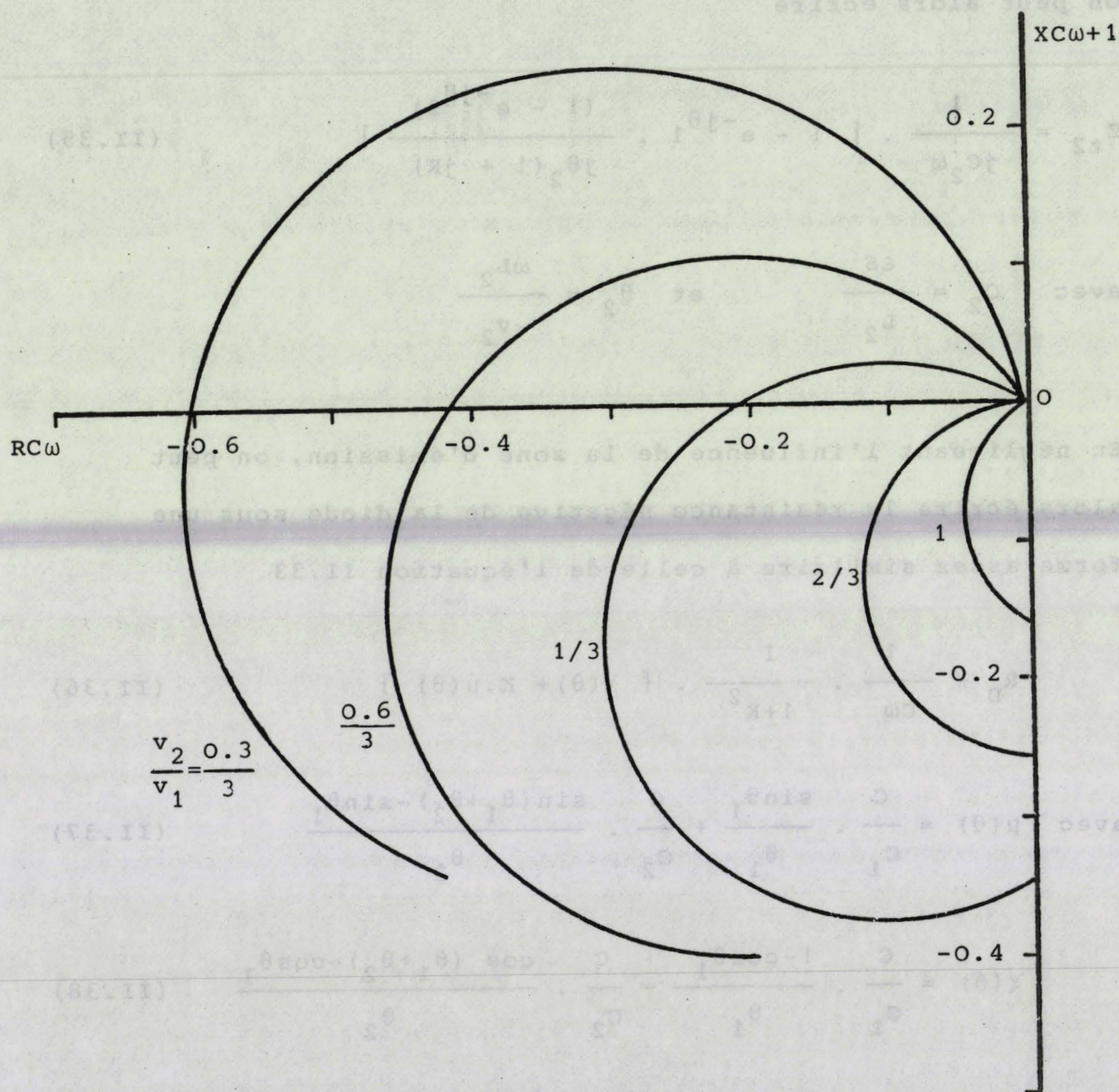


Figure II.10 : Lieu de l'impédance hyperfréquence réduite en fonction du courant (par l'intermédiaire du paramètre K) dans le cas du modèle à deux vitesses

$$L_2/L_1=3 \quad \theta=\frac{5\pi}{3}$$



En effet, nous avons tracé sur la figure II.10, pour différentes valeurs du rapport $\frac{v_1}{v_2}$, l'évolution de l'impédance réduite de la diode RC ω en fonction du courant de polarisation et donc du coefficient K (les longueurs L_1 et L_2 étant choisies dans un rapport 3 et l'angle de transit θ étant toujours égal à $5\pi/3$). On peut constater l'influence primordiale de la présence de cette zone à modulation de vitesse qui se traduit ici par une augmentation importante de la résistance négative quand la vitesse v_1 diminue. Ainsi, la résistance négative peut elle être multipliée dans un rapport 10 quand $v_1/v_2 = 0,1$.

Cependant, la difficulté d'application de cette méthode de traitement réside dans la détermination des paramètres v_1 et L_1 pour une structure donnée. Nous nous limiterons dans cet exposé à une estimation très sommaire de ces grandeurs :

- La vitesse v_1 étant choisie comme la moyenne géométrique de la vitesse de saturation et de la vitesse dans le plan d'injection définie par la relation
$$v_s = \frac{J_0}{ep(0)\mu}$$
- La longueur L_1 étant artificiellement ajustée de façon à faire coïncider avec l'expérience la bande de fréquences dans laquelle se manifeste la résistance négative.

Ces évaluations très approchées permettent de comparer la résistance négative de la diode en fonction de la fréquence avec les résultats expérimentaux (fig II.9).

On constate dans le cas présent, que la courbe théorique est en meilleure harmonie avec les mesures expérimentales. Notons par ailleurs qu'un choix plus précis de ces différents paramètres en fonction de la structure a été proposé par D. DELAGEBEAUDEUF et conduit à une vérification expérimentale plus rigoureuse^[10].

En conclusion, le modèle analytique à deux vitesses bien que très approximatif, permet d'aboutir à des résultats correspondant mieux avec les valeurs expérimentales. De plus, il permet de séparer et ainsi de mettre en évidence les effets fondamentaux et tout particulièrement le rôle de la zone à modulation de vitesse près de la zone d'injection. Sa présence apporte un retard de phase au courant de particules injectées et contribue ainsi à améliorer la résistance négative du dispositif. Par ailleurs, il peut être intéressant de concevoir des structures utilisant cette propriété et les diodes DOVETT que nous avons évoquées dans le premier chapitre répondent à cette proposition.

Remarque

Il nous paraît souhaitable d'ouvrir ici une parenthèse sur le comportement dynamique de la structure à deux vitesses afin de confirmer les avantages observés sur la résistance négative en régime linéaire. Ainsi, dans les relations II.33 et II.36 exprimant la résistance hyperfréquence présentée par la diode Baritt, nous pouvons effectuer un changement de variables transformant le coefficient K

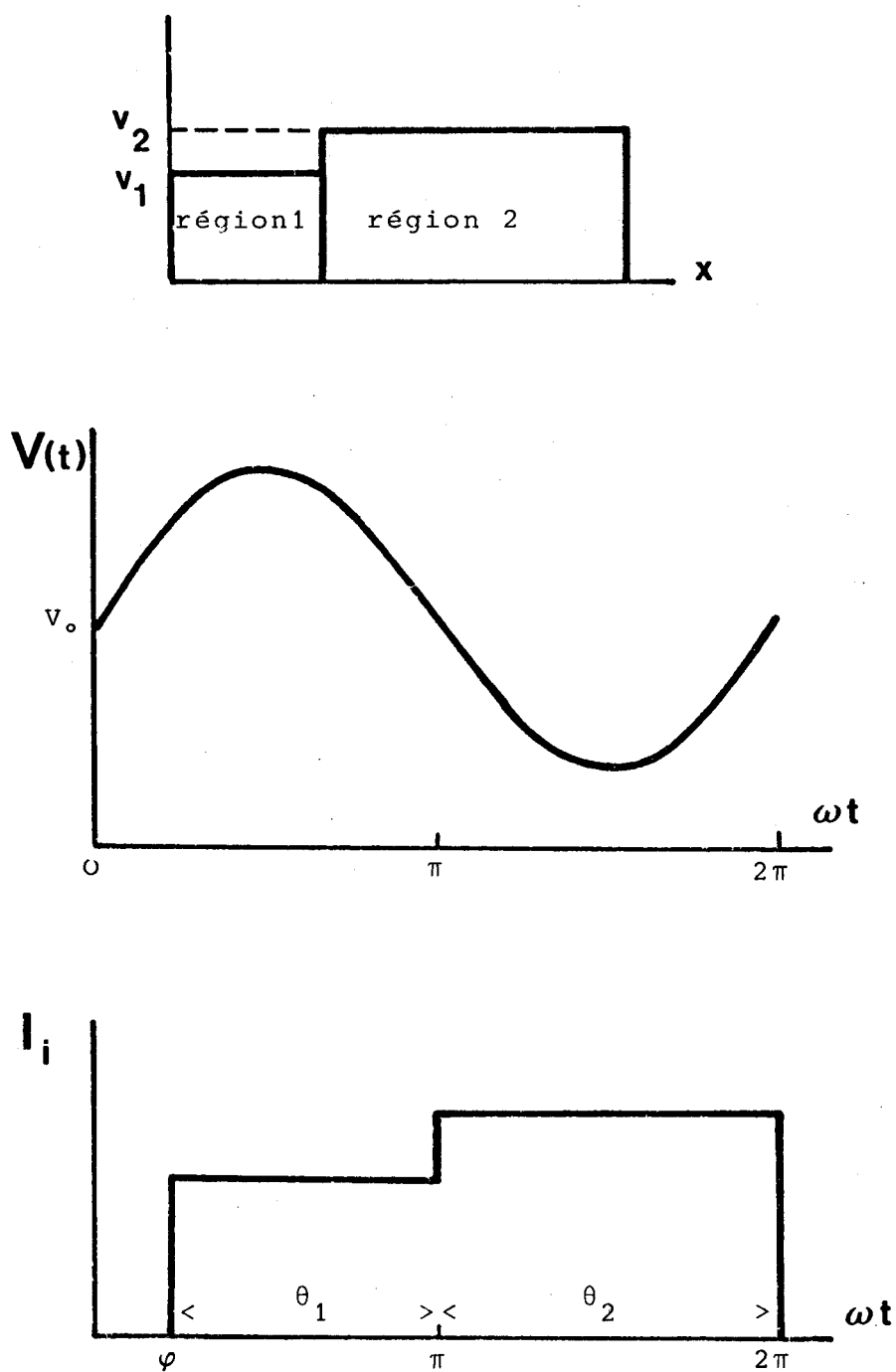


Figure II.11 : Profil de vitesse des porteurs à l'intérieur de la structure et évolution temporelle de la tension totale et du courant de particules induit dans le cas du modèle à deux vitesses.

en un terme trigonométrique $\text{tg } \varphi = K$. Cet angle d'injection φ décrit, comme nous l'avons signalé au chapitre I, le rapport entre le courant de déplacement et le courant de conduction $\text{tg } \varphi = \frac{i_d}{i_c}$ à la sortie de la zone d'injection. Mais le rapport φ/ω représente aussi (en prenant pour origine la tension aux bornes de la diode) l'instant d'émission du pic de porteurs produit par la zone d'émission en régime non linéaire.

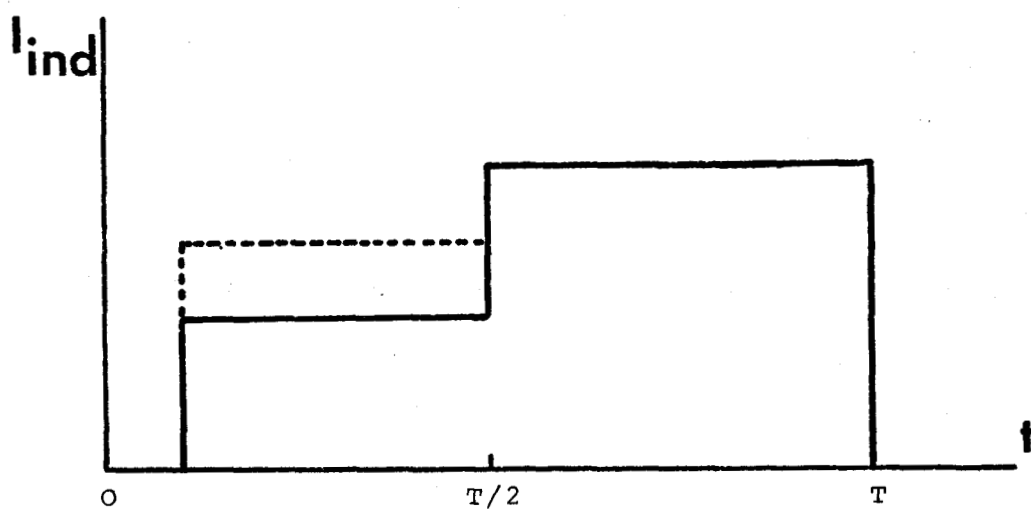
Une illustration du fonctionnement de la diode à émission de champ et temps de transit est donnée sur la figure II.11, et à partir de cette courbe on peut supputer que les performances optimales de la diode Baritt en régime non linéaire seront obtenues quand l'angle de transit dans la zone à vitesse limite v_2 correspondra à la demi-période. En effet, durant cet intervalle, la tension hyperfréquence et le courant sont en opposition de phase et il y a génération de puissance.

$$\theta_2 = \pi$$

On en déduit $\varphi + \theta_1 = \pi$

L'expression de la résistance négative en régime linéaire s'écrit alors

$$R_{D \text{ Max}} = \frac{\cos \varphi \cdot \{v_1 (1 + \cos \varphi) - 2v_2\}}{S\omega^2 \epsilon} \quad (\text{II.39})$$



Schématisation de l'évolution temporelle du courant induit dans le cas d'une structure Baritt à trous (—) et à électrons (----).

Cette résistance atteint sa valeur maximale en fonction du courant de polarisation lorsque la condition $\cos \varphi = \frac{v_2}{v_1} - \frac{1}{2}$ est vérifiée. On peut noter que plus la vitesse v_1 est faible, plus l'angle d'injection optimal φ diminue, ce qui implique que le courant de fonctionnement peut être alors plus élevé. En conséquence, l'existence de la modulation de la vitesse des porteurs à l'entrée de la zone de transit, si elle permet d'améliorer sensiblement la résistance négative de la structure, laisse également espérer des courants de fonctionnement et par conséquent des puissances d'oscillation nettement supérieurs.

II.2.6 Principaux résultats obtenus

II.2.6.1 Influence du type du semiconducteur utilisé

L'expression simplifiée de l'impédance de la diode Baritt déduite du modèle à vitesse saturée ne permet pas de différencier et donc d'analyser l'intérêt du type du semiconducteur utilisé Si n ou Si p, le paramètre σ_1 étant indépendant de la nature des porteurs (fig II.6). Par contre, des indications peuvent être fournies à partir du modèle analytique à deux vitesses. En effet, compte tenu des mobilités différentes des électrons et des trous, le diagramme temporel du courant induit est alors celui représenté ci-contre.

1°/ Si la seconde zone est sensiblement la même dans les deux cas, la première se trouve très différente et la

vitesse v_1 sera plus faible dans le cas des trous pour un même profil de champ électrique.

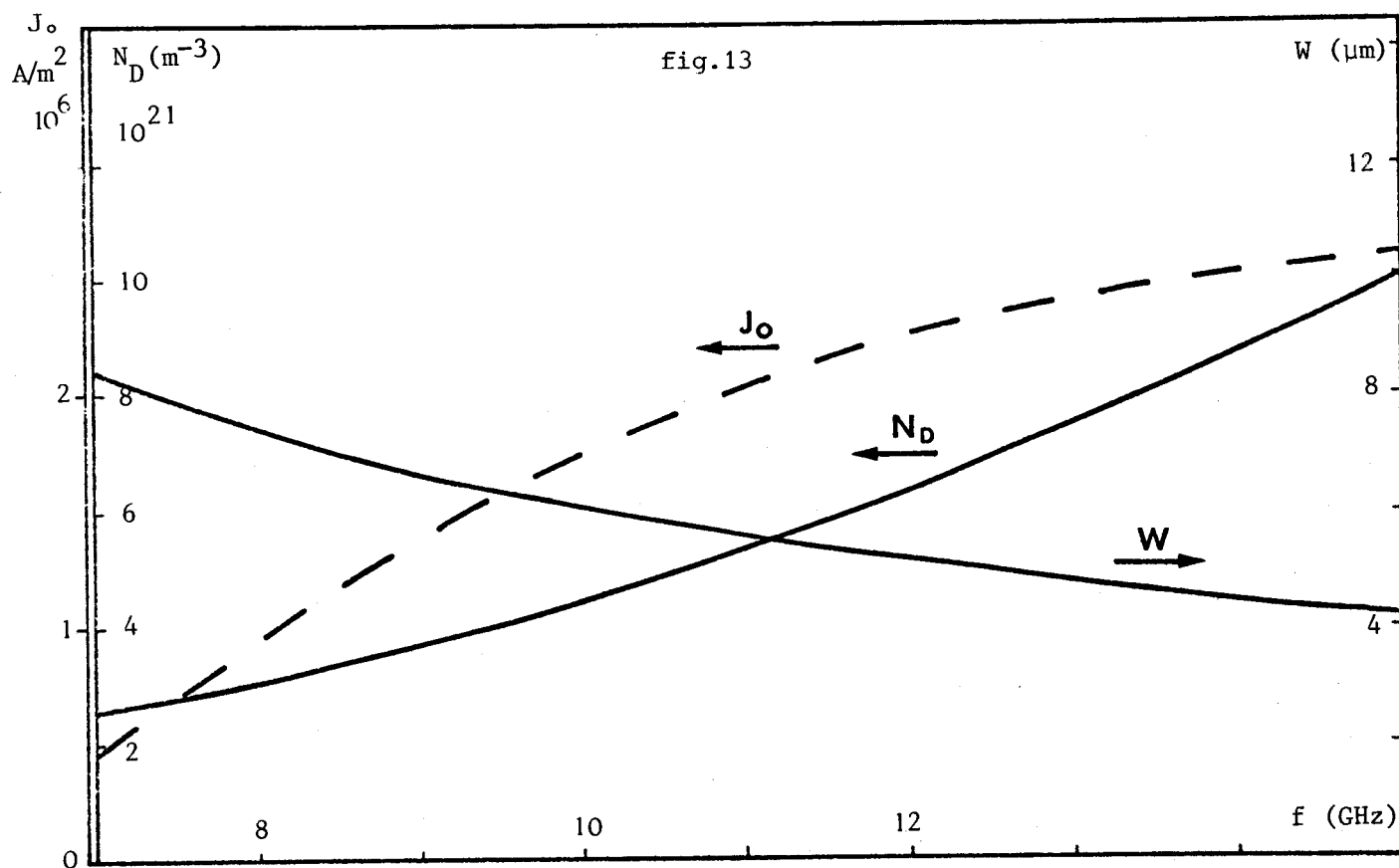
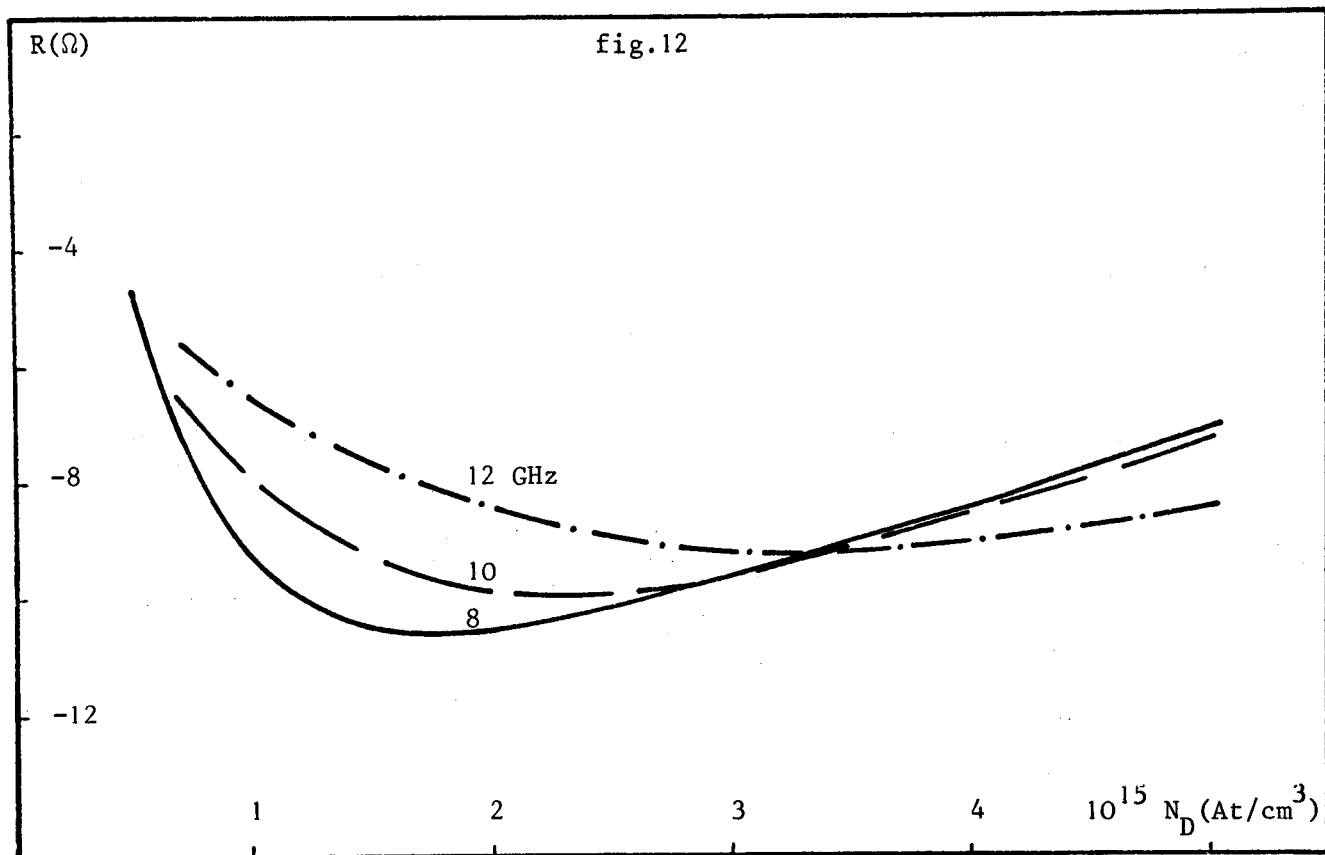
2°/ Par ailleurs, l'influence du phénomène de diffusion qui se manifeste par un élargissement du paquet de porteurs est nettement plus importante dans le cas des électrons. En conséquence, la structure de type $P^+ N P^+$ où les charges mobiles sont les trous est préférable à la structure $N^+ P N^+$, ceci en vue d'obtenir une résistance négative en régime linéaire la meilleure possible.

II.2.6.2 Influence du profil de concentration

L'étude de l'influence de la concentration en impuretés dans la zone centrale de la diode Baritt est assez délicate à réaliser à partir d'un modèle analytique simplifié. En effet, il est difficile de tenir compte de l'influence des charges mobiles sur le profil de champ électrique en particulier pour les faibles concentrations. De plus, deux effets antagonistes ont tendance à se neutraliser :

- Une diminution de la vitesse des porteurs ou l'extension de la zone de mobilité pour les faibles concentrations en impuretés qui sont favorables pour la résistance négative.
- Une importance croissante du phénomène de diffusion dans la zone de transit quand le dopage est faible. Le traitement numérique, par sa plus grande précision, se révèle par conséquent indispensable dans ce cas.

Sur la figure II.12, nous avons tracé la valeur optimale de la grandeur $RC\omega$ en fonction du dopage N_D



Figures II.12 et II.13 : Résistance négative optimale d'une structure $P^+ N P^+$ (fig.12) et conditions de fonctionnement correspondantes (fig.13).

pour différentes fréquences. On peut noter que l'optimisation de la résistance en régime linéaire en fonction de la concentration en impuretés n'est pas critique à condition que le choix de la longueur de la diode s'avère adéquat. Des considérations pratiques nous amèneront à surestimer légèrement le dopage N_D de façon à accroître l'excursion de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode et par conséquent à améliorer la puissance d'oscillation du dispositif.

II.2.6.3 Influence de la fréquence

L'étude analytique précédente nous a permis de constater (fig II.8) que la bande de fréquences dans laquelle se manifeste une résistance négative est relativement restreinte pour le dispositif Baritt. Aussi sera-t-il nécessaire de choisir avec précision de façon coordonnée les différents paramètres de la structure, longueur et dopage, et le courant de fonctionnement de façon à faire fonctionner la diode dans un large spectre de fréquences. Sur la figure II.13, nous avons rassemblé les caractéristiques de la structure Baritt de profil uniforme ainsi que les conditions de fonctionnement permettant d'obtenir en bande X les meilleures performances pour la résistance négative. On peut constater que la concentration en impuretés N_D optimale augmente quand la fréquence croît et il en est de même pour le courant de polarisation.

f	δ	K	θ	$R_T C_T \omega$
GHz	μm		radian	
10	0	0.58	5.24	- 4.77 10^{-2}
10	0.2	0.52	5.19	- 3.71 10^{-2}
40	0	0.58	5.24	- 4.77 10^{-2}
40	0.1	0.44	5.13	- 2.75 10^{-2}
40	0.2	0.28	4.98	- 1.21 10^{-2}

Tableau II.1 :

Conditions optimales pour la résistance négative totale de la diode Baritt ($v_s = 10^7$ cm/s)

C_T capacité totale de la diode



Pour des fréquences nettement plus élevées correspondant à la gamme des ondes millimétriques, l'étude analytique nous apporte également des renseignements importants. Ainsi, les dimensions des zones d'émission et de transit deviennent comparables et il est nécessaire alors de limiter au maximum l'influence de la zone d'injection. A cette fin, on pourra augmenter le plus possible la concentration en impuretés. Mais ceci nous conduira à réaliser une structure de profil différencié $P^+ N \delta P^+$ de façon à éviter les phénomènes parasites tels que l'ionisation par choc des porteurs dans la zone où le champ électrique est le plus élevé. Par ailleurs, des impératifs technologiques pour la réalisation de la zone N vont limiter la diminution de la largeur de la zone d'émission et une valeur minimale de δ estimée à $0.1 \mu m$ conduit à une fréquence maximale de fonctionnement de la diode Baritt égale à 90 GHz, fréquence pour laquelle la résistance négative s'annule.

Par ailleurs, le modèle analytique permet de mettre en évidence l'influence de la largeur δ sur les conditions nécessaires pour obtenir des valeurs optimales de résistance négative de la diode. On peut noter dans le tableau ci-contre :

- une diminution de la résistance négative avec la largeur δ qui présente un caractère particulièrement dramatique aux fréquences millimétriques.
- une diminution de la valeur du courant continu optimum
- une légère variation de l'angle de transit optimal.

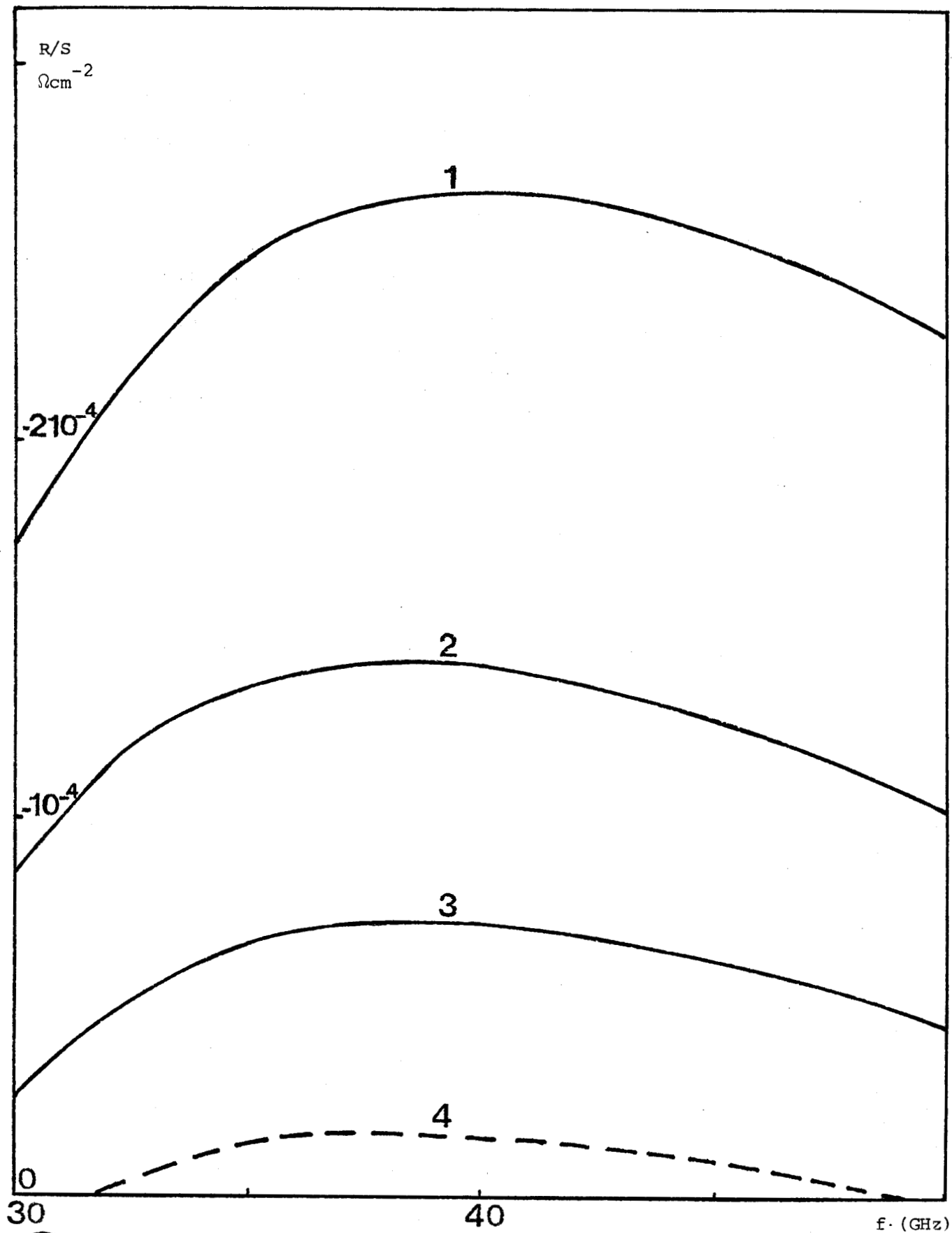


Figure II.14 : Résistance analytique en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la mobilité différentielle négative 1 ($\mu_d = 2200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ; 2 (1050) ; 3 (480) ; 4 (O:silicium).

Enfin, la résistance de la zone d'émission évoluant en fonction de la fréquence comme le rapport $\frac{k}{Sf}$ et celle de la zone de transit comme $\frac{k'}{Sf^2}$, cette dernière diminue donc beaucoup plus rapidement avec la fréquence. En pratique, pour une étude dans un large spectre de fréquences, un calcul simple dans les conditions optimales de fonctionnement ($\theta = \frac{5\pi}{3}$ $K = \sqrt{3}$), montre que la résistance totale de la diode sera maximale si la surface évolue avec la fréquence comme le rapport $\frac{1}{f^{2,7}}$.

II.2.6.4 Influence du matériau

L'examen de l'expression générale II.31 de l'impédance de la diode met en lumière l'influence de la dépendance de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique. En fait, dans le cas où cette caractéristique présente une zone à mobilité différentielle négative, une amélioration substantielle de la résistance peut alors être obtenue comme le montre la figure II.14 où sont portées les valeurs théoriques de la résistance négative des diodes Baritt Silicium et AsGa en fonction de la fréquence avec pour paramètre la mobilité μ_d . Si l'on suppose donc le champ électrique constant à l'intérieur de la diode et situé dans la zone correspondant à la mobilité différentielle négative, la résistance linéaire peut alors être multipliée par un facteur allant jusque 15 selon l'amplitude de cette mobilité.

Ainsi, dans le cas de matériaux tels que l'AsGa et l'InP, on pourra avec des conditions convenables, utiliser avantageusement cette propriété et améliorer sensiblement la résistance négative présentée par la diode Baritt.

CONCLUSION

En conclusion, une étude préliminaire de la diode Baritt en régime statique nous a permis de définir deux grandeurs fondamentales : la conductivité d'injection et la largeur de la zone d'émission, et de préciser leurs évolutions en fonction du dopage de la structure et du courant de polarisation. Ces résultats ont été mis à profit dans une étude du fonctionnement en régime faible signal. Ainsi, différents modèles analytiques et numérique, basés sur une structure à deux zones -zone d'émission et zone de transit- nous ont permis :

- de montrer l'existence d'une résistance négative générée par le dispositif Baritt et de définir les conditions d'obtention de la résistance optimale
- de mettre en valeur le rôle déterminant de la vitesse des porteurs de charge. En effet, une exaltation de la résistance peut advenir notamment dans le cas où la valeur de la vitesse prise par les porteurs est faible à la sortie de la zone d'émission ou encore si la caractéristique vitesse-champ électrique présente une zone de mobilité différentielle négative.

- de soulever enfin les problèmes relatifs à la faible valeur de la résistance négative tant au niveau des circuits d'adaptation que pour une utilisation aux fréquences élevées.

Ainsi, cette étude du comportement hyperfréquence de la diode Baritt en régime linéaire, qui a souligné le rôle respectif des phénomènes d'injection et de transport des charges, nous servira de support physique à l'étude numérique en régime fort signal que nous abordons maintenant.

REFERENCES

- [1] P.A. ROLLAND, E. CONSTANT, G. SALMER, R. FAUQUEMBERGUE
"Frequency limitation of AsGa transferred-electron devices : Influence of operating d.c and r.f field values".
Electron. Lett., Vol. 15, n° 13, pp. 373-374, June 1979.
- [2] C. CANALY, G. MAJNI, R. MINDER and G. OTTAVIANI
"Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature".
I.E.E.E. Trans. ED 22, pp. 1045-1047, Nov. 1975.
- [3] J. ZIMMERMANN, S. BONFILS, Y. LEROY and E. CONSTANT
"Hot electron diffusion noise in n-silicon using a radiometric method in the X band region".
Appl. Phys. Lett., Vol. 30, pp. 245-247, 1977.
- [4] H.W. THIM
"Computer study of bulk GaAs devices with random one dimensional doping fluctuations".
J. Appl. Phys., Vol. 39, n° 8, pp. 3897-3904, July 1968.
- [5] B. KALLBACK
"Noise performance of gallium-arsenide and indium-phosphide injection - limited diodes".
Electron. Lett., Vol. 9, n° 1, pp. 11-12, Jan. 1973.
- [6] A. KASZYNSKI
"Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monte Carlo : application à l'arséniure de gallium de type N".
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Juil. 1979.

- [7] D. MEIGNANT
 "Amplification hyperfréquence faible bruit à diodes à injection thermoïonique et temps de transit".
Thèse de 3° cycle, Lille, 1975.
- [8] G.T. WRIGHT and N.B. SULTAN
 "Small-signal design theory and experiment for the punch-through injection transit-time oscillator".
Solid-State Electron., Vol. 16, pp. 535-544, 1973.
- [9] T.G. VAN DE ROER
 "On the small-signal properties of punch-through diodes".
European Microwave Conference Proceedings, Brussels, 1973.
- [10] D. DELAGEBEAUDEUF
 "Amplification hyperfréquence faible niveau à faible bruit à l'aide de diodes à injection thermoïonique"
Contrat DGRST n° 73.7.1465, Oct. 1974.

CHAPITRE III

III ETUDE DU COMPORTEMENT DE LA DIODE

BARITT EN REGIME DYNAMIQUE

INTRODUCTION

L'étude numérique du comportement de la diode Baritt en régime grand signal comporte trois étapes distinctes. La première vise à analyser l'influence des phénomènes physiques de base qui interviennent dans le fonctionnement de la diode :

- mécanisme d'injection des porteurs
- déplacement des charges sous l'effet du champ électrique (mobilité)
- déplacement des charges par diffusion,

La seconde partie est plus particulièrement axée sur l'évolution des propriétés dynamiques de la structure semiconductrice en fonction de la fréquence du signal mais aussi de l'amplitude de celui-ci et des conditions de fonctionnement. Une analyse exhaustive de l'influence des paramètres caractéristiques du profil de dopage et du matériau permet de mettre en évidence les limitations fondamentales des performances hyperfréquences de la diode Baritt.

La troisième partie constitue une étude prospective des avantages que pourrait entraîner l'utilisation de matériaux tels que l'AsGa ou l'InP.

Pour mener à terme une simulation du composant Baritt que l'on veut la plus exacte possible, un traitement sur ordinateur s'avère nécessaire vu la complexité des phénomènes mis en jeu : comportement dynamique de la zone d'émission, interdépendance spatiale et temporelle des grandeurs physiques et notamment de la vitesse et de la diffusion des porteurs. Le choix de la méthode de résolution numérique a été guidé par le souci que nous avons eu de concilier la précision des résultats et la rapidité du calcul. Le principe utilisé est inspiré des travaux de MIRCEA^[1] et de PRIBETICH^[2] et la méthode de simulation a été adaptée au traitement de notre problème.

III.1 METHODE DE SIMULATION NUMERIQUE

III.1.1 Hypothèses

Certaines hypothèses simplificatrices utilisées dans le traitement numérique ont été énoncées et discutées dans l'étude du régime petit signal :

- La structure est unidimensionnelle
- Le modèle ne comporte qu'un seul type de porteurs
- Les phénomènes de génération et recombinaison sont supposés négligeables.

De plus, nous considérons dans cette étude temporelle que la vitesse des charges mobiles et le coefficient de diffusion sont des fonctions instantanées de l'amplitude du

champ électrique. Or, quand la période de l'oscillation devient comparable aux temps de relaxation caractéristiques de la dynamique des porteurs de charge, les expressions de la vitesse peuvent dans certains cas s'avérer inexactes. Aussi, nous consacrerons à la fin de ce chapitre, un paragraphe à la discussion de la validité de cette hypothèse suivant le type de matériau semiconducteur utilisé et la fréquence de mesure.

III.1.2 Equations de base

Les équations fondamentales régissant le comportement du dispositif s'écrivent alors :

- Equation de conservation de la densité de courant

$$J_T(t) = q.p(x,t).v[E(x,t)] - q.D[E(x,t)].\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + \epsilon.\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (III.1)$$

- Equation de Poisson

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} [N_D(x) - N_A(x) + p(x,t)] \quad (III.2)$$

En éliminant $p(x,t)$ entre (III.1) et (III.2), nous obtenons une équation différentielle non linéaire du second ordre où la seule inconnue est le champ électrique $E(x,t)$.

$$\epsilon \cdot D(E) \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \epsilon \cdot v(E) \cdot \frac{\partial E}{\partial x} - \epsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t} = \quad (III.3)$$

$$= - J_T - \epsilon \cdot v(E) \cdot (N_D - N_A) + \epsilon \cdot D(E) \cdot \frac{\partial (N_D - N_A)}{\partial x}$$

Nous pourrions résoudre cette équation, en supposant connue l'évolution temporelle de la densité du courant total circulant dans la diode $J_T(t)$ qui sera la grandeur d'entrée du calcul. Les caractéristiques intrinsèques du matériau qui interviennent dans l'équation (III.3) sont la vitesse des porteurs $v(E)$ et le coefficient de diffusion $D(E)$: l'évolution de ces paramètres en fonction du champ électrique est traduite par les expressions analytiques indiquées au chapitre précédent (II 4-5).

III.1.3 Algorithme du calcul

Pour résoudre numériquement l'équation précédente, nous effectuons une discrétisation Δx sur l'espace et Δt sur le temps, et transformons les dérivées partielles en différences finies.

Nous obtenons alors

$$E_{i+1}^t \cdot \left[\frac{-\epsilon \cdot v(E_i^t)}{2\Delta x} - \frac{\epsilon \cdot D(E_i^t)}{\Delta x^2} \right] + E_i^t \cdot \left[\frac{2\epsilon \cdot D(E_i^t)}{\Delta x^2} + \frac{\epsilon}{\Delta t} \right] + E_{i-1}^t \cdot \left[\frac{-\epsilon \cdot v(E_i^t)}{2\Delta x} - \frac{\epsilon \cdot D(E_i^t)}{\Delta x^2} \right] = J_T^t + \frac{\epsilon E_i^{t-1}}{\Delta t} - qv(E_i^t)N_{D_i} - qD(E_i^t) \cdot \frac{N_{D_i} - N_{D_{i-1}}}{\Delta x} \quad (III.4)$$

avec la notation suivante : E_i^t représente le champ électrique à l'instant t au point i d'abscisse $x = i.\Delta x$, i variant de 1 à $M - 1$ (M est le nombre total de points sur l'espace).

Pour résoudre ce système de $M - 2$ équations, différentes méthodes numériques sont envisageables et nous avons choisi la méthode de linéarisation. Par le gain important en temps de calcul qu'elle permet, celle-ci se révèle la mieux adaptée, tout au moins pour étudier l'optimisation de la structure de la diode qui est envisagée dans ce travail. Cette méthode de résolution revient à considérer que la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion peuvent être pris à l'instant antérieur :

$$v(E_i^t) = v(E_i^{t-\Delta t}) \quad D(E_i^t) = D(E_i^{t-\Delta t}) \quad (\text{III.5})$$

Le système d'équations linéaires peut alors être mis sous une forme matricielle et résolu par la méthode de CHOLEWSKI^[3] dite du "double balayage". En effet, on peut écrire l'équation III.4 sous la forme

$$\alpha_i E_{i+1}^t + \beta_i E_i^t + \gamma_i E_{i-1}^t = \delta_i \quad (\text{III.6})$$

où les coefficients α_i , β_i , γ_i et δ_i sont connus.

A un instant t fixé, nous calculons les valeurs du champ électrique aux différentes abscisses. Ainsi, en partant de la première équation ($i=1$) on peut exprimer le champ E_1 en fonction de E_2 (E_0 étant défini par la condition aux limites). De façon similaire, la deuxième équation permet de relier E_2 à E_3 et ainsi de suite, on exprime E_i en fonction de E_{i+1} jusqu'à la dernière équation qui permet de déterminer E_M à partir de la connaissance de E_{M+1} (2° condition aux limites). On revient ensuite en arrière en calculant $E_{M-1} \dots E_2 E_1$.

Ce calcul est ainsi répété pour chaque instant t de la période. Cependant, dans le terme δ_i apparaît le champ électrique à l'instant antérieur $E_i^{t-\Delta t}$. A l'instant $t = 0$, il nous faut donc introduire une valeur arbitraire de la carte du champ électrique dans la diode. Celle-ci n'est pas exacte à priori et ceci nous conduira alors à itérer le calcul précédent sur plusieurs périodes de façon à définir la valeur correcte pour le champ électrique.

III.1.4 Critères de stabilité

Notre formulation des équations de transport sous forme d'équations aux différences finies implique pour leur résolution que des conditions de stabilité soient satisfaites. Celles-ci ont été étudiées de façon exhaustive par REISER^[4] et on peut les résumer de la manière suivante :

$$\Delta t \leq \rho \varepsilon \quad \text{temps de relaxation diélectrique} \quad (\text{III.7})$$

$$\Delta t \leq \min \left\{ \frac{\Delta x^2}{2D}, \frac{2D}{v^2} \right\} \quad (\text{III.8})$$

Par ailleurs, une autre considération afférente au choix des intervalles Δx et Δt est celle de la précision du calcul. En effet, il apparaît clairement (III.3) que l'incrément Δx doit dépendre de la distribution des charges ionisées. Dans ce cas, une solution précise est obtenue quand les conditions suivantes ^[5] sont vérifiées :

$$\Delta x \leq \sqrt{D \cdot \tau} \quad \text{longueur de Debye} \quad (\text{III.9})$$

$$\Delta x \leq v \cdot \tau \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{\varepsilon}{e N \mu} \quad (\text{III.10})$$

Les conditions précédentes montrent que l'incrément Δx est inversement proportionnel au dopage ; pour des dopages très élevés, Δx devra être très petit et il peut en résulter un temps calcul important. Cependant, nous avons constaté en pratique que les zones critiques se situent au niveau des transitions $P^+ N$; nous avons préféré allier les critères précision et coût du calcul en utilisant une subdivision du pas Δx uniquement dans les zones où il existe un gradient de dopage important.

A titre d'exemple, pour une diode fonctionnant dans la bande Q , de longueur totale $W = 2.5 \mu m$

et dont le dopage du substrat est limité à 10^{17} At/cm^3 , nous avons pris $\Delta x = 0.03 \text{ } \mu\text{m}$ et $\Delta t = 0.016 \text{ ps}$. La subdivision de Δx étant égal à 5, le temps de calcul est alors approximativement de 5 minutes sur IRIS 80 pour 3 périodes du signal alternatif.

III.1.5 Conditions aux limites

Il nous faut à présent fixer les conditions aux limites et donc choisir les valeurs du champ électrique dans les deux zones extrêmes. Dans ces régions fortement dopées, le champ électrique est suffisamment faible pour que la loi d'Ohm soit respectée et le courant de déplacement négligé. Nous pouvons alors écrire

$$E(0,t) \approx E(W,t) \approx \frac{J_T(t)}{q \cdot N_A \cdot \mu} \quad (\text{III.11})$$

Aux fréquences millimétriques, cette relation reste vraie car les concentrations en impuretés des régions fortement dopées sont en pratique très élevées pour limiter les résistances série : le courant de déplacement y reste toujours beaucoup plus faible que le courant de conduction.

Dans cette expression, le courant total $I_T(t)$ qui constitue la grandeur d'entrée, devra être défini de telle sorte que la tension V_{HF} aux bornes de la diode soit sinusoïdale, ce qui correspond aux conditions habituelles de fonc-

tionnement d'un oscillateur hyperfréquence. En réalité, on observe que cette modalité est pratiquement réalisée pour un courant $I_T(t)$ sinusoïdal ; dans ce cas, le taux d'harmoniques est de l'ordre de quelques pour cent pour les niveaux d'oscillation les plus élevés.

A partir de ces conditions aux limites, pour un régime de fonctionnement $I_T(t)$ donné, on peut définir la configuration spatiale du champ électrique à chaque instant $E(x,t)$ et conséquemment déterminer :

- la répartition temporelle des porteurs dans la structure.
- la tension alternative aux bornes du dispositif semiconducteur.
- les propriétés hyperfréquences du dispositif : impédance de l'échantillon, puissance délivrée et rendement hyperfréquence de la diode.

III.1.6 Validité du modèle théorique

III.1.6.1 Impédance de la diode

A titre de vérification expérimentale du modèle, nous nous proposons ici de comparer les résultats numériques aux valeurs mesurées de l'impédance hyperfréquence de la diode Baritt. Cependant, la simulation numérique ne prend pas en compte les différents éléments parasites tels que la résistance série due à l'encapsulation et l'influence du circuit hyperfréquence.

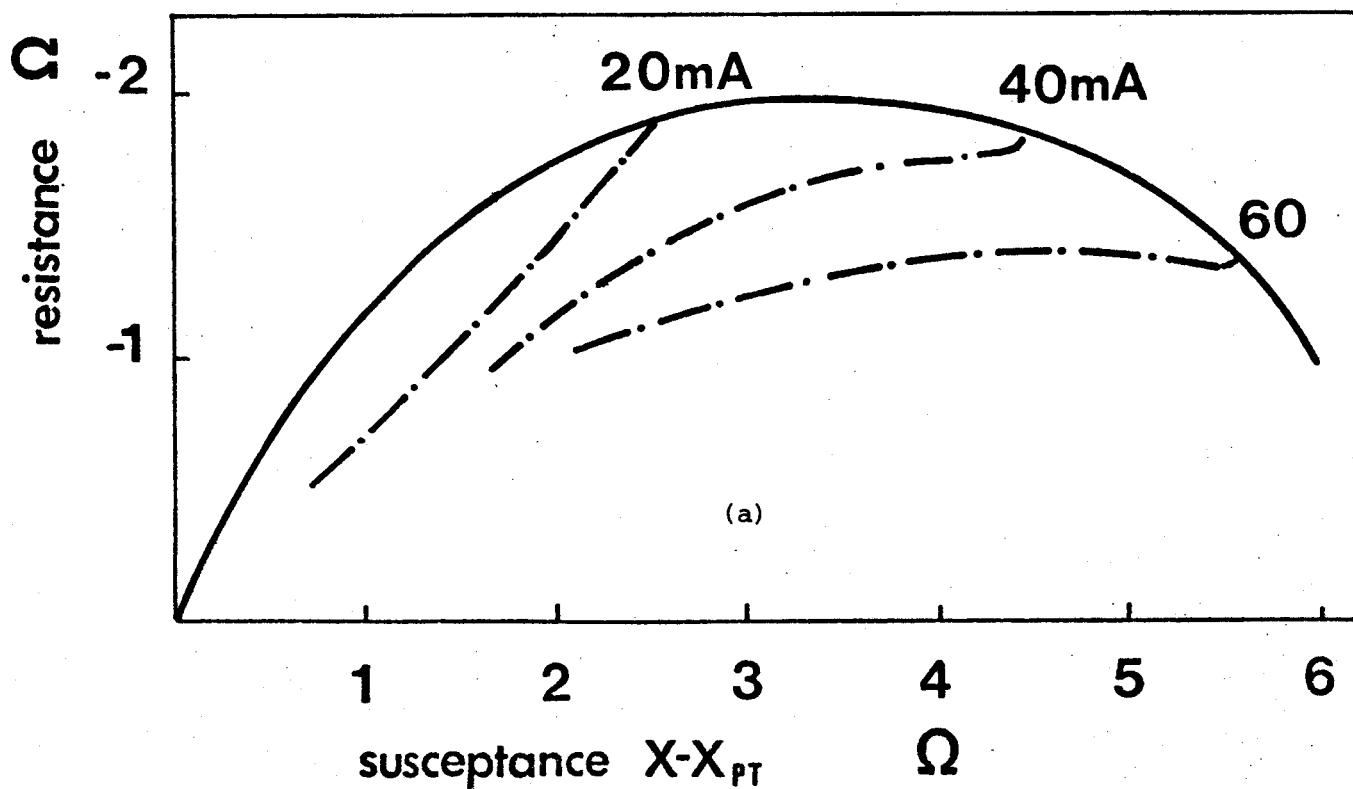
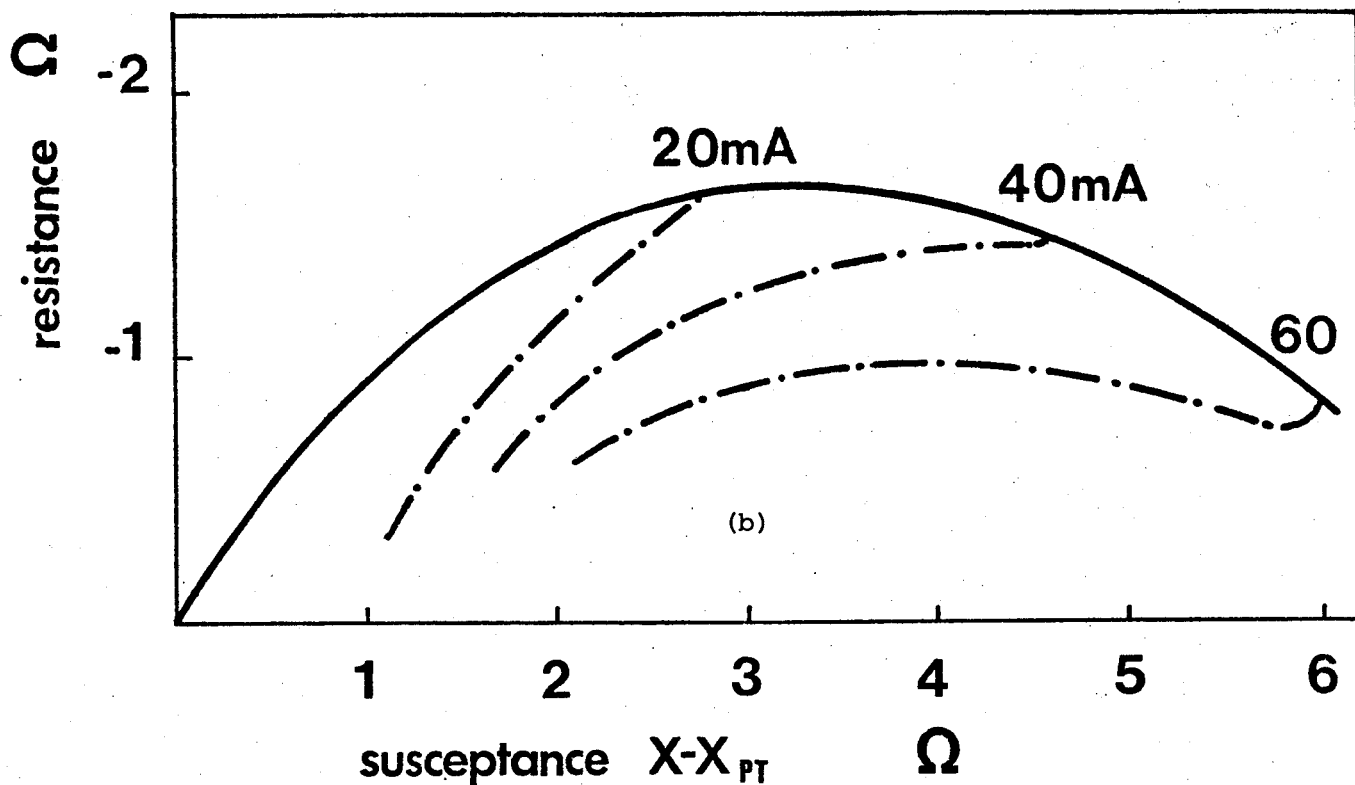


Figure III.1 : Comparaison théorie (b) - expérience (a) des variations de l'impédance d'une diode Baritt $P^+ N \vee P^+$ en fonction du courant de polarisation (—) et du niveau h.f (---·---)

$F=9 \text{ GHz}$ $N_D=6 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $L_D=0.85 \mu\text{m}$
 $N_V=2 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$ $L_V=5.5 \mu\text{m}$



Cette raison nous conduit à utiliser une méthode de mesure relative du coefficient de réflexion. Le référentiel est fourni par la diode elle-même polarisée avant le "perçage", l'étalonnage étant déduit de la connaissance de l'évolution de la capacité de la diode en fonction de la tension de polarisation. Cette expérimentation réalisée à partir d'un analyseur de réseaux permet de visualiser le comportement intrinsèque de la diode Baritt dans ses conditions de fonctionnement^[6].

Sur la figure III.1, la courbe extérieure représente l'évolution en régime faible signal au-delà de la tension de perçage V_{PT} , de la résistance négative présentée par la diode en fonction de la susceptance, pour un courant de polarisation variant de 0 à 60 mA. Quant aux courbes intérieures (en pointillé), elles traduisent l'évolution de l'impédance en fonction du niveau du signal HF pour différents courants de polarisation.

Comme on peut le constater, les résultats numériques (fig III.1b) sont en bonne concordance avec les valeurs expérimentales (fig III.1a). Ainsi, l'expression analytique II.33 de l'impédance linéaire nous a montré que cette impédance décrit un cercle quand le courant I_0 varie ; ce résultat est confirmé ici par l'analyse numérique. Remarquons toutefois une divergence aux forts courants entre valeurs calculées et résultats expérimentaux. Celle-ci a pour origine un échauffement de la pastille semiconductrice dont

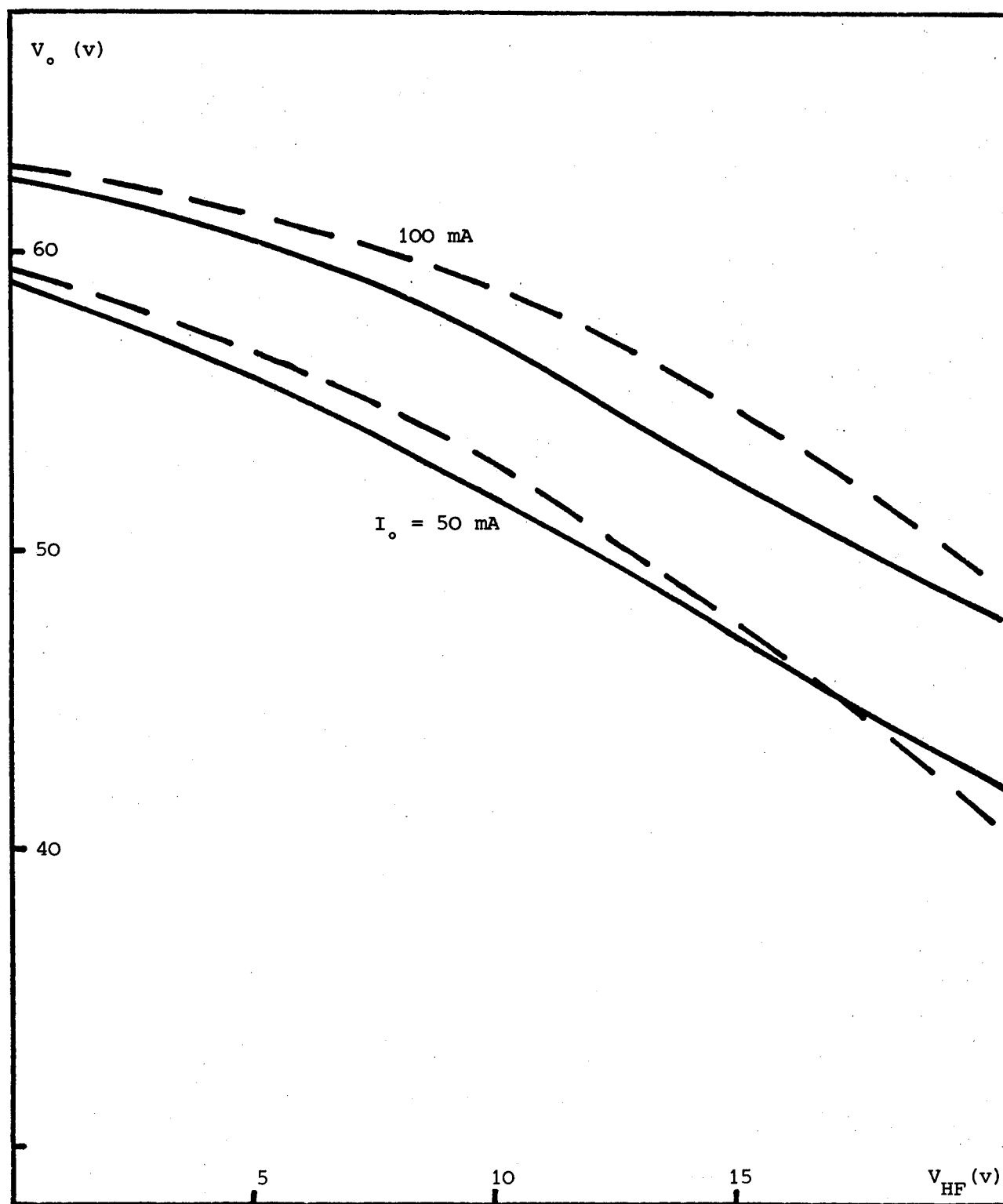


Figure III.2 : Variations théorique (----) et expérimentale (—) de la tension de fonctionnement V_o en fonction de la tension V_{HF} d'une diode $P^+ N V P^+$ bande X pour deux courants de polarisation. $N_D = 6 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $L_D = 1 \mu\text{m}$ $N_V = 2 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$
 $L_V = 5.5 \mu\text{m}$

la conséquence est une variation des paramètres physiques, vitesse et diffusion des porteurs.

En régime non linéaire, le modèle analytique montrerait que les courbes donnant l'évolution de l'impédance dynamique se confondent avec l'enveloppe extérieure (III.3.1.1.3). Dans ce modèle, la variation de l'amplitude du signal hyperfréquence se traduit par une variation du coefficient d'injection K analogue à celle que produit le courant de polarisation. Par contre, le présent modèle numérique qui prend en compte notamment la modulation de la vitesse dans la zone à faible champ électrique et qui simule le comportement de la zone d'émission en régime dynamique donne des prédictions en bon accord avec les mesures expérimentales.

III.1.6.2 Evolution de la tension continue en

----- régime dynamique -----

Une autre expérimentation permettant de valider le modèle de simulation est la comparaison théorie-expérience de l'évolution de la tension continue aux bornes de la diode en fonction du niveau V_{HF} (fig III.2). Sur cette figure, nous pouvons constater tant du point de vue expérimental que théorique, la diminution de la tension V_0 de polarisation en présence de signal h.f pour un courant continu I_0 maintenu constant. Cette décroissance de la tension d'alimentation avec l'amplitude de l'oscillation a

pour origine la non linéarité de la caractéristique d'émission. Nous constatons également une similitude satisfaisante entre les valeurs numériques calculées et les points de mesure.

Ainsi, ces différents résultats relatifs à l'évolution de l'impédance hyperfréquence et de la tension continue aux bornes du dispositif en régime dynamique, montrent que notre simulation sur ordinateur du comportement de la diode Baritt est signifiante aussi bien qualitativement que quantitativement. Après avoir examiné les principaux phénomènes physiques mis en jeu dans cette structure, nous serons alors en mesure de mettre en évidence les limitations fondamentales de la structure et d'entreprendre une étude précise des performances du composant dans une large bande de fréquences et pour différentes structures.

III.2 ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DE LA DIODE BARITT

III.2.1 Introduction

L'étude des performances hyperfréquences constitue l'objectif principal de la simulation numérique de la diode Baritt en régime grand signal que nous avons entreprise. Or, cette analyse peut être menée sous deux aspects différents.

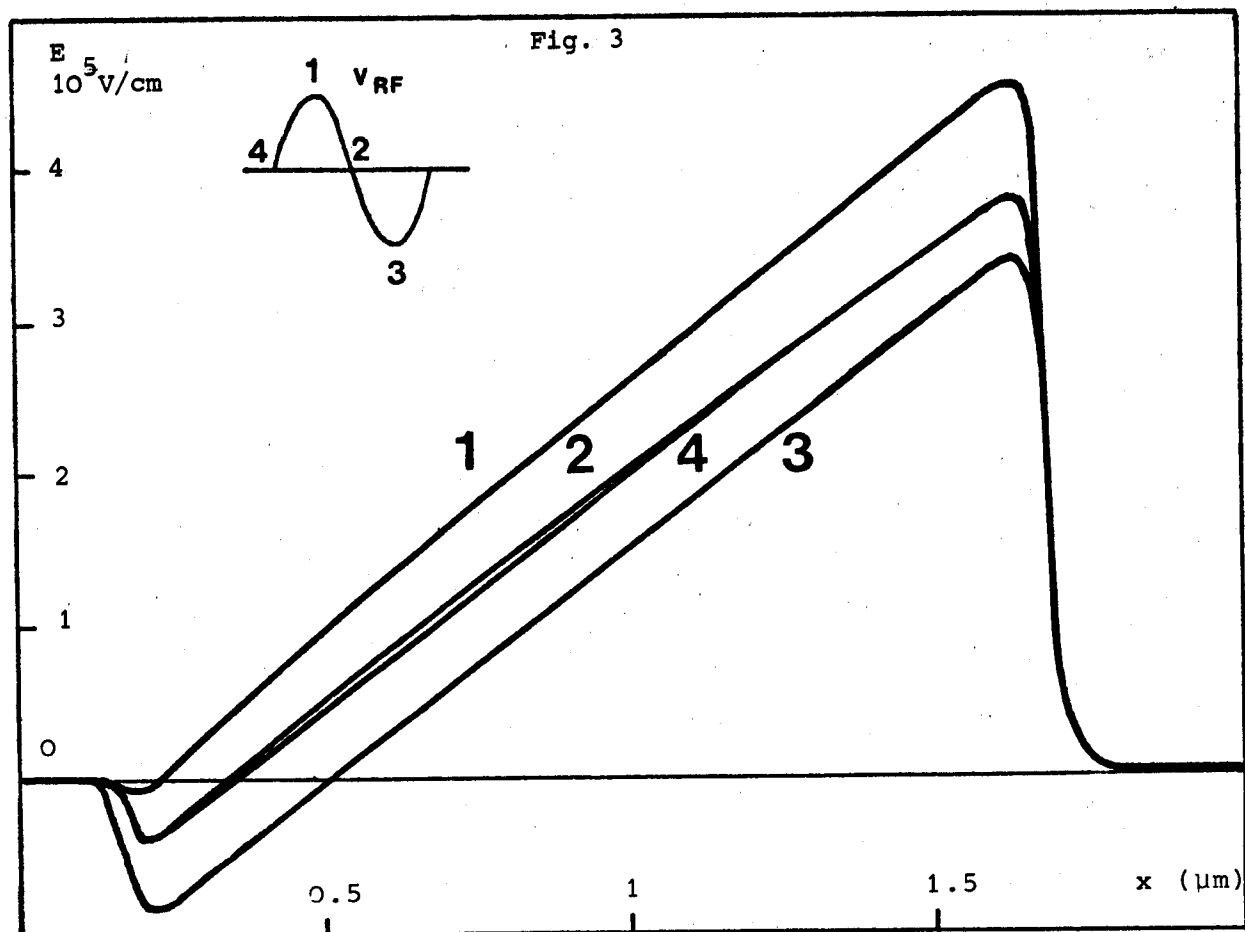
En premier lieu, si l'on considère l'expression de la puissance en fonction de la résistance négative

et de la tension hyperfréquence, on peut remarquer que cette puissance va croître avec le niveau h.f.

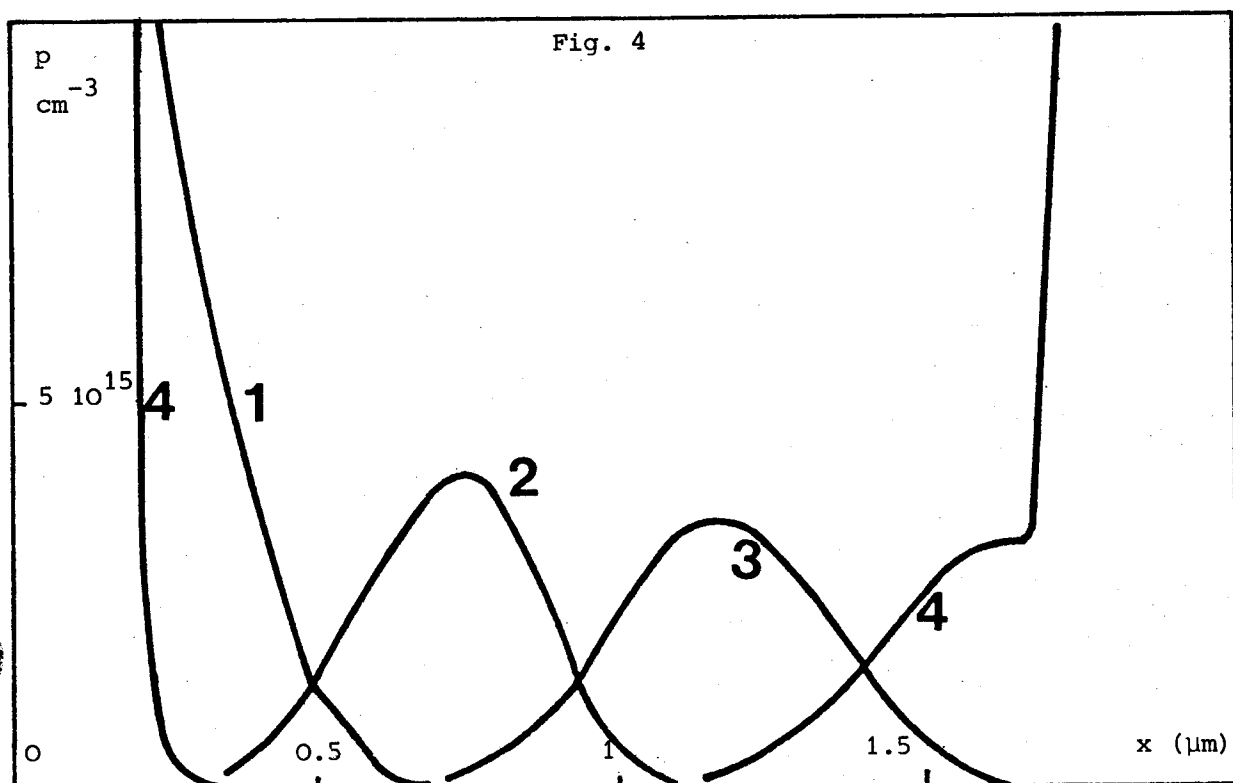
$$P \propto R \cdot \frac{V_{HF}^2}{|X|^2} \quad (III.12)$$

Mais, l'augmentation de l'amplitude V_{HF} s'accompagnant généralement d'une diminution de la résistance négative, il est donc nécessaire d'étudier de façon rigoureuse, l'évolution de l'impédance de la diode en fonction de l'amplitude du signal alternatif appliqué.

Sous un autre point de vue, l'étude schématique du fonctionnement des dispositifs à émission de champ et temps de transit nous a permis de mettre en évidence le rôle spécifique de la structure de la diode. En effet, l'examen des diagrammes temporels du courant induit et de la tension V_{HF} permet de mieux comprendre le bilan énergétique. Ainsi, par exemple dans le cas de la diode Baritt, le courant induit et la tension V_{HF} sont en phase durant la première moitié de la période et il y a alors dissipation d'énergie. Cette dissipation est d'autant plus importante que le courant de polarisation est grand ; si l'on veut obtenir une puissance importante il est par conséquent nécessaire de limiter au maximum ce phénomène. Dans cette perspective, la présente méthode d'analyse du problème de la puissance se révèle particulièrement intéressante, car elle nous montrera le rôle déterminant du phénomène de modulation de vitesse et nous



Figures III.3 & III.4 : Evolution temporelle de la configuration du champ électrique (fig. 3) et de la propagation des charges mobiles (fig. 4) à l'intérieur d'une structure Baritt $P^+ N P^+$
 $f = 40 \text{ GHz}$ $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$



conduira à proposer une structure qui permet de réduire le courant induit et donc la puissance perdue. En conséquence, une étude exhaustive de l'influence des mécanismes de base responsables du fonctionnement de la diode Baritt et des limitations fondamentales se révèle donc nécessaire : elle doit nous permettre de définir les conditions d'utilisation et les structures optimales.

III.2.2 Evolution temporelle des grandeurs

physiques : E , v , J_c , p

III.2.2.1 Description qualitative

Par la visualisation de l'évolution des grandeurs physiques fondamentales, notre simulation numérique se révèle un outil précieux pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans la structure Baritt. Ainsi, on peut tracer la configuration spatio-temporelle du champ électrique (fig III.3) et du paquet de porteurs injectés (fig III.4), au cours d'une période.

Nous pouvons distinguer différentes étapes. A l'instant $T/4$, la tension aux bornes de la diode atteint sa valeur maximale. La hauteur de barrière au niveau de la jonction polarisée en direct est alors minimale et les porteurs sont injectés par effet thermoionique. Le courant de particules est en phase avec la tension, ce qui exprime que l'on se trouve en présence d'une émission instantanée.

Entre les instants $T/4$ et $T/2$, la tension totale V_0 diminue tandis que les porteurs situés près de la zone d'injection sont soumis à un champ électrique faible. Les effets causés par la modulation de la vitesse et par la diffusion sont alors importants. L'injection de nouvelles charges devient maintenant totalement négligeable.

A l'instant $\frac{3T}{4}$, le champ électrique dans la diode atteint partout sa valeur minimale et la largeur de la zone en direct sa valeur la plus grande. Les charges mobiles sont situées approximativement au milieu de la zone active et se dirigent vers l'anode avec une vitesse proche de la vitesse de saturation. Les premières charges émises vont maintenant atteindre le collecteur et cette situation va se poursuivre jusqu'à l'instant T où la majorité de ces charges seront collectées. La tension aux bornes de la diode est alors sensiblement égale à sa valeur moyenne.

De l'instant 0 à $T/4$, la tension s'élève et la valeur absolue du champ électrique, négatif dans la zone d'émission, diminue alors fortement. Les premières charges sont de nouveau émises et le cycle précédent peut reprendre.

Cette visualisation chronologique du comportement dynamique des grandeurs physiques à l'intérieur de la structure Baritt, révèle l'importance primordiale de différents mécanismes de base et amène différents commentaires sur l'évolution du champ électrique et la propagation du paquet de porteurs injectés.

III.2.2.2 Commentaires sur les évolutions du

champ $E(x,t)$ et de la vitesse $v(x,t)$

L'examen de la figure III.3 conduit à une première observation. En effet, on peut distinguer d'après l'évolution spatiale du champ électrique, trois régions caractérisées par des comportements différents :

- une zone d'émission à l'intérieur de laquelle le champ électrique est négatif, où se produit fondamentalement le phénomène d'émission du paquet de porteurs
- une zone de mobilité dont la caractéristique principale est la dépendance de la vitesse des charges mobiles avec l'amplitude du champ électrique. Cette région joue un rôle déterminant dans le bilan énergétique, comme le suggère le diagramme représentant le courant induit au cours d'une période
- enfin, une zone de transit où le champ électrique est élevé, et où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite.

Cependant, on constate facilement que cette division de la partie active de la diode Baritt n'est pas figée au cours du temps et qu'au contraire, les dimensions de chacune des régions évoluent de façon importante.

Ainsi, la largeur de la zone d'émission varie au rythme du signal hyperfréquence appliqué et l'ampleur de cette évolution est d'autant plus grande que le niveau alternatif est important.

En outre, la largeur moyenne de la zone d'émission croît avec le niveau h.f à courant moyen constant. Cette évolution s'explique aisément en prenant en compte le caractère violemment non linéaire de l'injection (cf. III.2.3.1.1).

En ce qui concerne la zone de transit, deux phénomènes peuvent se manifester pour les niveaux h.f les plus élevés :

- aux valeurs minimales de la tension alternative, dans une partie importante de la diode, les porteurs peuvent se trouver en régime de mobilité. Cet effet sera particulièrement important si le champ électrique statique est constant dans la zone de transit.
- aux valeurs maximales de la tension, un risque d'ionisation par choc peut se présenter pour les champs électriques suffisamment élevés.

III.2.2.3 Commentaires sur l'évolution de la densité

spatiale de porteurs $n(x,t)$ et celle du courant injecté

La connaissance du champ électrique instantané à l'intérieur de la structure permet par dérivation, d'accéder à la répartition des charges mobiles et donc de visualiser la propagation de ce "paquet" de porteurs au cours d'une période.

En premier lieu, on peut constater sur la figure III.4, que le paquet de porteurs prend effectivement naissance dans la zone d'émission pour les valeurs de la tension V_{HF} les plus élevées.

Par ailleurs, les charges nouvellement émises sont soumises à l'action d'un champ électrique relativement faible et se déplacent à travers la zone de mobilité avec une vitesse de déplacement réduite. Le temps de propagation peut alors être relativement long.

Enfin, les effets combinés de la modulation de vitesse et du phénomène de diffusion se manifestent par un élargissement du paquet de porteurs comme l'indique la figure III.4 dans le cas du silicium, ou à l'opposé par un rétrécissement de ce paquet dans le cas de l'arséniure de gallium avec des conditions parfaitement appropriées que nous étudierons ultérieurement.

III.2.3 Influence des paramètres physiques et mise en évidence des limitations

III.2.3.1 Zone d'injection

III.2.3.1.1 Mise en évidence de la non linéarité de l'injection

La détermination du profil de champ électrique à l'intérieur de la structure permet d'accéder par intégration à la tension et notamment à celle de la zone d'émission V_e . Il nous paraît alors intéressant de relier celle-ci au courant d'émission, afin de comparer cette dépendance à celle donnée par l'expression classique du courant thermoionique d'une jonction polarisée en direct.

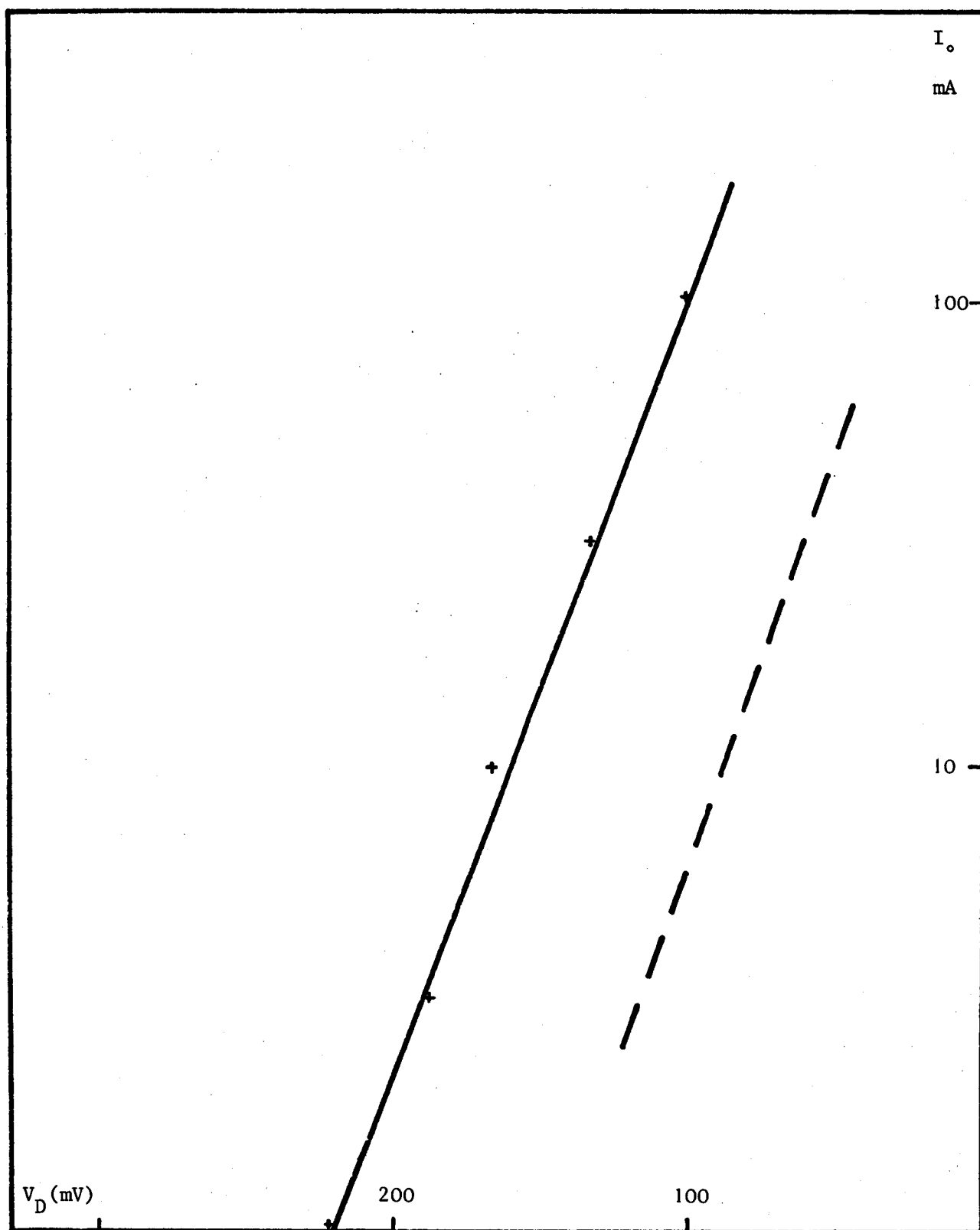


Figure III.5 : Caractéristique d'émission en régime quasi statique donnant le courant continu I_0 en fonction de la hauteur de barrière V_0 de la jonction en direct d'une diode Baritt $N^+ P N^+$ $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ (---- loi d'injection thermoionique).



Dans un premier temps, nous allons établir cette relation $I_o = f(V_e)$ pour un fonctionnement quasi statique, en réduisant au maximum l'ondulation du signal h.f appliqué. Une décomposition en série de Fourier de la tension V_e correspondant à la zone où le champ électrique est négatif, permet alors de tracer le courant continu I_o en fonction de la tension continue V_{e0} aux bornes de la zone d'émission. La figure III.5 tracée en coordonnées semi-logarithmiques, nous montre que l'évolution du courant est bien de type exponentiel, au moins dans la gamme de courants utilisés et que la pente de la courbe est en accord avec l'expression communément admise

$$I = I_s \exp \frac{eV}{kT} \quad (\text{III.13})$$

Ce traitement permet aussi de fournir des indications sur l'évolution du mécanisme d'injection de porteurs en régime dynamique. Ainsi, la non linéarité du processus d'émission va se traduire par deux types de conséquences :

- En ce qui concerne la zone d'émission proprement dite, quand l'amplitude du signal hyperfréquence croît, le nombre de porteurs injectés a tendance à augmenter et donc la valeur moyenne du courant à croître. Si le courant de polarisation reste constant, ce qui correspond aux conditions expérimentales, la hauteur de barrière de la zone en direct doit augmenter et il en est de même de la tension moyenne V_{e0} .

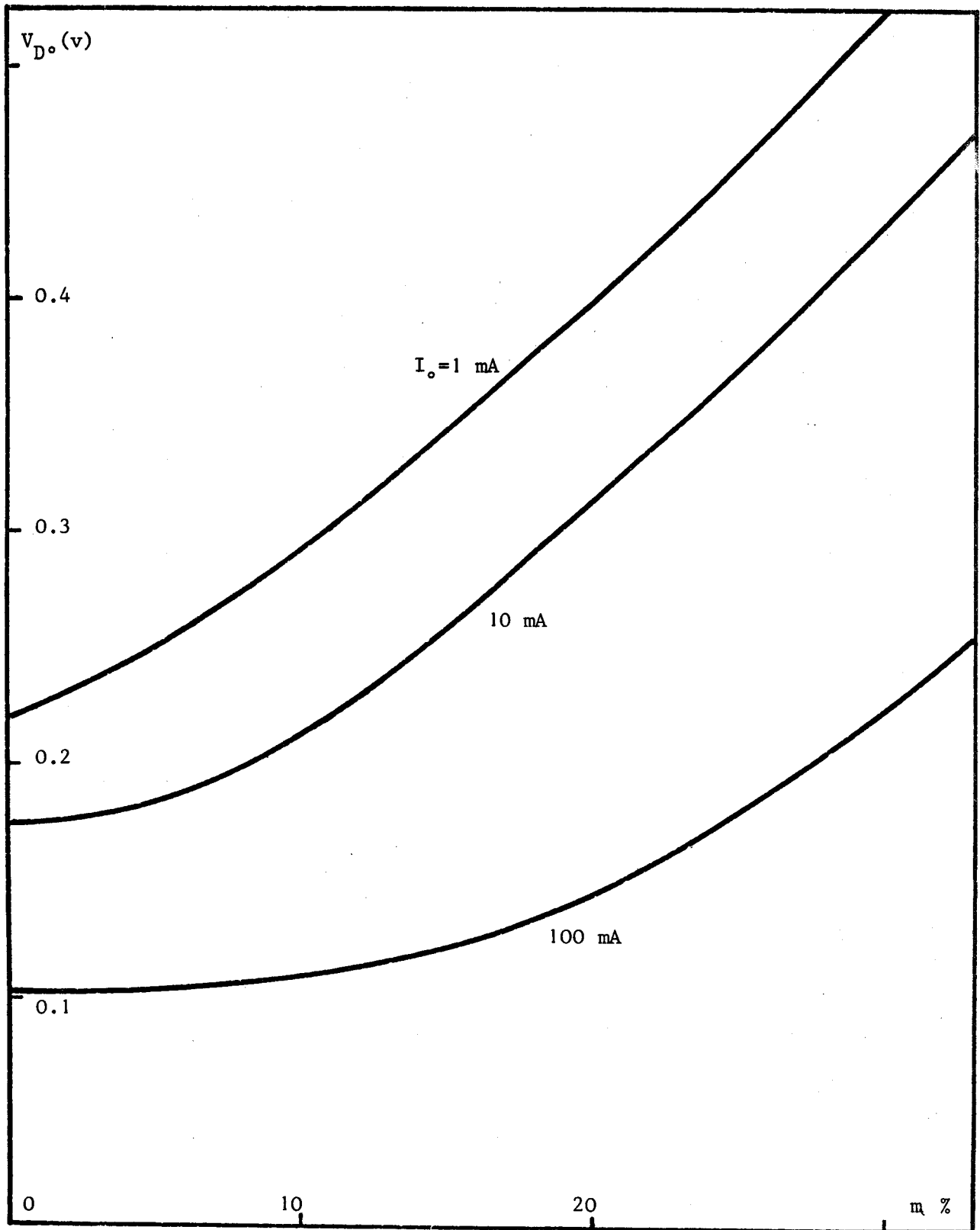


Figure III.6 : Evolution de la tension moyenne aux bornes de la zone d'émission en fonction du taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{V_0}$ pour une diode $N^+ P N^+$ à différents courants de polarisation
 $f = 40$ GHz $N_A = 5 \cdot 10^{15}$ At/cm³.

Cette évolution est confirmée par l'expression analytique

$$V_{e0} = \frac{kT}{e} \cdot \left[\text{Log} \frac{I_s}{I_0} + \text{Log} B_0 \left(\frac{eV_{e1}}{kT} \right) \right] \quad (\text{III.14})$$

déduite de la décomposition en série de Fourier de la loi d'émission en présence de signal h.f.

V_{e1} représente la composante fondamentale de la tension en direct et $B_0 \left(\frac{eV_{e1}}{kT} \right)$ exprime la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre 0. Cet accroissement de la tension de la zone en direct s'accompagne évidemment d'une extension de la largeur de cette zone avec le signal h.f. appliqué (cf. III.2.3.1.2).

A titre d'exemple, nous avons porté sur la figure III.6, l'évolution de la tension continue V_{e0} en fonction du taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{V_0}$ dans un cas typique de diode fonctionnant en ondes millimétriques où V_0 et V_{HF} sont les tensions continue et sinusoïdale appliquées aux bornes de la diode.

- Un second type de conséquences concerne l'amplitude du pic de porteurs injectés en régime dynamique et cette grandeur est, rappelons le, déterminante dans le bilan énergétique. A priori, la distribution des charges obéit à la loi d'émission ci-dessous

$$I_1 = I_0 \exp \frac{eV_{e1}}{kT} \quad (\text{III.15})$$

Cependant, pour les niveaux h.f. que nous rencontrerons, le

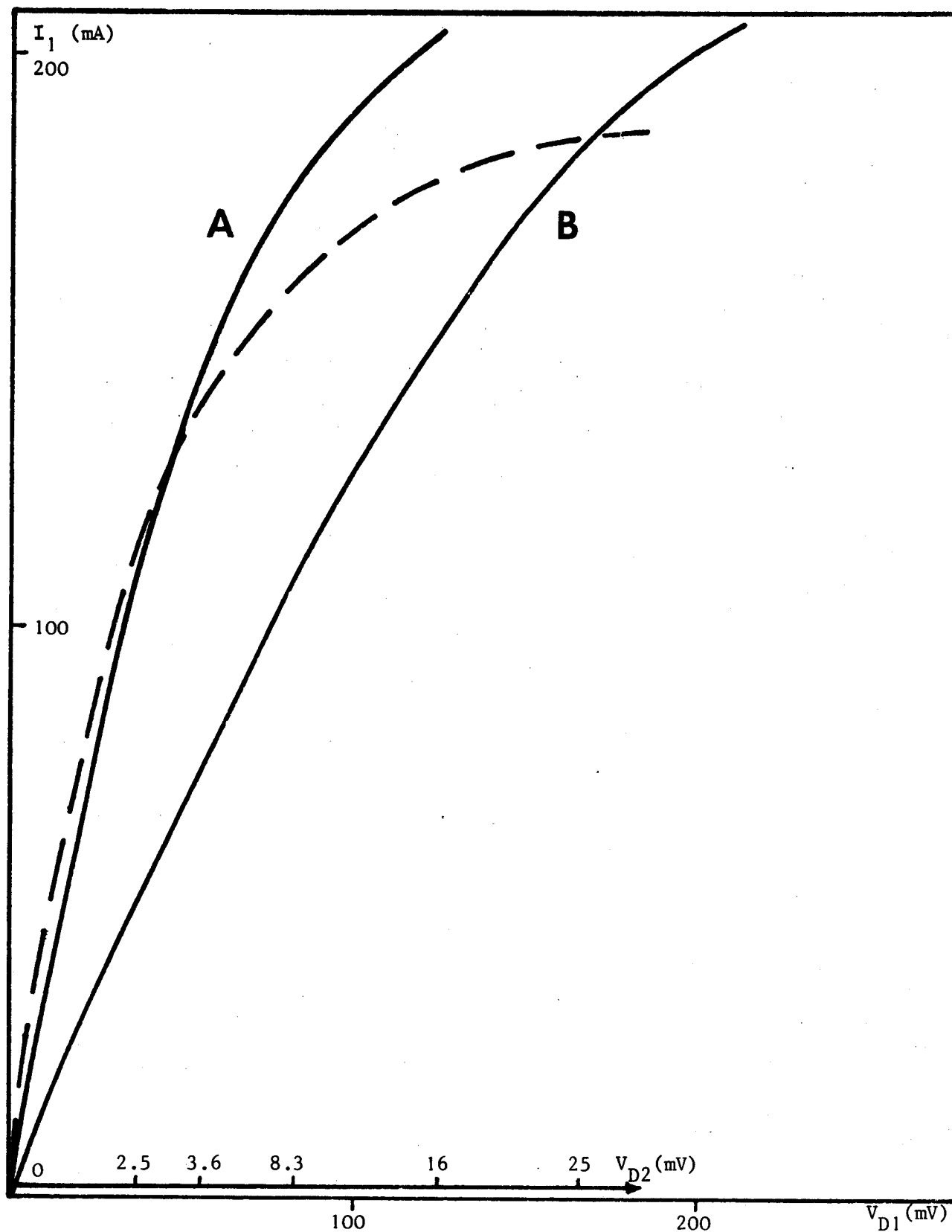


Figure III.7 : Amplitude du courant injecté I_1 en fonction de la tension en direct V_{D1} . Diode $N^+ P N^+$, $f=40$ GHz, $N_A=5 \cdot 10^{15}$ At/cm³.

La zone d'émission correspond : à la zone de champ négatif (B) ;
à la zone de longueur égale à celle à faible niveau (A).

----- courbe théorique $I_1 = 2I_0 \cdot \frac{B_1}{B_0} \left(\frac{qV_{D1}}{kT} \right)$.

taux de non linéarité s'avère important et la loi de répartition paraît s'écarter notablement de la loi thermoionique comme on peut le constater sur la figure III.7. Le problème dans ce cas est de définir exactement la valeur de la composante alternative de la tension aux bornes de la zone d'émission, et deux possibilités peuvent s'offrir :

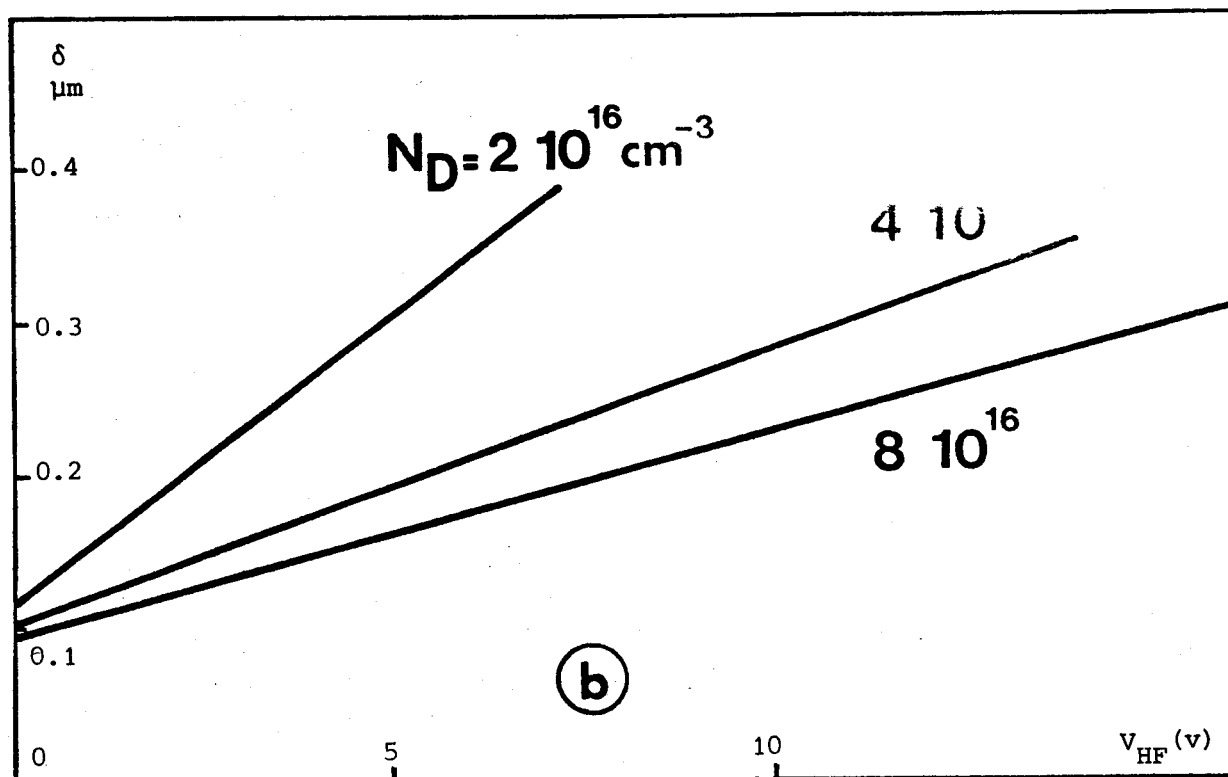
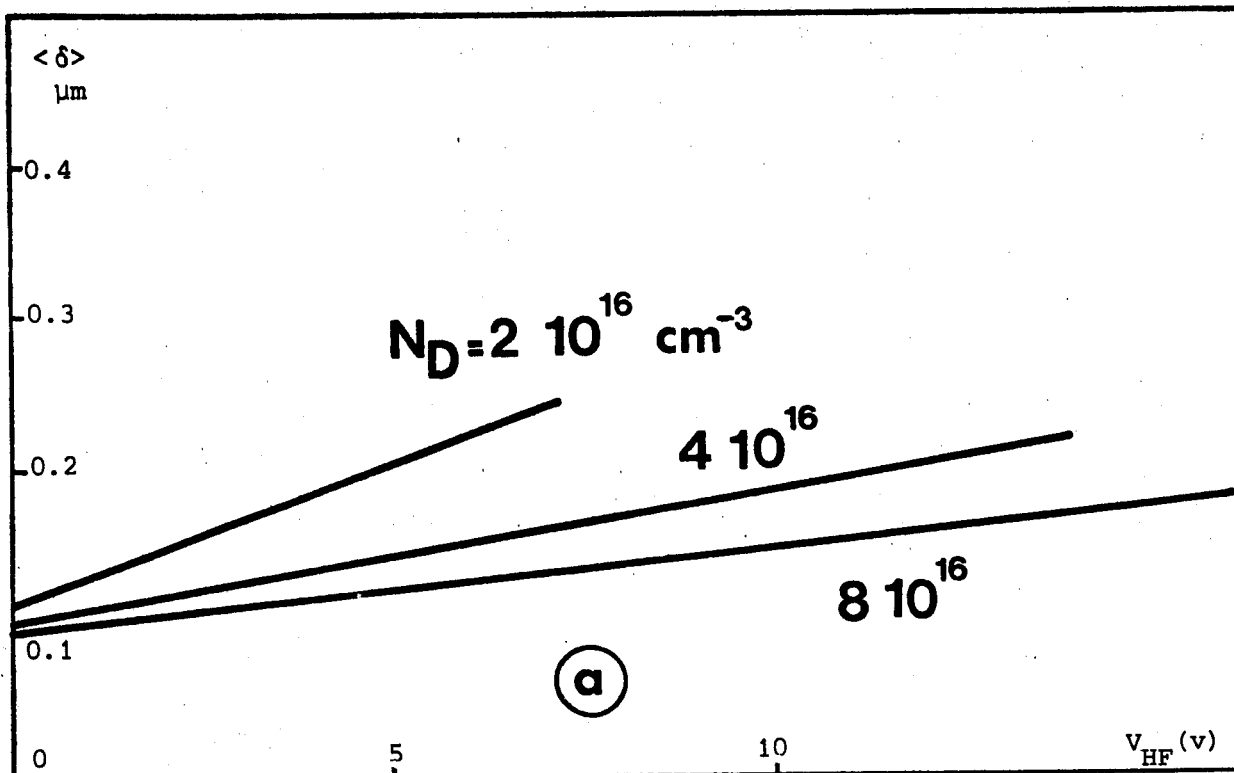
- soit considérer la composante à la fréquence fondamentale de l'intégrale du champ prise sur la zone où le champ est négatif.
- soit considérer la composante de la tension aux bornes d'une zone de largeur égale à celle de la zone d'injection à bas niveau.

Jusqu'à un niveau h.f. important, l'expression analytique donne des résultats assez satisfaisants en prenant la deuxième définition.

On pourra par ailleurs, noter l'existence de composantes non négligeables aux harmoniques 2 et 3, particulièrement pour les amplitudes du signal permettant l'obtention de performances en oscillation. En réalité, les porteurs injectés ne libèrent pas instantanément la zone d'émission et pour les fortes injections, la charge d'espace constitue un frein à l'injection de nouvelles charges^[7,8].

III.2.3.1.2 Influence des paramètres physiques

En régime dynamique, la zone d'injection évolue énormément et il est intéressant d'étudier de façon quantitative, les variations de sa largeur en fonction du



BUS
LILLE

Figure III.8 : Largeur de la zone d'émission en fonction de la tension V_{HF} appliquée avec la concentration en impuretés comme paramètre
a) valeur moyenne $\langle \delta \rangle$ b) instantanée δ (T/4).

niveau de l'oscillation, du courant de fonctionnement ainsi que des caractéristiques du matériau. Sur la figure III.8a, nous avons tracé l'évolution de la valeur moyenne de la largeur de la zone d'émission en fonction de l'amplitude de l'oscillation en prenant la concentration en impuretés comme paramètre. On note que cette largeur moyenne croît linéairement avec l'amplitude V_{HF} et cette croissance est d'autant plus forte que le dopage est faible. En outre, une évolution similaire peut être observée sur la figure III.8b à propos des variations instantanées de l'amplitude de la largeur δ . L'ampleur de ces variations peut être estimée à partir d'une étude analytique très simplifiée. Ainsi, en négligeant les effets dus à la charge d'espace et la chute de tension dans la zone fortement dopée, on exprime la différence de potentiel aux bornes de la zone en direct par la relation

$$V_e(t) = \frac{eN_D}{2\epsilon} \cdot \delta^2(t) \quad (\text{III.16})$$

on peut en tirer la composante fondamentale V_{e1}

$$V_{e1} = \frac{eN_D}{\epsilon} \delta_0 \delta_1 \quad (\text{III.17})$$

où δ_0 et δ_1 sont les composantes moyenne et fondamentale de la largeur de la zone d'émission.

Par ailleurs, on peut relier le terme V_{e1} à la tension V_{HF} aux bornes de la diode par

$$\frac{V_{e1}}{V_{HF}} \approx \frac{\delta_0}{W} \quad (\text{III.18})$$

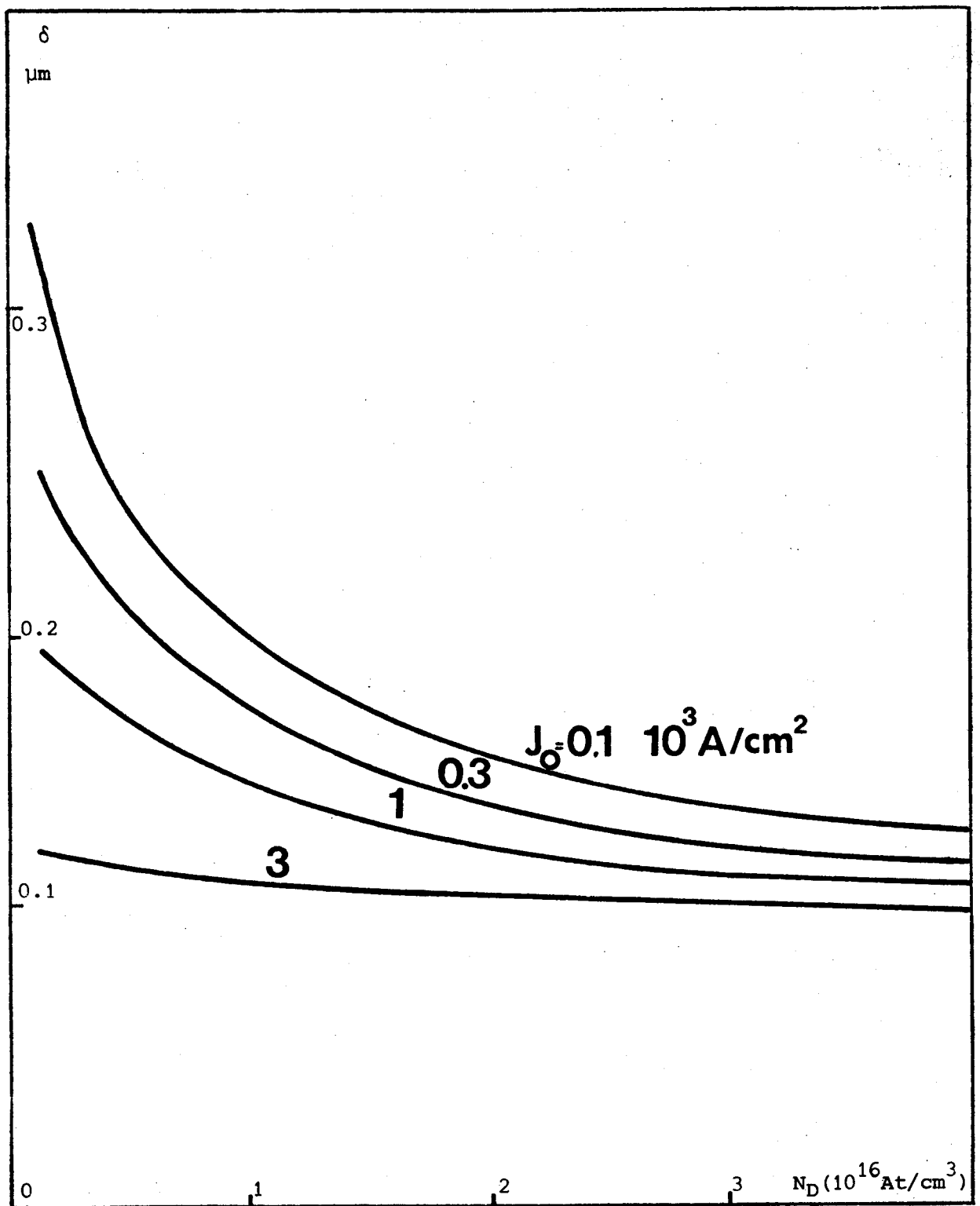


Figure III.9 : Evolution de la largeur de zone d'émission en régime quasi statique en fonction du dopage pour différentes densités de courant J_0 . (structure $P^+ N P^+$).



On en déduit alors l'expression de l'amplitude δ_1 de la variation de la largeur de la zone d'injection avec le niveau h.f

$$\delta_1 = \frac{\epsilon V_{HF}}{e N_D W} \quad (\text{III.19})$$

On constate que si l'extension de la zone d'émission δ_1 varie proportionnellement au niveau V_{HF} appliqué, elle évolue également de façon inversement proportionnelle à la concentration en impuretés N_D .

En réalité, l'évolution de la largeur de la zone d'émission est également dépendante du courant de fonctionnement au moins pour les dopages les plus faibles. Nous avons porté sur la figure III.9 la variation de la largeur δ en fonction du courant I_0 en régime faible signal. On peut constater une diminution de cette largeur pour les courants élevés et cette réduction est la conséquence de la réaction de charge d'espace ; celle-ci se traduit par un redressement de la carte de champ électrique et donc une réduction de la tension en direct. En régime dynamique, cet effet se manifeste par une limitation de l'extension de la zone d'émission et une modération de l'accroissement de la tension moyenne V_e . (fig III.6).

En ce qui concerne la nature du matériau utilisé, celle-ci n'intervient pas a priori sur la largeur

de la zone d'émission mais elle peut être un paramètre influant sur les caractéristiques du paquet de charges injectées. En effet, sur les figures III.10 a et b, on constatera que l'amplitude du pic augmente quand la mobilité des porteurs est plus grande.

En conclusion, au niveau de la zone d'injection, deux types de limitations fondamentales apparaissent en régime dynamique :

- la largeur de la zone d'injection varie continûment et sa valeur moyenne augmente quand le niveau du signal appliqué croît. Cette zone dont la présence se traduit par une résistance positive parasite sera particulièrement néfaste pour la génération d'ondes aux fréquences millimétriques. En effet, la valeur typique de cette résistance atteint 1Ω pour la bande $X(S=10^{-4} \text{ cm}^2)$.
- une limitation de l'amplitude du paquet de porteurs injectés due à un effet de charge d'espace.

Pour restreindre l'extension de la zone d'injection, une première possibilité est donc d'accroître la concentration en impuretés, ou d'augmenter le courant de fonctionnement. Par ailleurs, pour obtenir une amplitude plus grande du courant émis, on pourra également utiliser le matériau présentant une mobilité de valeur élevée.

III.2.3.2 Zone de mobilité

Examinons à présent les caractéristiques de la seconde zone ou zone de mobilité et mettons en évidence les limitations hyperfréquences inhérentes à cette région. Cette région contiguë à la zone d'injection, est caractérisée par un champ électrique relativement faible qui augmente sensiblement linéairement à l'intérieur de la structure. Il en résulte que la vitesse de dérive des charges mobiles va s'accroître régulièrement au fur et à mesure que les porteurs progressent à l'intérieur de la diode.

En réalité, cette configuration du champ n'est pas fixe au cours du temps mais va être modulée au rythme du signal h.f. Ainsi, les porteurs qui sont émis quand l'amplitude du signal appliqué est maximum, vont être soumis à un champ électrique qui décroît tout d'abord avec le temps mais qui croît au fur et à mesure que les porteurs se déplacent dans la zone de mobilité. La vitesse prise par ces porteurs est donc une fonction non seulement du temps mais aussi de l'espace et l'analyse de la propagation de ceux-ci à travers le dispositif ne peut être menée à bien, étant donné la complexité du problème, que par voie numérique.

Alors, la visualisation chronologique de la propagation des charges mobiles révèle l'importance primordiale des mécanismes de base que sont la diffusion des porteurs et la modulation de la vitesse, responsables de l'évolution du

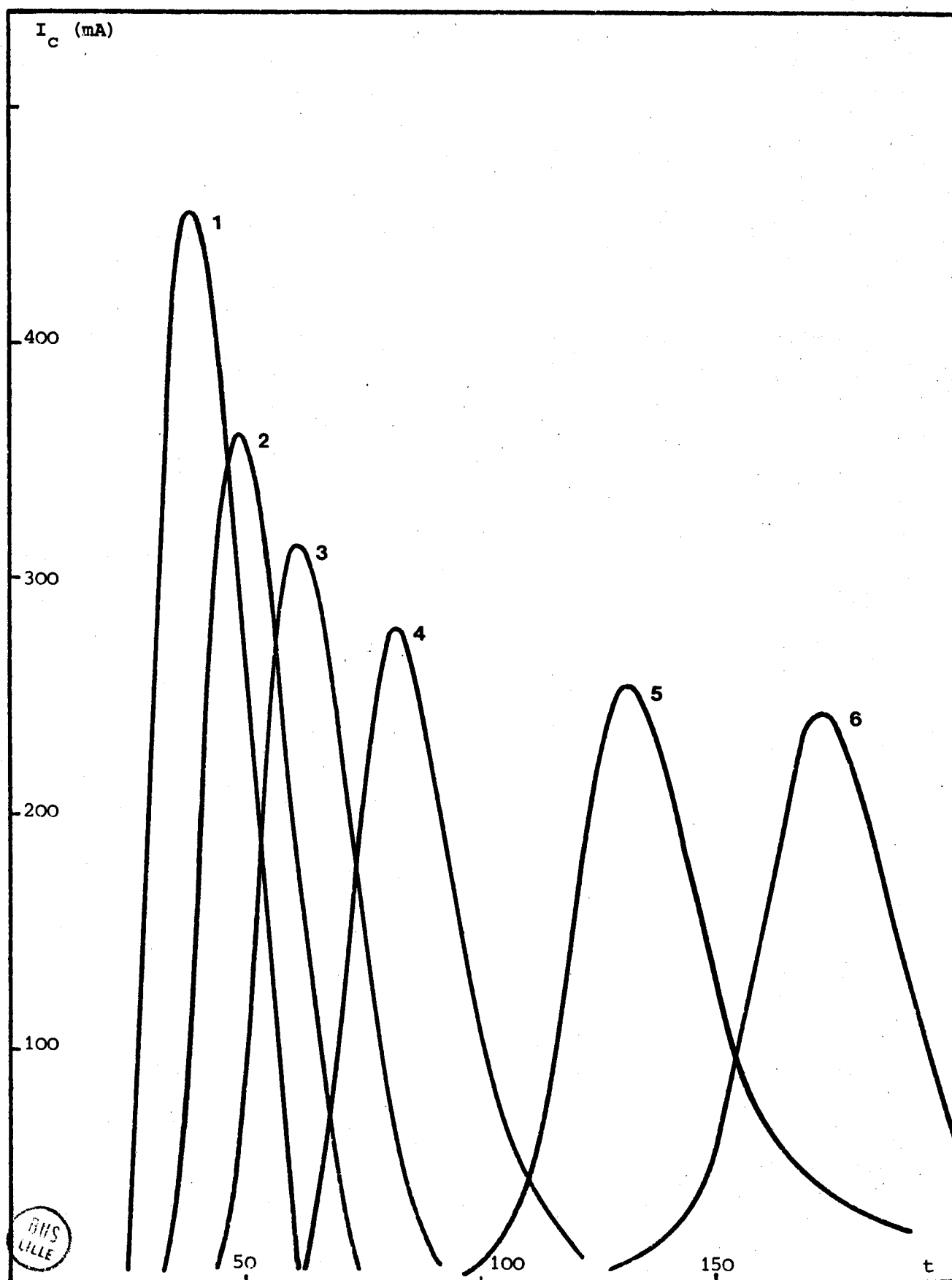


Figure III.10 : Evolution temporelle ($T=200$) du courant particulaire en différentes abscisses x_0 : (1): 0.5μ (0 virtuel), (2): 0.75μ ,

(3): 1μ , (4): 2μ , (5): 4μ , (6): 5.3μ .

Structure $P^+ N P^+$, $N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$, $I_0 = 40 \text{ mA}$

Cas a : $\mu = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $D(E)$, $f = 8.5 \text{ GHz}$.

paquet de porteurs. Il est donc intéressant d'étudier maintenant sous un aspect quantitatif l'influence de ces deux paramètres.

III.2.3.2.1 Effets de la mobilité et du coefficient de diffusion

En fait, cette analyse s'avère d'autant plus difficile que la mobilité différentielle et le coefficient de diffusion sont liés par la relation

$$D = \mu \frac{kT}{q} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{v(E)}{E} \quad (\text{III.20})$$

et que par conséquent, leurs influences respectives se font sentir simultanément.

Bien que ceci ne soit pas conforme à la réalité physique et pour tenter uniquement de dissocier ces effets, nous allons de façon arbitraire multiplier l'une des deux grandeurs et analyser les effets provoqués par cette modification.

Sur les figures III.10 a, b et c, nous avons représenté au cours d'une période, les variations du courant particulaire obtenues à partir de la relation

$$I_{c_{x_0}}(t) = I_{Tot}(t) - eS \frac{\delta E(x_0, t)}{\delta t} \quad (\text{III.21})$$

en différentes abscisses x_0 à l'intérieur de la structure.

Nous considérons les trois cas suivants :

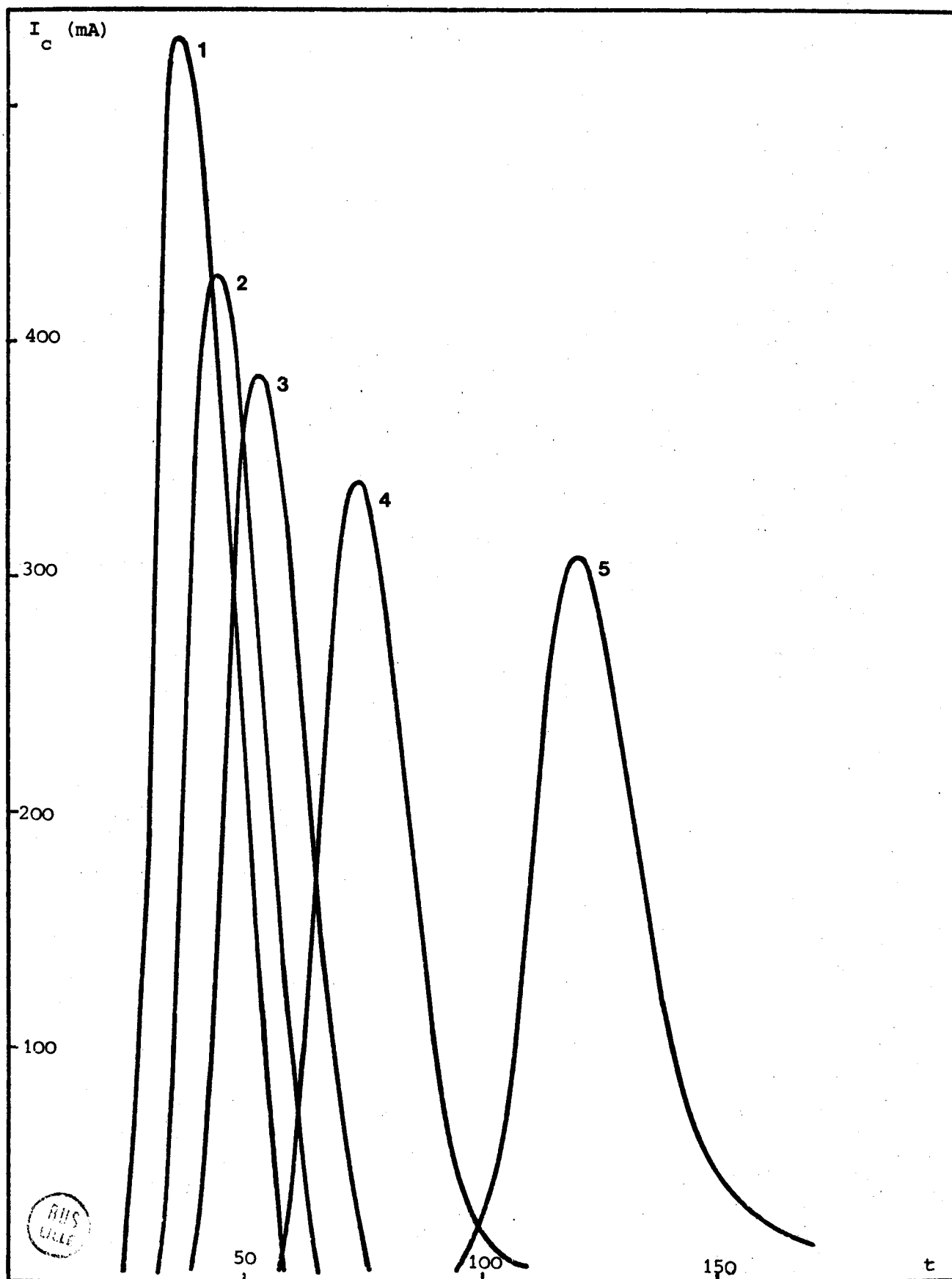


Figure III.10 b : Evolution temporelle ($T=200$) du courant particulaire en différentes abscisses x_0 .

Cas b : μ est seul doublé (900) par rapport au cas a
 $f = 9.5$ GHz.

- a) la mobilité μ et le coefficient de diffusion D correspondent aux valeurs classiques
- b) seul μ a été doublé
- c) les coefficients μ et D ont été multipliés dans le même rapport 2.

La comparaison des cas a et b permet de voir l'influence de la mobilité μ , de b et c celle de la diffusion D , de a et c les effets liés à l'utilisation de matériaux différents.

Pour cette étude comparative, les conditions sur le niveau du signal h.f appliqué et la fréquence de fonctionnement correspondent à celles qui donnent les performances hyperfréquences maximales.

Au vu de ces courbes, on peut effectuer différentes remarques :

1 - L'amplitude du courant de particules à l'origine virtuelle $x = 0,5 \mu\text{m}$ augmente quand la mobilité croît. Cet effet que nous avons cité précédemment, correspond à une évacuation plus rapide des charges mobiles de la zone d'injection, qui favorise alors l'émission de nouvelles charges. Corrélativement, l'étalement de la courbe temporelle du courant émis est d'autant plus faible que la mobilité est grande à courant moyen constant (fig III.10 a et b).

2 - La dispersion du paquet de porteurs dans la zone de mobilité est d'autant plus importante que le coefficient de diffusion est grand (à mobilité constante) ou que la mobilité est faible (à D constant) ; globalement, l'effet de la mobilité est prioritaire comme le montre la comparaison des

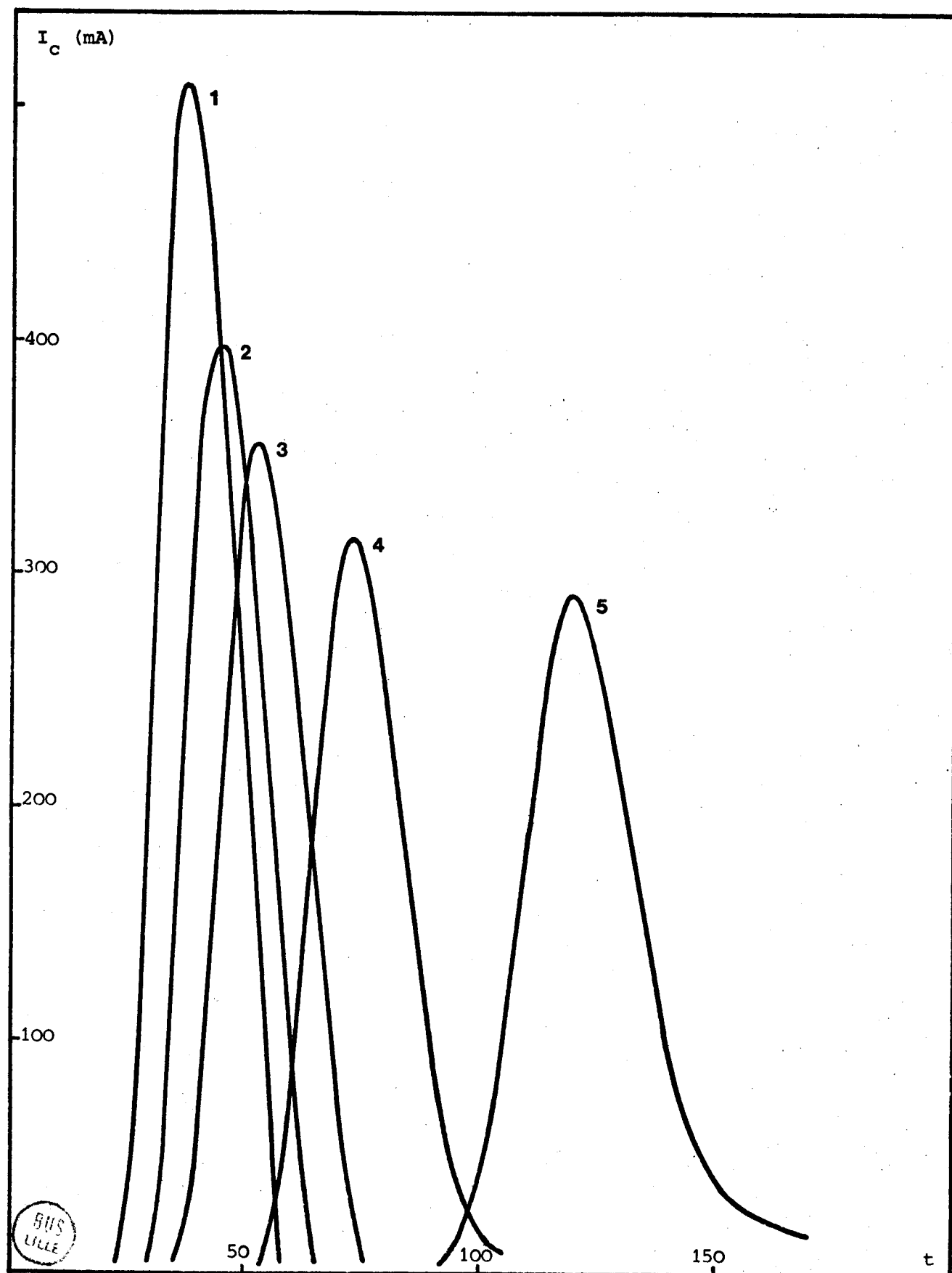


Figure III.10 c : Evolution temporelle ($T=200$) du courant particulier en différentes abscisses x_0 .

Cas c : μ et D sont doublés par rapport au cas a
 $f = 9.5$ GHz.

courbes III.10 a et c.

3 - Le retard du pic de porteurs augmente quand la mobilité diminue indépendamment de la valeur prise par le coefficient de diffusion. En effet, à une abscisse donnée le courant $I_c(t)$ est maximum pour des instants de plus en plus retardés. Ceci s'explique par une vitesse de propagation des porteurs réduite quand le coefficient de mobilité est faible.

Ces différents résultats mettent en lumière le rôle fondamental des deux grandeurs physiques - mobilité et coefficient de diffusion - dans le comportement de la seconde zone de la structure Baritt. En fait, ces paramètres engendrent différents effets antagonistes. Ainsi, une diminution de la mobilité et donc de la vitesse de propagation aurait pour avantages :

- un abaissement de la valeur du courant induit durant la première moitié de la période pendant laquelle il y a consommation d'énergie. Il en résulterait une augmentation de la résistance négative.
- une valeur réduite du coefficient de diffusion.

Mais ceci présenterait également les inconvénients suivants :

- une limitation du courant de particules injectées et un élargissement du paquet de porteurs émis.
- une zone de modulation de vitesse plus étendue : ceci se traduisant finalement par une extension accrue de la largeur de la courbe $I_c(t)$.

III.2.3.2.2 Optimisation de la zone

En conséquence, il n'y a pas de conclusion simple sur l'influence des paramètres mobilité et diffusion des porteurs dans la zone de modulation de vitesse et il est donc nécessaire de recourir à une solution précise sur ordinateur.

En pratique, il est possible d'influer sur deux types de paramètres :

- la nature du matériau et donc le type de porteurs utilisés
- la valeur du dopage dans la zone de mobilité

Ainsi, pour un matériau semiconducteur donné, il existera alors une valeur optimale pour la distribution des impuretés dans la structure Baritt.

III.2.3.3 Zone de transit

La troisième partie active de la diode Baritt est constituée de la zone dans laquelle le champ électrique est suffisamment important pour que les porteurs se propagent avec une vitesse constante. Le phénomène de transit est dans cette région, à l'origine de la présence d'une résistance hyperfréquence négative. Les performances en oscillation sont alors maximales pour une valeur donnée de l'angle de transit $\theta = \omega W/v$ (W longueur de la zone de transit), qui est dépendante du retard d'injection. Ainsi, à une longueur de diode choisie correspond une fréquence de fonctionnement optimale. Dans notre cas, les longueurs de zone de transit instantanée

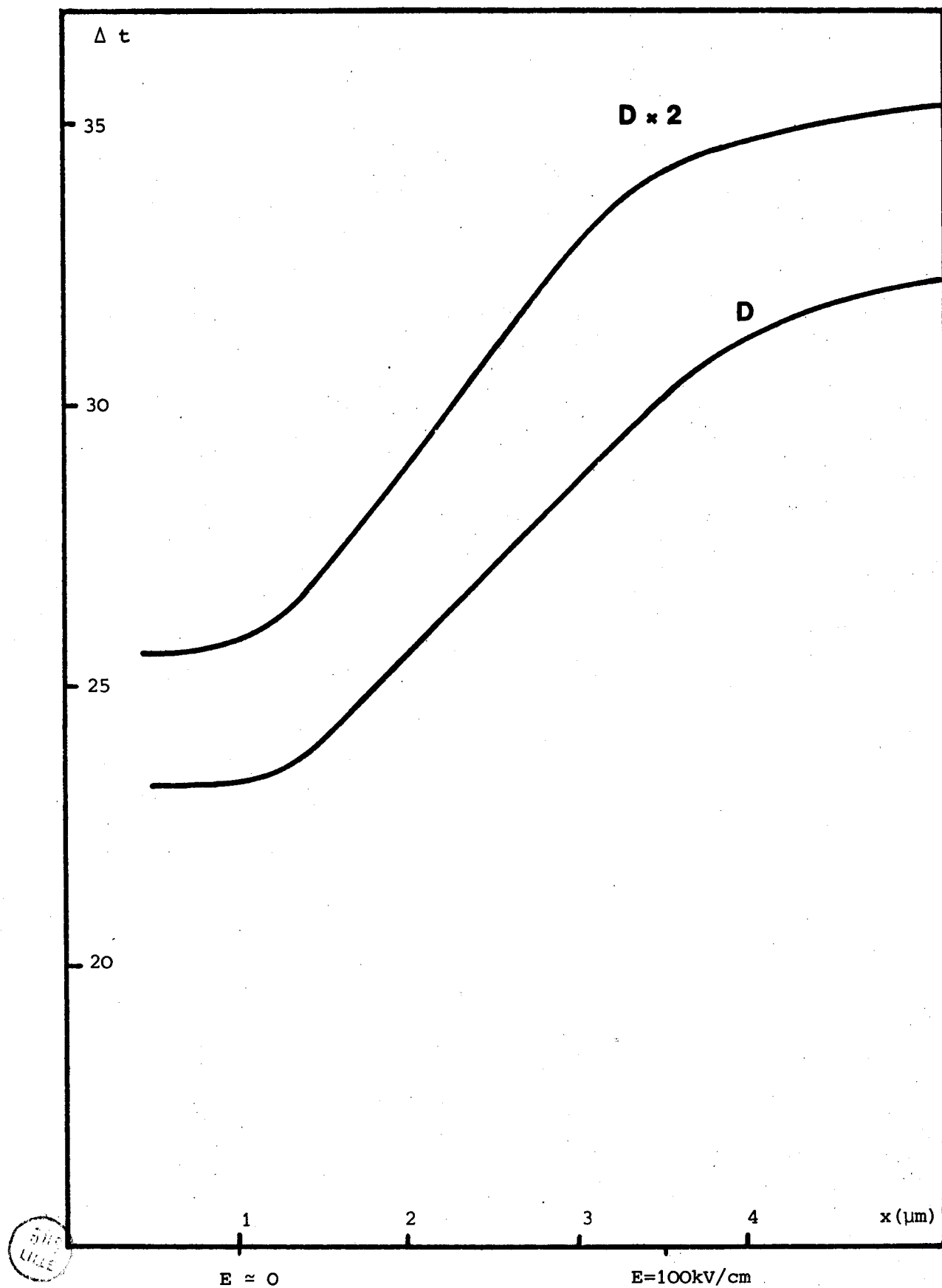


Figure III.11 : Elargissement Δt du pic de courant injecté $I_c(t)$ en fonction de la position à l'intérieur de la structure pour deux valeurs du coefficient de diffusion ($T=200$) Structure $P^+ N P^+$ $N_D = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$; $F=8.5 \text{ GHz}$

et moyenne évoluent avec le niveau de l'oscillation ; il en résulte une variation de la fréquence optimale. Cette dispersion sera alors d'autant plus limitée que le dopage dans la diode sera grand.

III.2.3.3.1 Influence du phénomène de diffusion

L'étude des phénomènes physiques intervenant dans la zone de transit peut se résumer à l'influence du phénomène de diffusion concrétisée par la modification de la forme de la courbe $I_c(t)$. On peut noter sur la fig III.10 c (x_0 5 & 6), un élargissement de $I_c(t)$ dû uniquement à l'existence du phénomène de diffusion et consécutivement, une diminution de la valeur maximale du courant de particules en un point donné de la zone de transit. La dispersion du paquet de porteurs s'accroît au fur et à mesure que ceux-ci se propagent à l'intérieur de la diode. Elle s'avère d'autant plus importante que le coefficient de diffusion est grand, comme on peut le constater sur la figure III.11 où nous représentons l'élargissement de la courbe $I_c(t)$ en fonction de la position à l'intérieur de la structure. En conséquence, on accordera faveur aux matériaux ayant un faible coefficient de diffusion et notamment au silicium de type p.

III.2.3.3.2 Limitations fondamentales

Les performances hyperfréquences qui font l'objet de ce chapitre sont des fonctions croissantes avec le niveau hyperfréquence mais deux limitations fondamentales peuvent prendre naissance pour les amplitudes les plus élevées.

Tout d'abord, pour la valeur maximum de l'alternance positive, le champ électrique devient très élevé et ce d'autant plus que le dopage est grand ; il y a alors risque d'ionisation par choc des porteurs. Cette éventuelle seconde source d'injection est à proscrire notamment en raison du bruit engendré par le phénomène d'avalanche. Pour estimer cet effet, nous calculons le facteur de multiplication du courant M . Ce coefficient qui traduit la multiplication des porteurs libres par avalanche, est relié au taux d'ionisation α par la relation

$$M = \frac{1}{1 - \int \alpha \, dx} \quad (\text{III.22})$$

Ce calcul est effectué en utilisant l'expression mathématique suivante pour le taux d'ionisation

$$\alpha = a \cdot \exp \left(- \frac{b}{|E|} \right) \quad (\text{III.23})$$

où les coefficients sont respectivement

+ pour le silicium

Dans le cas des électrons

$$a = 3.8 \cdot 10^6 \, \text{cm}^{-1} ; \quad b = 1.7 \cdot 10^6 \, \text{V.cm}^{-1}$$

Dans le cas des trous

$$a = 2.1 \cdot 10^7 \, \text{cm}^{-1} ; \quad b = 3.2 \cdot 10^6 \, \text{V.cm}^{-1}$$

A chaque instant t , nous pouvons calculer la valeur instan-

tanée du coefficient de multiplication et en évaluer la valeur moyenne sur une période. Bien que cette méthode soit assez approximative, nous sommes alors en mesure d'évaluer les limitations ayant pour origine l'ionisation des charges mobiles et dans ce but, on fixera des limites soit à la valeur moyenne, soit à la valeur instantanée du taux de multiplication. On en déduira alors une valeur maximale pour la concentration en impuretés. En pratique, afin d'éviter ce phénomène et de limiter l'amplitude du champ électrique, on adjoindra à la zone d'émission à dopage élevé, une zone de transit de faible dopage.

Dans ces conditions, un deuxième type de limitations peut apparaître pour les valeurs minimales de tension durant l'alternance négative. En effet, pour les champs électriques suffisamment faibles, les porteurs ne se déplacent plus à leur vitesse limite, mais en quasi régime de mobilité : la partie correspondante de la diode est alors le siège d'une dissipation d'énergie importante.

III.3 PERFORMANCES POTENTIELLES DE LA DIODE BARITT

SILICIUM - STRUCTURES OPTIMALES

Dans ce paragraphe, nous analysons dans le détail les meilleures performances hyperfréquences que peut permettre d'obtenir une diode Baritt silicium. Cette analyse est faite dans deux directions principales. Tout d'abord, nous examinons comment les performances en oscillation (puissance générée,

rendement et résistance négative) dépendent des conditions de fonctionnement : amplitude de l'oscillation, courant de polarisation. Nous étudions ensuite l'influence des caractéristiques intrinsèques du composant : profil de concentration en impuretés et nature du matériau. Ces analyses nous conduisent à préciser les capacités hyperfréquences maximales de la diode Baritt et à définir les structures optimales correspondantes tant en ondes centimétriques^[10] que millimétriques^[11].

III.3.1 Etude aux fréquences correspondant à la bande X

Dans la gamme d'ondes centimétriques, nous limitons volontairement notre étude au cas d'un matériau unique et ceci pour deux raisons. Tout d'abord, l'aspect historique nous a conduit à considérer le cas du silicium, matériau à partir duquel ont été réalisés les premiers échantillons. Par ailleurs, en ce qui concerne l'Arséniure de Gallium, les composants à effet Gunn apparaissent à ces fréquences des éléments relativement préférables à la diode Baritt tant par leurs performances hyperfréquences que par l'expérience acquise à leur sujet.

III.3.1.1 Structure à trois couches

III.3.1.1.1 Intérêt technologique

Il semble tout indiqué de commencer notre investigation des propriétés hyperfréquences de la diode

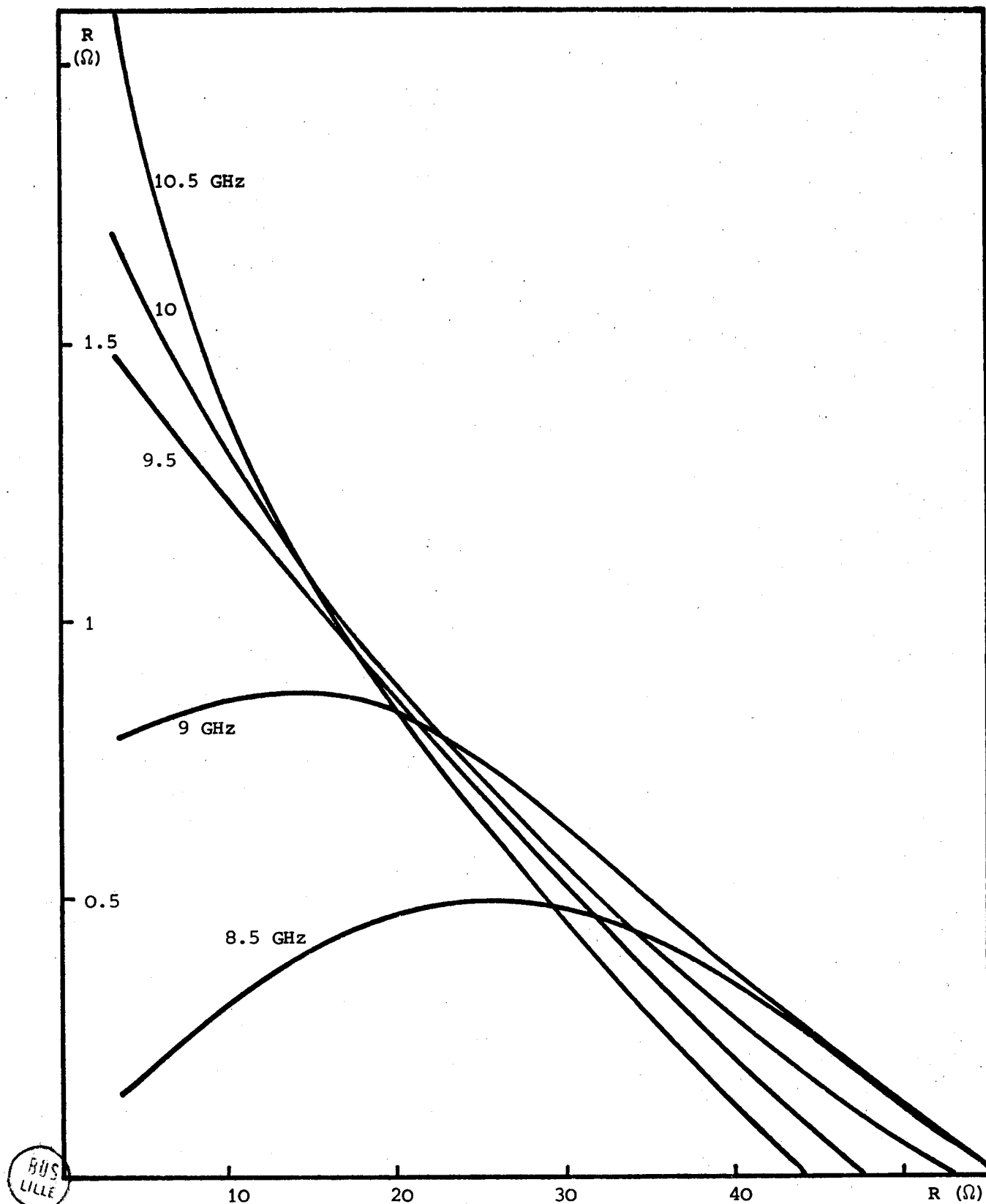


Figure III.12a : Evolution de la résistance négative d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ en fonction de la tension V_{HF} avec la fréquence de fonctionnement comme paramètre.

$$N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3 \quad I_0 = 30 \text{ mA}$$

Baritt en considérant le cas d'une structure à 3 couches de la forme $P^+ N P^+$ ou $N^+ P N^+$. Cette disposition présente en effet, de par sa conception élémentaire et sa simplicité de fabrication, un intérêt technologique certain.

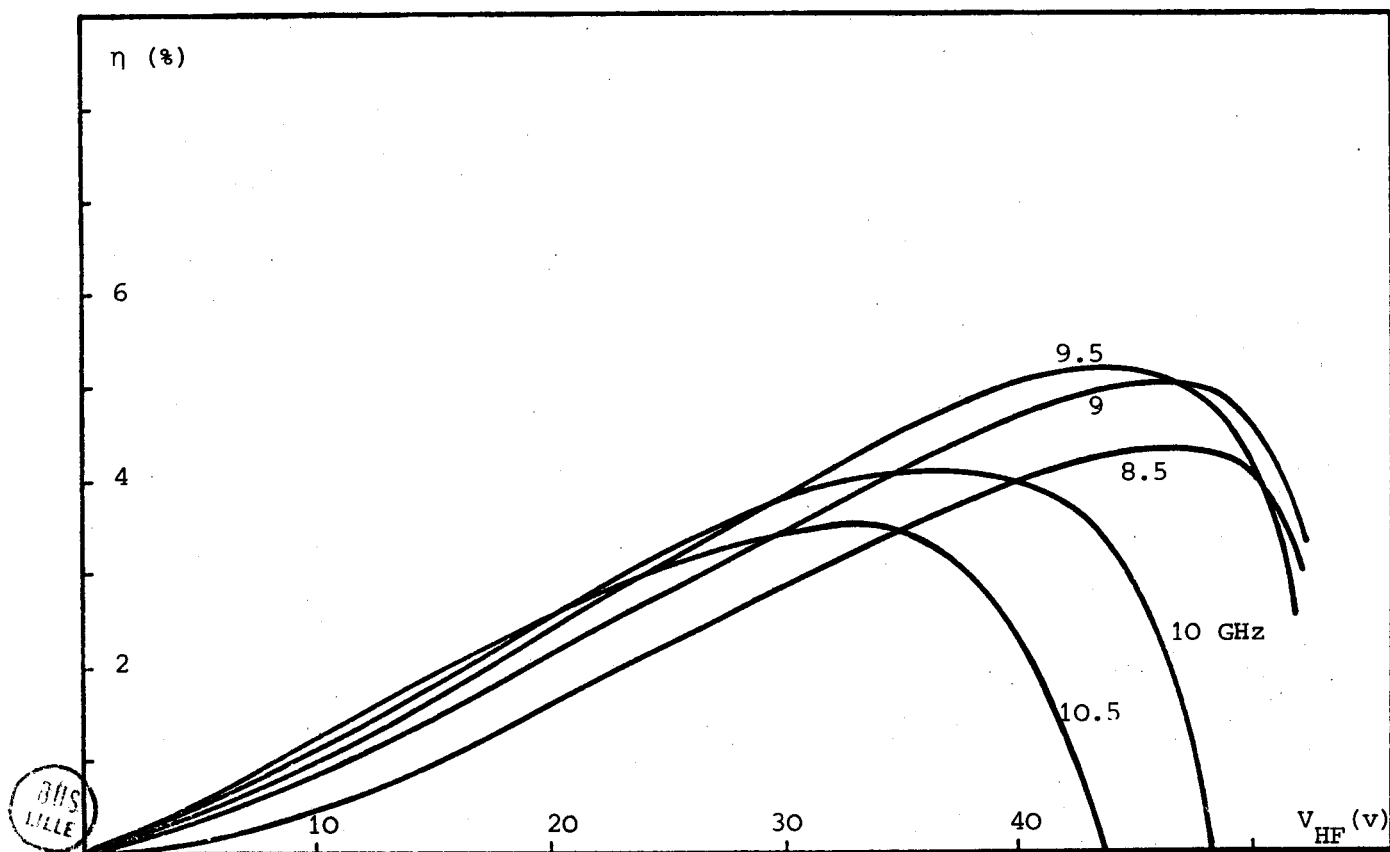
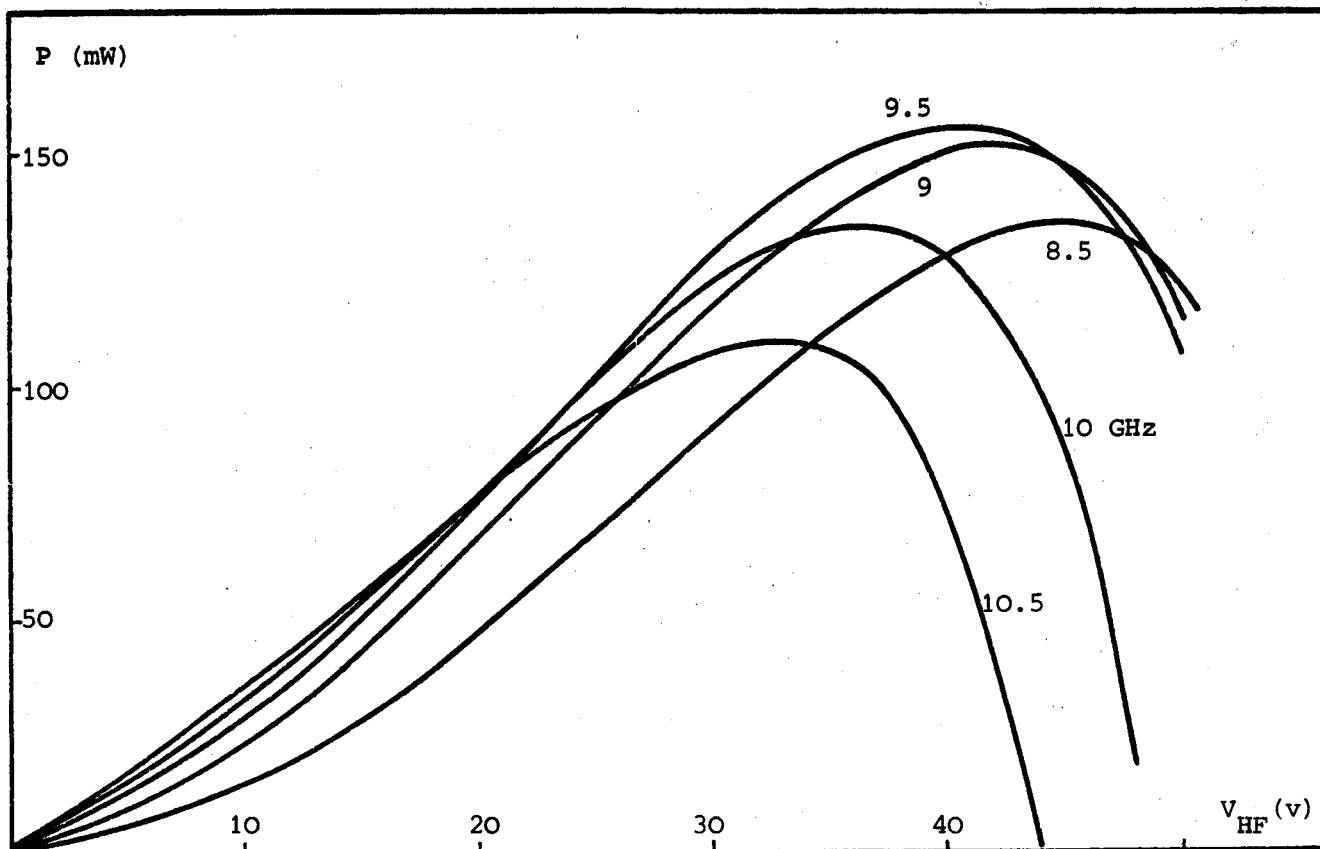
III.3.1.1.2 Comportement hyperfréquence en fonction de l'amplitude V_{HF}

L'amplitude du signal hyperfréquence constitue la grandeur physique primordiale pour l'étude des propriétés dynamiques de la diode. Sur les figures III.12 a,b,c nous avons tracé à courant de polarisation constant, les évolutions de la résistance négative, de la puissance d'oscillation et du rendement en fonction de la tension V_{HF} en prenant comme paramètre la fréquence d'oscillation. Pour des tensions appliquées croissantes, la résistance négative présentée par la structure Baritt globalement diminue et cette décroissance est la conséquence de différents effets :

- l'élargissement de la zone d'émission avec le niveau h.f.
- la réduction de l'angle de transit
- l'influence du phénomène de diffusion

Cependant, on peut constater des différences notables entre les évolutions de cette résistance suivant la fréquence de travail considérée :

- pour les fréquences les plus élevées, qui correspondent à un fonctionnement optimal à faible signal, la résistance négative diminue continûment avec l'amplitude V_{HF} .



Figures III.12 b & c: Evolution de la puissance et du rendement en oscillation d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ en fonction de la tension V_{HF} avec la fréquence de fonctionnement comme paramètre.

$N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $I_0 = 30 \text{ mA}$

- pour les fréquences les plus faibles, la résistance R_D croît, passe par un maximum, puis décroît avec le niveau. Ces évolutions seront interprétées ultérieurement quand on considèrera l'influence du courant de polarisation (§III.3.1.1.3).

Par ailleurs, on peut observer que la puissance hyperfréquence générée par la diode ainsi que le rendement augmentent avec l'amplitude du signal h.f. de façon sensiblement linéaire jusqu'à une certaine valeur (fig III.12 b et c). Ceci est tout à fait conforme à une théorie analytique simplifiée qui est valable tant que les effets limitatifs n'apparaissent pas. En effet, la puissance h.f. se calcule aisément à partir de l'expression

$$P_{HF} = \frac{1}{2} R_D |I_T|^2 \quad (III.24)$$

et des relations II.33 et III.15.

On obtient

$$P_{HF} = \frac{1}{2} R_D (1+K^2) I_C^2 = \frac{2 I_0^2 \left\{ \frac{B_1}{B_0} \left(\frac{qV_e}{kT} \right) \right\}^2}{C\omega} \cdot [\chi(\theta) + K\mu(\theta)] \sim A \cdot V_{HF} \quad (III.25)$$

où le terme $K = \frac{\omega E}{\sigma}$ est proportionnel à la tension appliquée V_{HF} (réf III.27) ; le rapport $\frac{B_1}{B_0}(x)$ des fonctions de Bessel tendant vers 1 pour les forts niveaux. De même, on pourra calculer le rendement η défini comme le rapport de la puissance émise sur la puissance continue dissipée par la diode.

Cependant, pour les niveaux les plus élevés, la modulation du champ électrique au voisinage de la zone d'injection devient très importante et l'influence de la diffusion provoque une dégradation de la forme du paquet de porteurs injectés ; il est alors normal que la puissance et le rendement passent par un maximum pour décroître ensuite graduellement.

III.3.1.1.3 Influence du courant de polarisation

Examinons à présent l'influence du courant de polarisation sur les performances en oscillation de la diode Baritt, la fréquence étant ici maintenue constante et égale à la fréquence optimale en régime faible signal. Pour les amplitudes V_{HF} les plus faibles, nous avons montré précédemment (fig II.10) que l'impédance de la structure Baritt évolue en fonction du courant continu de façon à décrire sensiblement un cercle.

En considérant la théorie élémentaire de la diode Baritt en régime non linéaire, seul le coefficient K lié à l'injection des porteurs dépend du niveau hyperfréquence dans l'expression de l'impédance Z_D . Cette dépendance est explicitée dans la relation ci-dessous, le facteur K représentant le rapport des composantes fondamentales du courant de déplacement et du courant de particules (III.15).

$$K = \frac{i_d}{i_c} = \frac{C_e \omega V_e}{2 I_0 \cdot \frac{B_1}{B_0} \left(\frac{qV_e}{kT} \right)} \quad (III.26)$$

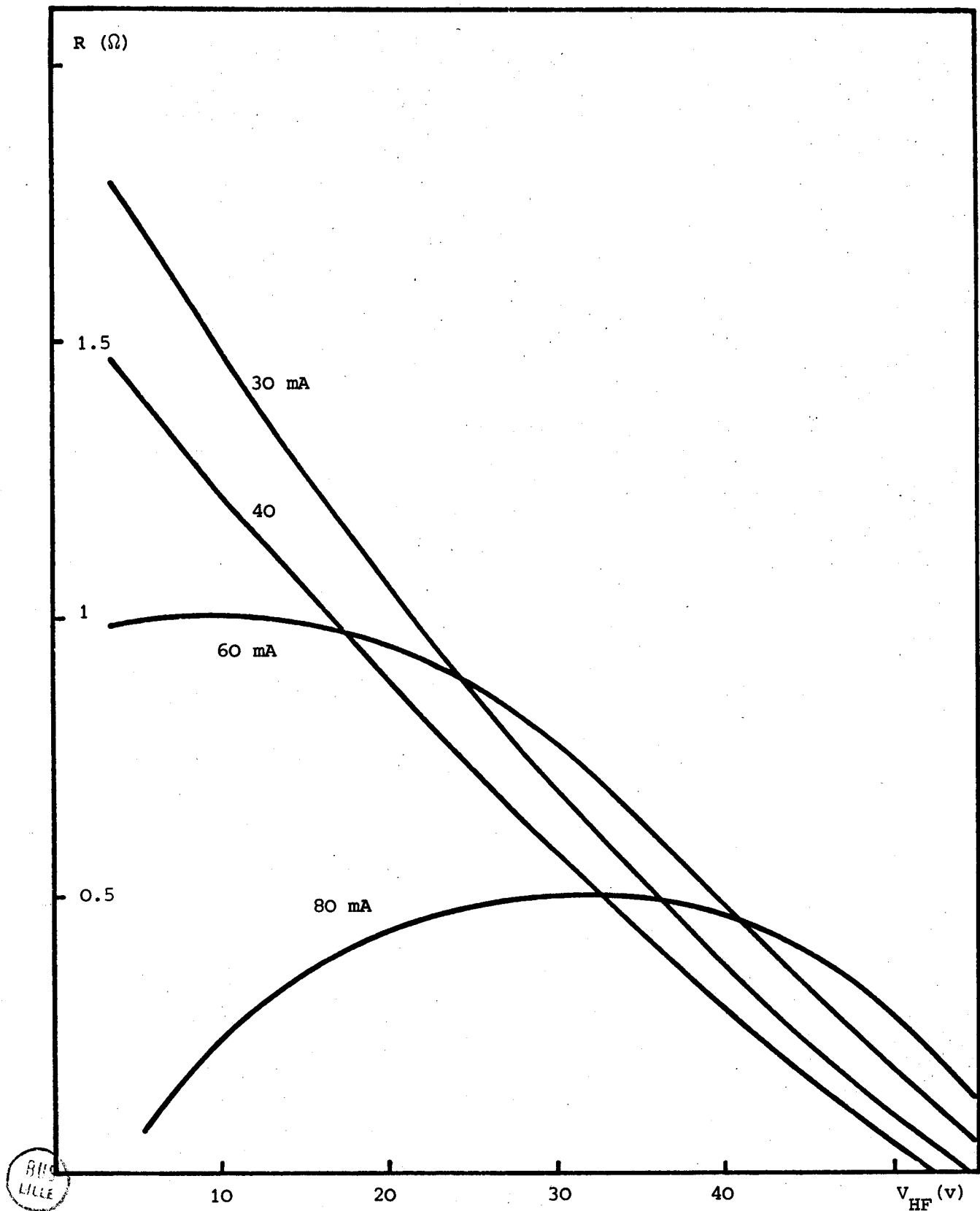


Figure III.13a : Evolution de la résistance négative d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ en fonction de la tension V_{HF} avec le courant de polarisation comme paramètre .

$N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$

$F = 9.5 \text{ GHz}$

soit encore pour les niveaux élevés

$$K \approx \frac{C\omega V_{HF}}{2 I_0} \quad (III.27)$$

Une augmentation du niveau du signal hyperfréquence V_{HF} provoque alors une variation du coefficient d'injection K équivalente à une diminution du courant I_0 . Si cette théorie était vérifiée rigoureusement, le point représentatif de l'impédance devrait se déplacer sur le cercle en fonction du niveau V_{HF} , comme c'est le cas pour l'évolution en fonction de I_0 .

En fait, la résistance négative diminue fortement avec l'amplitude du signal au moins pour les courants de fonctionnement inférieurs au courant optimal (fig III.13 a). Pour des courants I_0 plus importants, la décroissance de la résistance est désormais plus lente et même, pour les courants les plus élevés, on peut obtenir une amélioration de la résistance par l'application d'un signal hyperfréquence. Conjointement, on constate dans ce cas (fig III.1), une variation plus importante de la susceptance de la diode avec l'amplitude de l'oscillation.

Ces variations illustrent par ailleurs l'influence de la zone de modulation de vitesse. En particulier pour des courants I_0 supérieurs au courant optimal, l'élargissement de la zone de mobilité qui se traduit par une augmentation du retard d'injection, peut introduire une amé-

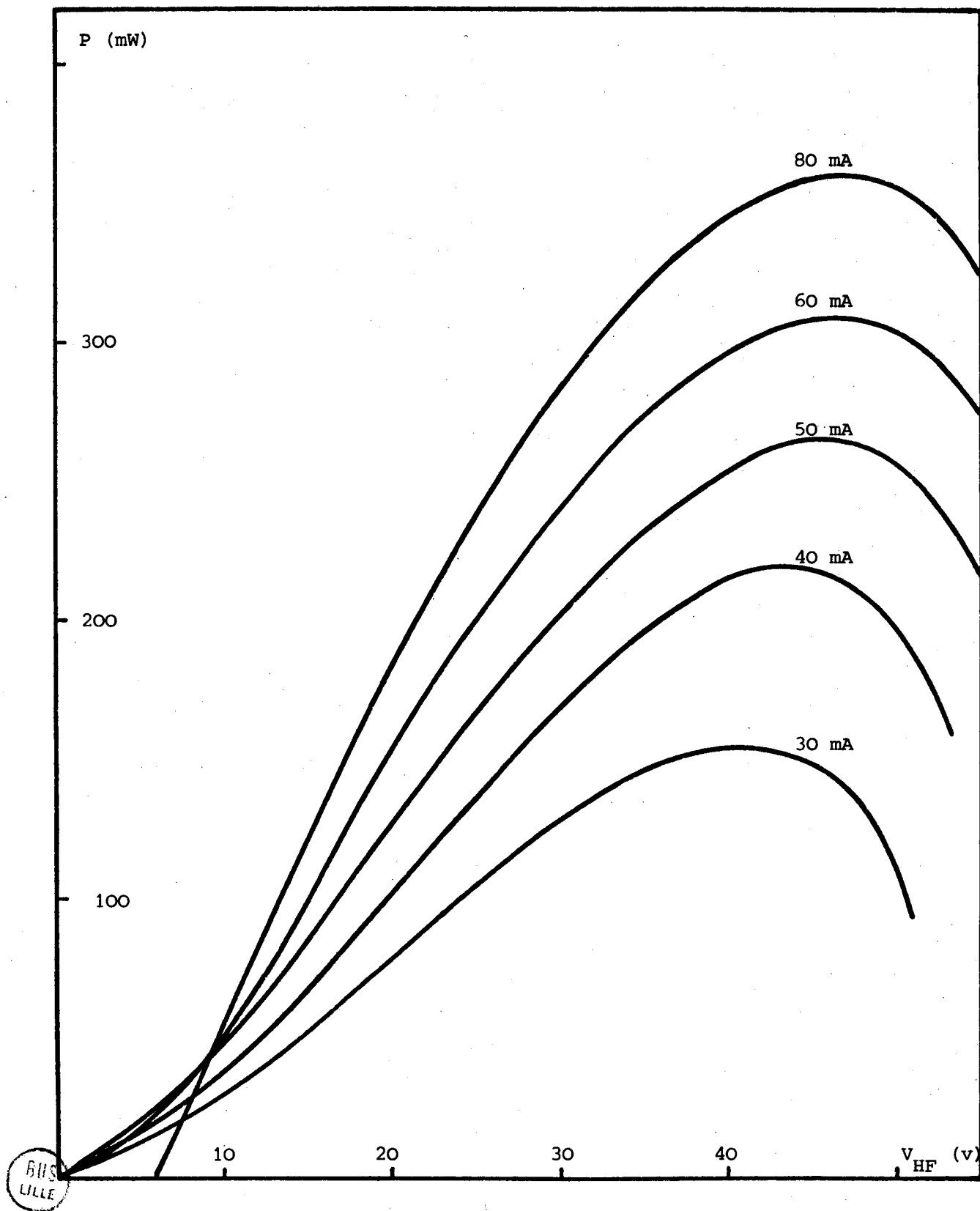


Figure III.13b : Evolution de la puissance en oscillation d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ en fonction de la tension V_{HF} avec le courant de polarisation comme paramètre.
 $N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $F = 9.5 \text{ GHz}$

lioration relative de la résistance négative qui s'oppose à la dégradation liée à l'élargissement de la zone d'injection. Cet effet s'ajoute à l'évolution normale de la résistance en fonction du niveau telle qu'elle découle de la théorie simplifiée.

Celle-ci permet par ailleurs d'interpréter directement les différences de comportement constatées précédemment (§ III.3.1.1.2) suivant la fréquence de travail. En effet, en se référant à l'expression analytique III.27 du coefficient K , nous pouvons dans une certaine mesure, analyser le comportement fréquentiel de l'impédance de la diode comparativement au comportement en fonction de I_0 . Ainsi, pour les fréquences les plus basses, le courant de fonctionnement choisi est supérieur au courant optimal et l'évolution de R en fonction de V_{HF} correspond à celle observée sur la figure III.13a pour les courants les plus élevés. Par contre, pour la fréquence optimale, l'évolution de la résistance correspond à celle observée pour le courant optimal.

En ce qui concerne l'évolution de la puissance d'oscillation, nous avons tracé sur la figure III.13b ses variations en fonction du niveau h.f. en prenant le courant continu comme paramètre. On peut constater que la puissance générée par le dispositif augmente d'abord fortement avec le courant I_0 , puis montrera une tendance à la saturation. Pour les courants les plus élevés, on remarque les bonnes per-

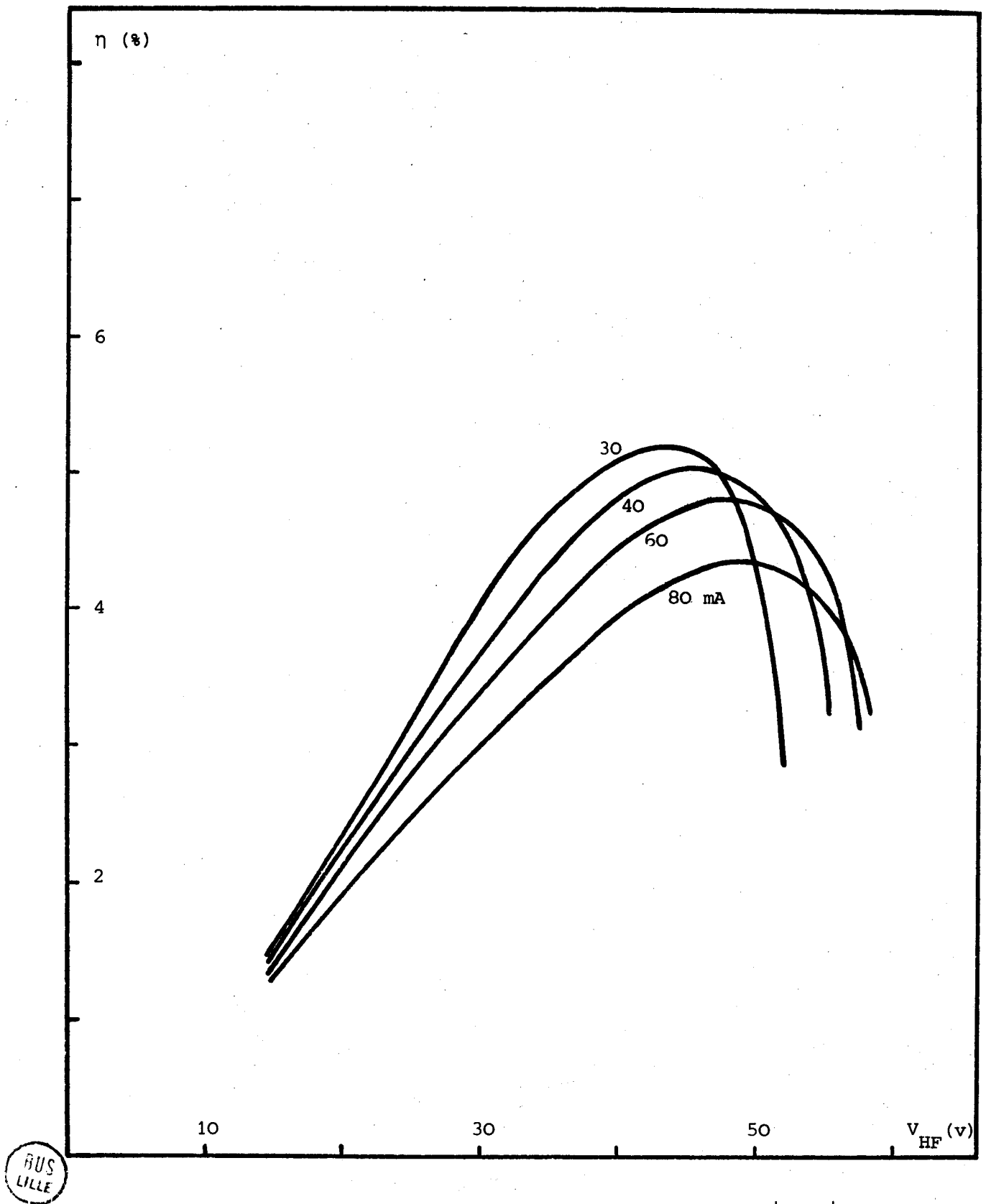


Figure III.13c : Evolution du rendement d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ en fonction de la tension V_{HF} avec le courant de polarisation comme paramètre.

$$N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$$

$$F = 9.5 \text{ GHz}$$

formances en puissance pour les amplitudes V_{HF} les plus grandes et ceci est alors directement lié à l'accroissement de la résistance négative avec le signal hyperfréquence appliqué. Quant au rendement (fig III.13 c), il décroît lorsque le courant de polarisation augmente au moins pour les amplitudes d'oscillation qui ne conduisent pas aux forts courants I_0 , à une amélioration sensible de la résistance négative et donc de la puissance générée. Ce phénomène peut s'interpréter facilement en considérant l'évolution de la phase d'injection avec le courant de polarisation (§ I.1 a) : quand le courant I_0 croît, la phase d'injection diminue et suivant la théorie élémentaire de la diode Baritt, le rendement doit naturellement décroître.



III.3.1.1.4 Influence de la concentration en impuretés

Les considérations précédentes nous ont permis de mettre en évidence le phénomène prépondérant qu'est l'évolution spatiale de la vitesse des porteurs à l'intérieur de la structure. Cette grandeur directement liée à la configuration du champ électrique, est par conséquent dépendante de la concentration en impuretés dans la diode. Une étude comparative de différents profils de dopage de type $P^+ N P^+$ est entreprise ici afin de mettre en relief leur influence sur les performances hyperfréquences du dispositif.

Sur la figure III.14 a, nous avons représenté l'évolution du rendement en fonction du taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{V_0}$ pour trois valeurs différentes de la

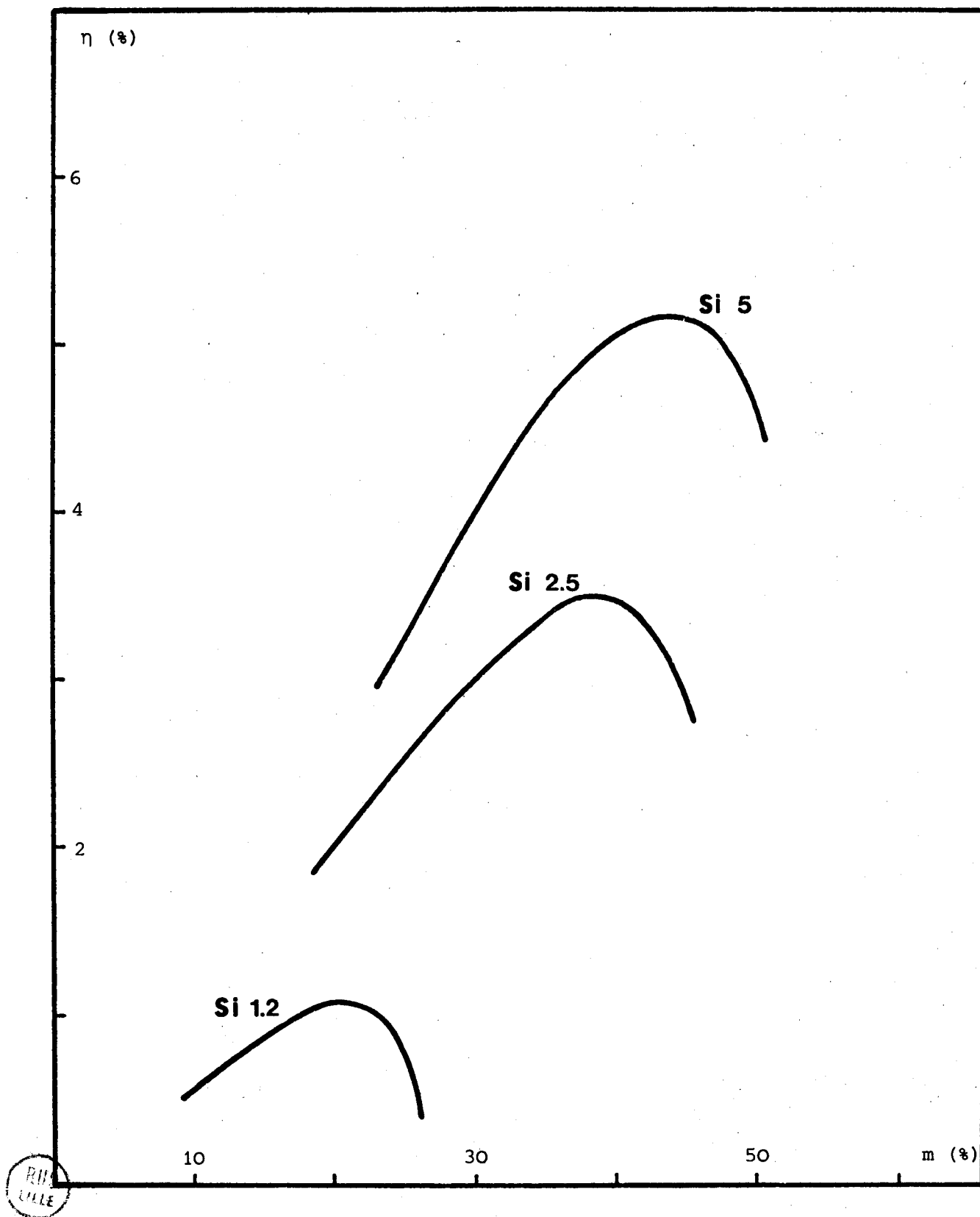


Figure III.14a : Evolution du rendement maximum en fonction du taux de modulation pour trois dopages uniformes, diode $P^+ N P^+$

- | | | |
|--|-----------------------|-----------------------|
| a) $N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ | $F = 9.5 \text{ GHz}$ | $I_o = 30 \text{ mA}$ |
| b) $N_D = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ "}$ | $F = 9 \text{ GHz}$ | $I_o = 30 \text{ mA}$ |
| c) $N_D = 1.25 \cdot 10^{15} \text{ "}$ | $F = 9 \text{ GHz}$ | $I_o = 40 \text{ mA}$ |

concentration N_D . On constate

- que les rendements sont d'autant plus élevés que les concentrations en impuretés sont élevées
- que les valeurs du taux de modulation pour les rendements maximum croissent avec le dopage.

Ceci peut être interprété, d'une part à partir de l'évolution de la largeur moyenne de la zone d'injection avec le niveau h.f. Cette variation est d'autant plus importante que le dopage est faible pour une même tension V_{HF} appliquée. D'autre part, comme pour tous les dispositifs à temps de transit, le rendement est une fonction croissante du taux de modulation tant que des phénomènes parasites contraires n'apparaissent. Ceux-ci, et tout particulièrement le passage en régime de mobilité, se produisent pour des taux de modulation d'autant plus importants que le champ continu dans la zone de transit est élevé et donc que le dopage est grand.

Nous avons également représenté sur la figure III.14 b, la puissance hyperfréquence générée pour chacune des concentrations en impuretés considérées ci-dessus. L'augmentation importante de la puissance disponible est liée à une amplitude de l'oscillation d'autant plus élevée que le dopage est grand. En outre, les valeurs correspondantes de la résistance de la diode en fonction de la tension V_{HF} sont portées sur la figure III.14 c. On peut remarquer que les variations relatives de cette résistance avec le niveau sont d'autant plus importantes que le dopage est faible, ceci en raison de l'influence plus sensible de l'élargissement de la zone d'émission.

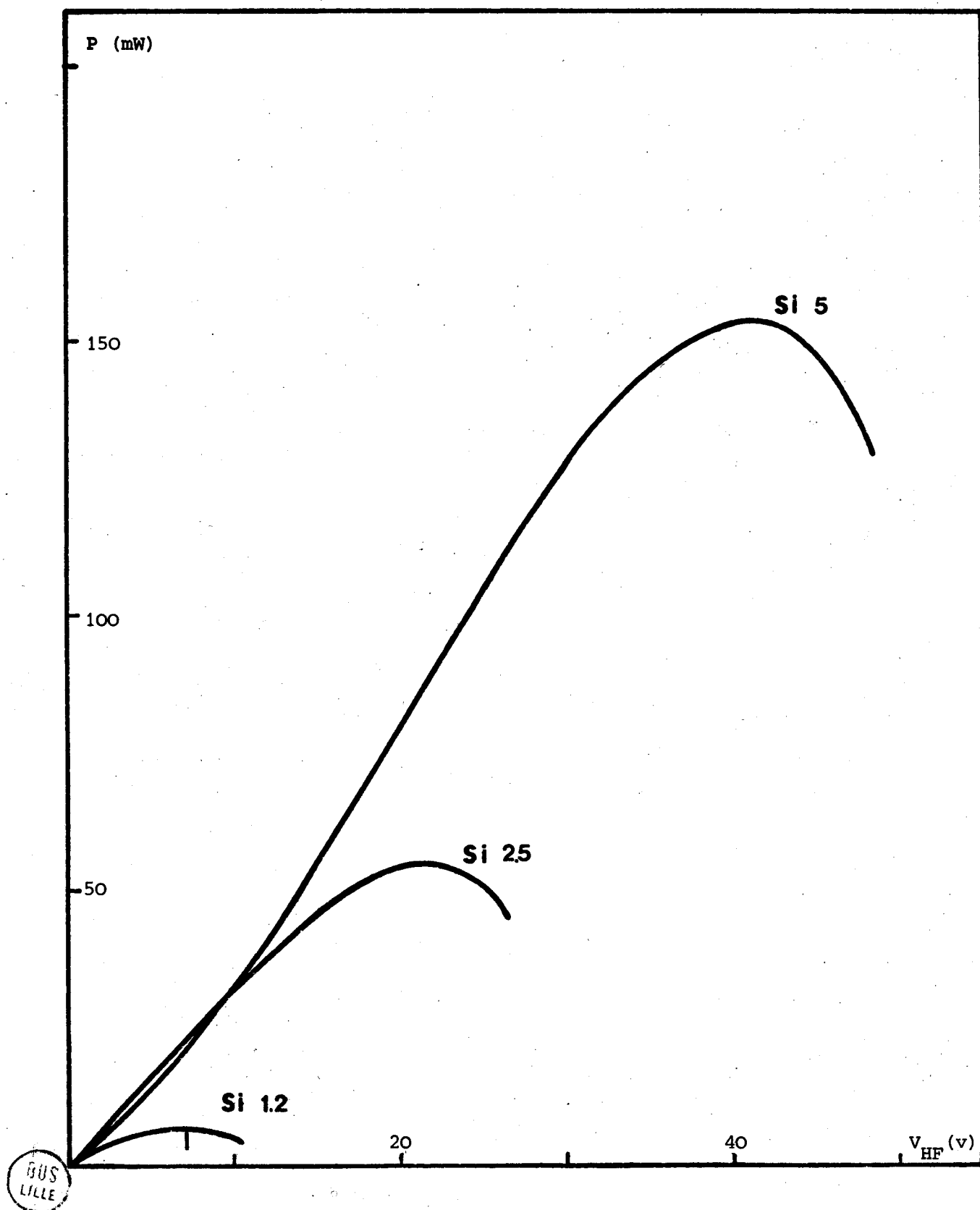


Figure III.14 b : Evolution de la puissance en oscillation en fonction de l'amplitude V_{HF} pour différentes valeurs de dopage, dans les conditions correspondant au rendement maximum.

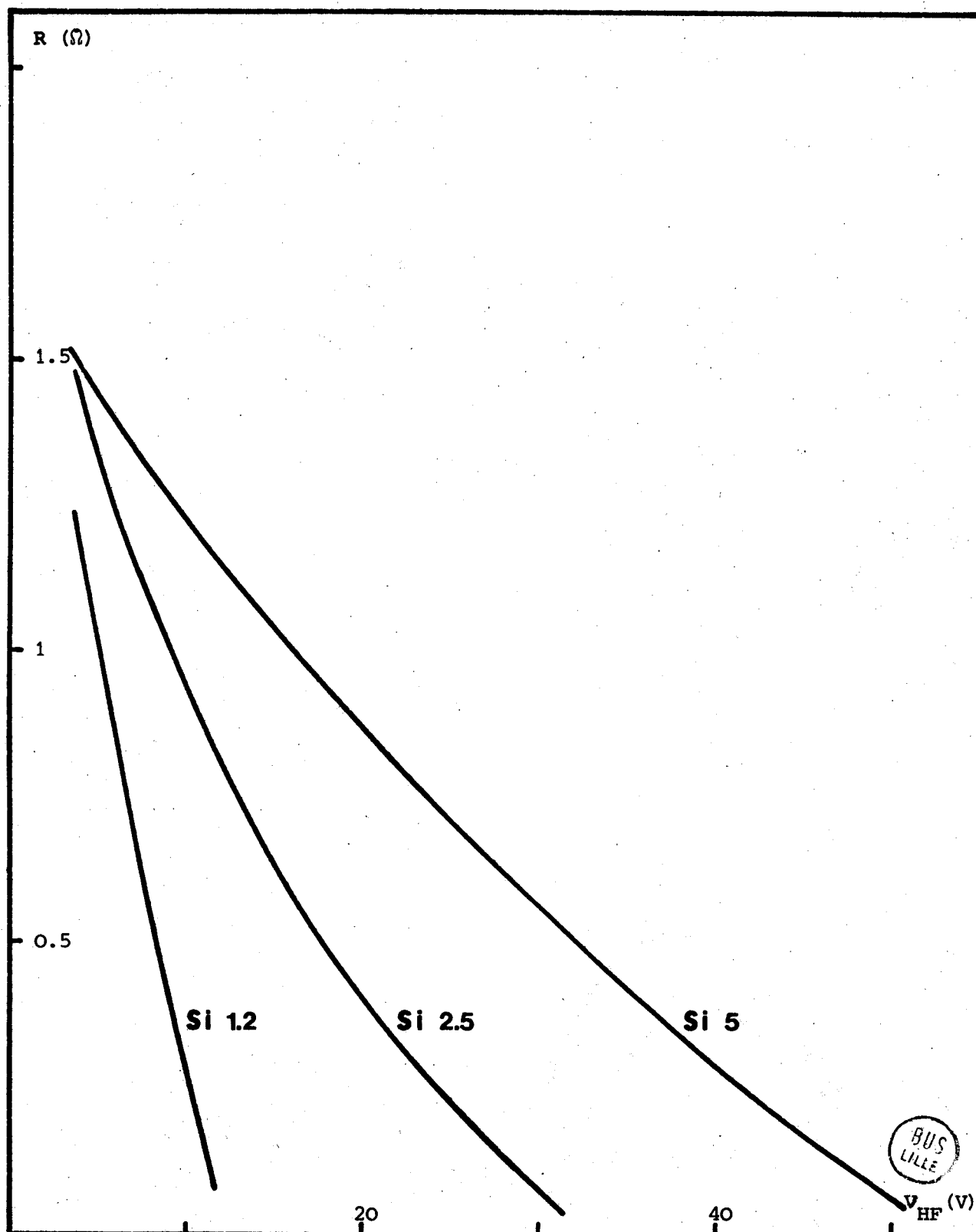


Figure III.14 c : Evolution de la résistance négative en fonction de l'amplitude V_{HF} pour différentes valeurs de dopage, dans les conditions correspondant au rendement maximum.

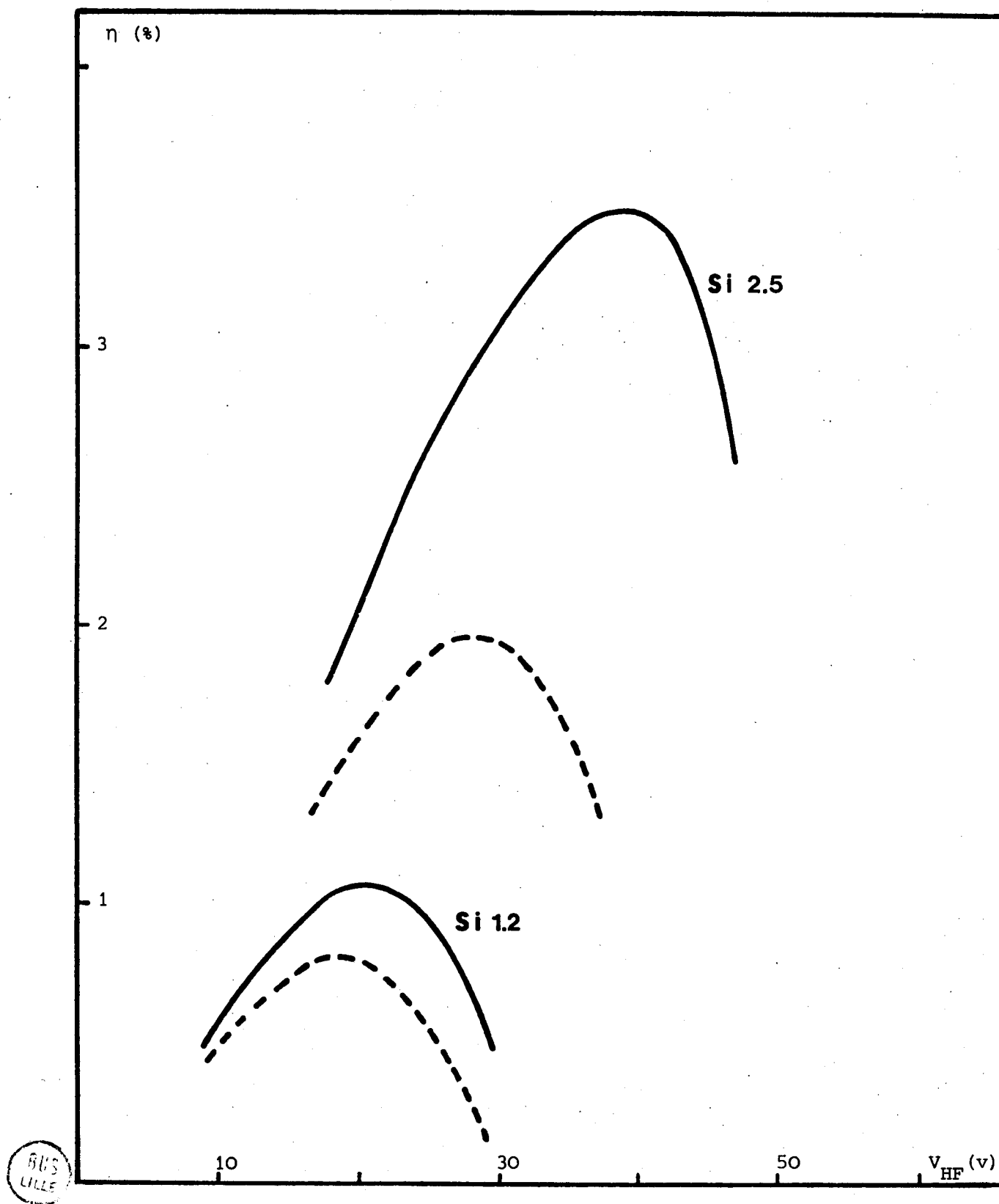


Figure III.15 : Influence de la résistance série (----) sur le rendement maximum de la diode Baritt $P^+ N P^+$ pour différentes valeurs de la concentration en impuretés. $R_s = 0.2 \Omega$.

	P mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Si 5	360	4.3	0.4	43	45	105	80	2.6
Si 2.5	85	2.5	0.52	36	20.5	57	60	1.005
Si 1.25	14	0.8	0.68	21	7	34	50	1

	η_m %	P mW	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Si 5	5.2	152	0.18	45	44	98	30	1.6
Si 2.5	3.5	55	0.35	38	19.5	52	30	1.002
Si 1.25	1.1	14	0.7	21	7	32.7	40	1

Tableau 1 : Performances optimales des diodes Baritt P^+NP^+ ($S=3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)

En conclusion, il pourrait sembler intéressant d'utiliser les dopages les plus élevés possible dans la mesure où ne se manifeste pas un effet de saturation dû à la réduction de l'effet du retard d'injection. Mais en fait, deux limitations fondamentales apparaissent dans cette voie :

- Les valeurs des résistances négatives pour les rendements maximums décroissent en fonction du dopage. Il en résulte une plus grande influence relative des résistances série dues aux substrats et aux pertes inévitables du circuit hyperfréquence, comme nous le montre la figure III.15.

- Les risques d'ionisation par choc des porteurs augmentent quand le champ électrique dans la zone de transit devient trop

élevé, c'est-à-dire quand le dopage croît. Le facteur de multiplication du courant M nous permet alors d'évaluer de manière assez approximative les limitations ayant pour origine le phénomène d'avalanche. A titre d'exemple, dans le cas d'une concentration égale à $5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$, la valeur du coefficient M atteint déjà 2,6 .

En conséquence, la valeur optimum de la concentration en impuretés pour la diode Baritt de type $P^+ N P^+$ est de l'ordre de $3 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$. Dans ce cas, les prédictions théoriques permettent d'espérer à une fréquence de 10 GHz , une puissance en oscillation atteignant 140 mW ($S=3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) et un rendement hyperfréquence proche de 3 %.

III.3.1.1.5 Influence du matériau : N ou P

Comme nous l'avons déjà signalé précédemment, les propriétés de la diode Baritt sont étroitement liées à la valeur de la vitesse prise par les porteurs, plus particulièrement dans la zone de mobilité. Pour modifier cette grandeur, une possibilité réside dans le changement du type de matériau considéré, ce qui implique une modification de la relation liant la vitesse au champ électrique. Ainsi, pour la structure complémentaire de type $N^+ P N^+$ où les charges mobiles sont les électrons, la mobilité à champ faible est alors trois fois plus grande et la vitesse limite légèrement supérieure.

Dans le cas où nous considérons une

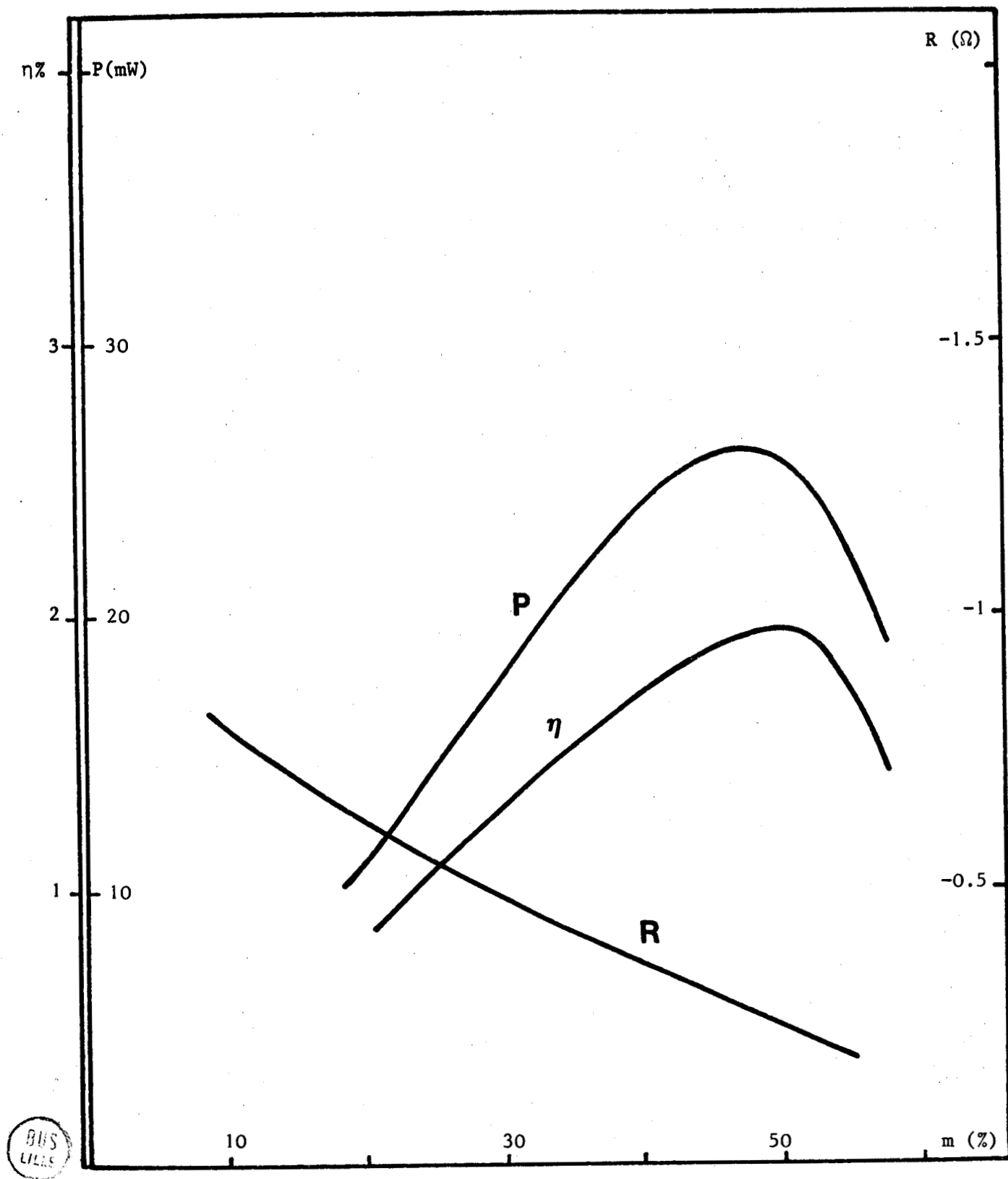


Figure III.16 : Evolution de la résistance négative, de la puissance et du rendement d'une diode Baritt $N^+ P N^+$ en fonction du taux de modulation dans les conditions donnant la puissance maximale.

$F=9.5 \text{ GHz}$ $S=3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ $I_0=40\text{mA}$

concentration en impuretés dans la région centrale constante et fixée à $1.2 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$, nous constatons sur la figure III.16 une amélioration notable des performances : puissance et rendement en oscillation par rapport à la structure $P^+ N P^+$ correspondante.

	P mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Sin 1.2	26	1.9	0.28	47	16	34	40	1.003
Sin 2.5	130	3.4	0.30	57	36	63	60	1.4

	η_m %	P mW	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Sin 1.2	2.5	15	0.16	48	15	31	20	1.001
Sin 2.5	5.2	58	0.13	61	34	56	20	1.25

Tableau 2 : Performances optimales des structures $N^+ P N^+$

La supériorité des capacités de la structure Baritt de type n a pour causes principales :

- la réduction de l'importance de la zone de mobilité.
 - une efficacité d'injection plus importante (§ III.2.3.1.2)
- car les porteurs évacuent plus rapidement la zone d'injection.

Au vu de ces résultats, il semble que le dispositif utilisant les électrons comme charges mobiles révèle des performances potentielles meilleures. Il nous faut cependant y apporter certaines restrictions : pour des profils de concentration en impuretés analogues, le dispositif de type $N^+ P N^+$ présente une résistance dynamique plus faible que son homologue, ceci est lié à la diminution de l'importance de la zone de mobilité et du retard

à l'injection qui découle de son existence. De plus, les risques d'ionisation sont dans ce cas plus élevés, le taux d'ionisation α étant plus important pour les électrons que pour les trous.

En conclusion, pour un taux de multiplication M fixé, la structure Baritt à dopage uniforme de type $P^+ N P^+$ semble préférable afin d'obtenir un maximum de puissance dans la bande X .

III.3.1.2 Structure à quatre couches

III.3.1.2 1 Intérêt physique

La limitation fondamentale due aux valeurs élevées du champ électrique nous conduit à élaborer une structure plus complexe à quatre couches du type $P^+ N \emptyset P^+$ ou $N^+ P \Pi N^+$. L'intérêt physique de cette structure réside dans la possibilité d'augmenter le dopage près de la zone d'injection, tout en évitant le phénomène d'avalanche, source de bruit prohibitif. Différents paramètres apparaissent alors dans la configuration du profil de dopage en particulier, la valeur de la concentration et la largeur de la région très dopée placée près de la zone d'émission. Dans la zone de transit, un champ électrique statique sensiblement constant, voire même légèrement décroissant, est recherché. Les performances du dispositif pourront donc dépendre de la forme du profil de champ électrique et par conséquent, des dopages dans la structure.

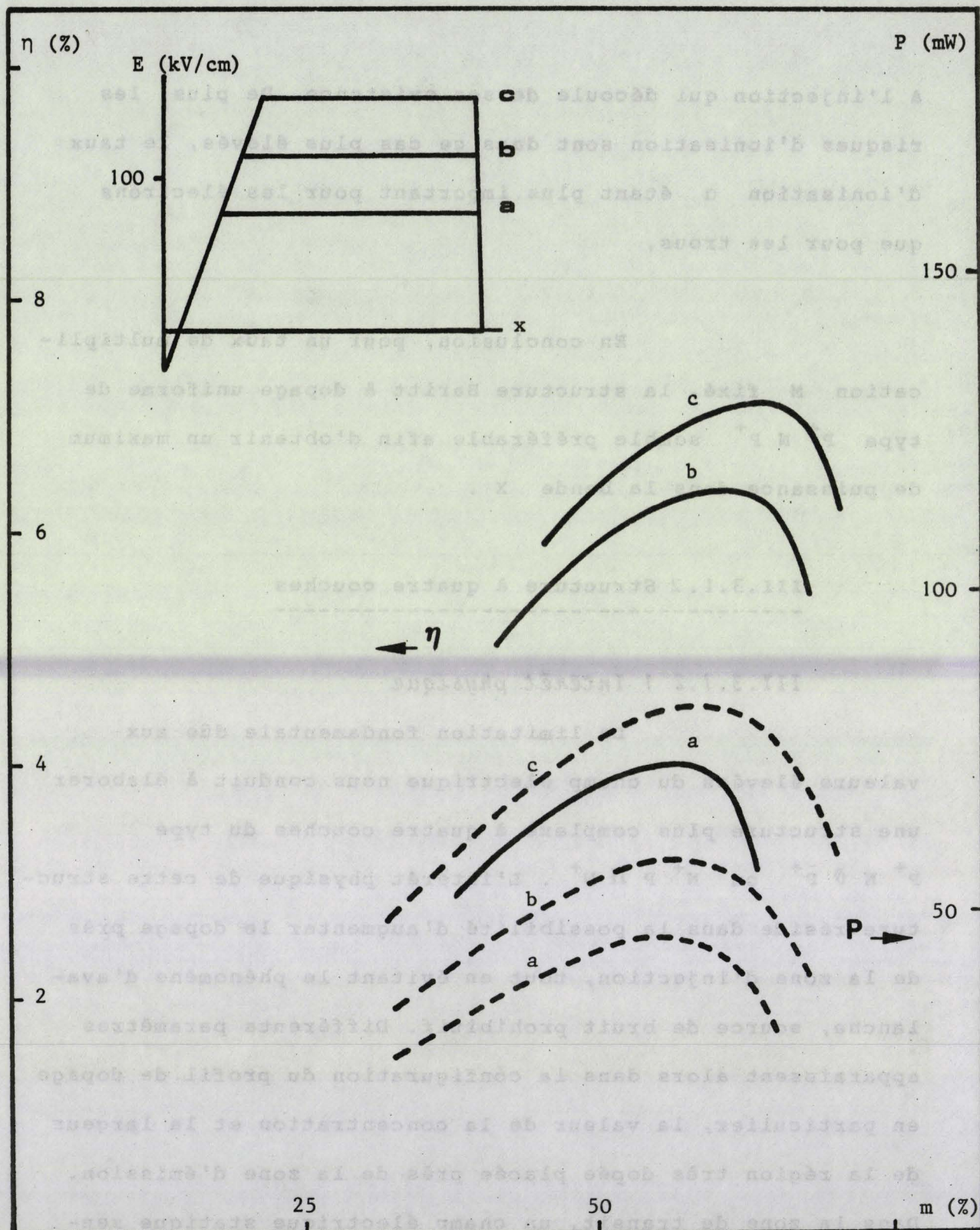


Figure III.17 : Rendement maximum (—) et puissance émise (----) de diodes Baritt $P^+ N \varnothing P^+$ en fonction du taux de modulation pour différentes épaisseurs L_N du pic de dopage N_D .
 $f = 9.5 \text{ GHz}$ $S = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

III.3.1.2.2 Influence des caractéristiques de la zone fortement dopée

Intéressons nous tout d'abord au cas de la structure de type $P^+ N \emptyset P^+$ et commençons cette étude en prenant l'épaisseur de la zone N comme paramètre, le dopage correspondant à cette zone étant fixé à $5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$. Sur la figure III.17, nous avons porté le rendement en fonction du taux de modulation pour trois longueurs différentes L_N . On constate que le rendement optimal ainsi que le taux de modulation pour cette valeur du rendement augmentent quand l'épaisseur de la zone N croît. Ces résultats confirment les interprétations données précédemment quant à l'influence des effets de modulation de vitesse, qui interviennent pour une amplitude de l'oscillation d'autant plus importante que le champ électrique dans la zone $\emptyset$ est plus élevé, donc que la longueur de la zone N est plus grande. Ces effets permettent aussi d'expliquer l'augmentation de la puissance émise quand la largeur de la zone N croît (fig III.17).

Par ailleurs, il est intéressant de noter que pour la valeur la plus élevée de la largeur L_N (cas C), la puissance hyperfréquence atteint une valeur maximale nettement supérieure (tableau 3) à celle calculée avec la structure de type p à dopage constant en absence de phénomène d'avalanche ; dans le cas C présent, le taux de multiplication moyen du courant n'est plus en effet que de 1,005.

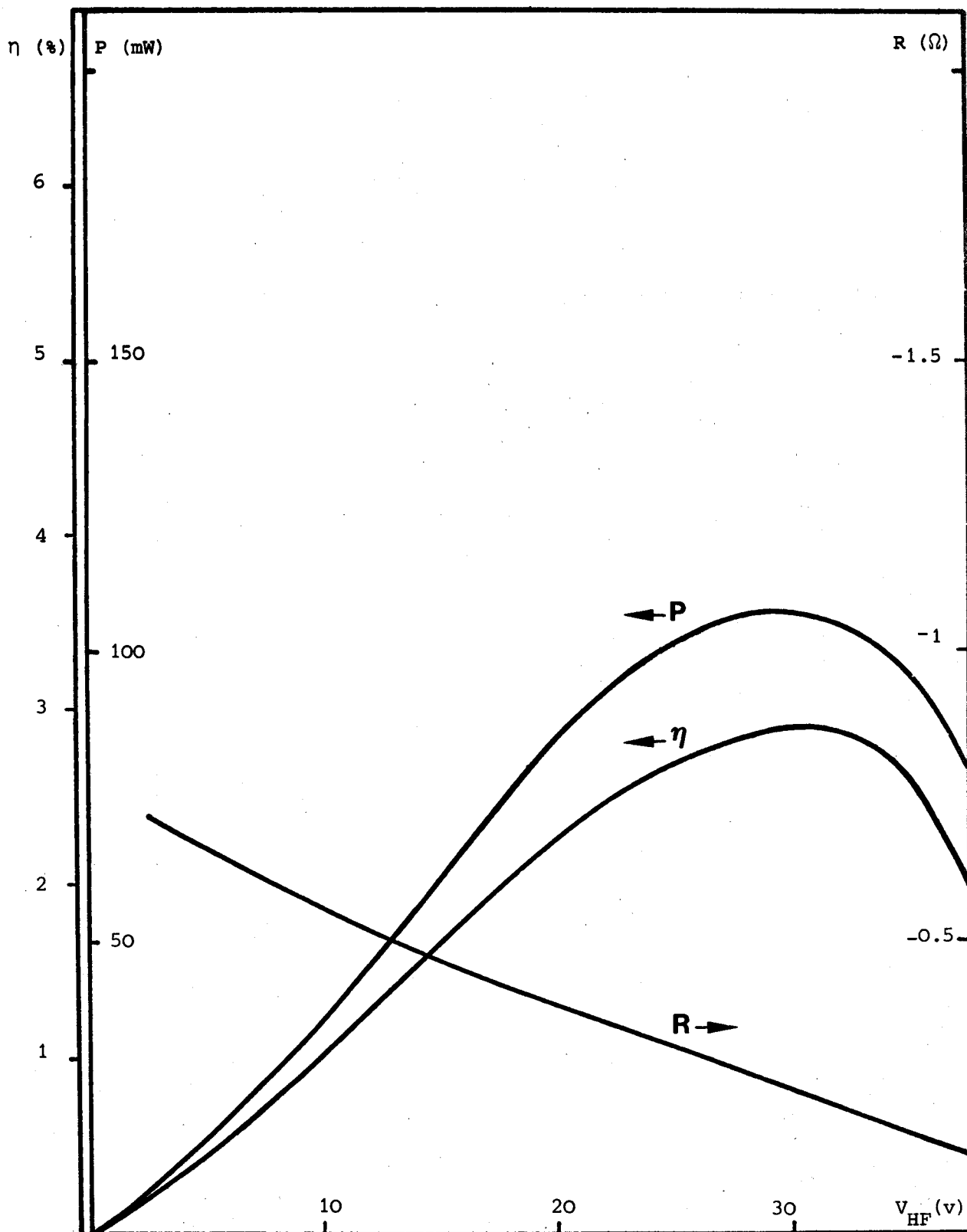


Figure III.18 : Puissance maximum, rendement et résistance négative d'une diode $P^+ N v P^+$ en fonction de la tension alternative appliquée V_{HF}

$f = 9.5$ GHz $I_o = 70$ mA

$N_D = 1.2 \cdot 10^{16}$ At/cm³ $L_N = 0.6$ μ m



	P mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} v	V_o v	I mA	M
Si a	93	3.1	0.36	53	23	43	70	1
Si b	155	3.7	0.38	56	29	52	80	1
Si c	245	4.7	0.37	59	38	64	80	1.005
Si d	106	2.9	0.24	60	31	52	70	1

	η_m %	P mW	R Ω	m %	V_{HF} v	V_o v	I mA	M
Si a	4	46	0.19	58	22	38	30	1
Si b	6.4	56	0.17	61	27	44	20	1
Si c	7.1	79	0.17	64	35	55	20	1.001
Si d	4.1	38	0.11	61	28	46	20	1

Tableau 3 : Performances optimales des structures $P^+ N \vee P^+$

Pour une valeur optimum du champ électrique moyen ainsi fixée, c'est-à-dire pour un produit $N.L_N$ donné, nous allons étudier maintenant l'influence du paramètre caractéristique qu'est la valeur de la concentration en impuretés N. Ainsi, pour un dopage choisi égal à $1.25 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ (Si d), nous fixons la longueur L_N telle que le champ électrique petit signal dans la zone de transit soit identique à celui du cas B précédent. On constate alors (fig III.18) que les performances hyperfréquences sont notablement diminuées par rapport à celles correspondant au cas B. En particulier, on peut noter une diminution de la résistance négative consécutive à une réduction du retard d'injection dans la zone de faible champ qui devient pratiquement négligeable. En conséquence, nous cons-

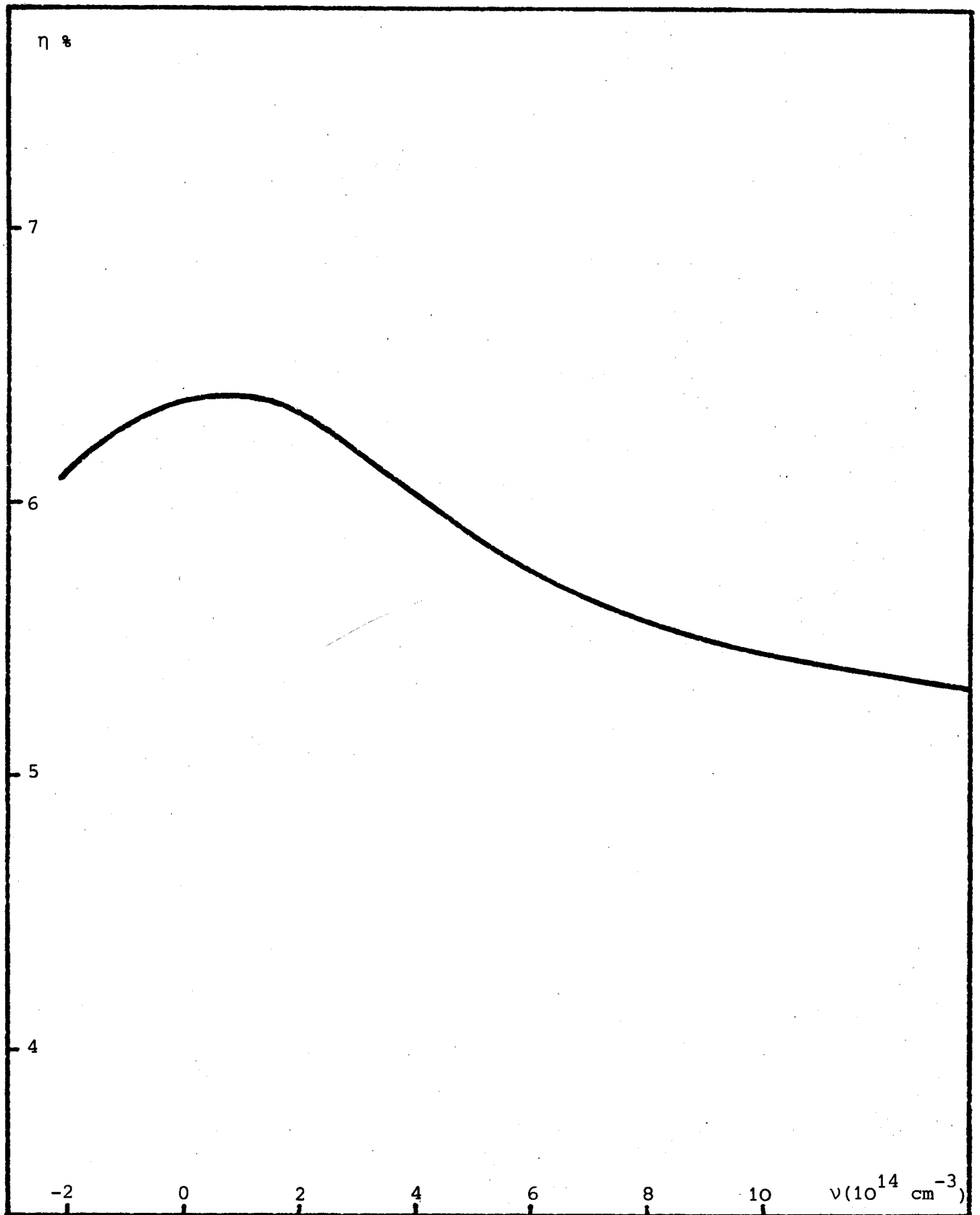


Figure III.19 : Evolution du maximum de rendement en oscillation des diodes P^+NVP^+ en fonction du dopage de la zone v

$f = 9.5 \text{ GHz}$ $I_0 = 20 \text{ mA}$
 $N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ $L_D = 1.6 \text{ } \mu\text{m}$

tatons que les deux phénomènes que sont le retard d'injection et la modulation de la zone d'émission qui ont des influences opposées, peuvent se compenser pour une valeur appropriée du dopage N . Cette concentration optimale peut être estimée de l'ordre de $5 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ dans le cas de la diode Baritt Silicium de type $P^+ N \varnothing P^+$.

III.3.1.2.3. Influence du dopage de la zone de faible concentration en impuretés

L'introduction d'un profil de dopage à différents paliers dans le but d'éviter d'atteindre des valeurs trop élevées pour le champ électrique a permis d'améliorer considérablement le rendement du dispositif. A priori, on peut penser qu'en introduisant une zone dopée Π et non plus $\varnothing$, on puisse améliorer encore ces possibilités. En fait, une optimisation des performances pour différentes valeurs du dopage $\varnothing$ ou Π a été entreprise et nous a permis de tracer sur la figure III.19, le rendement maximum en fonction de ce dopage (la structure étant caractérisée par une première zone fortement dopée identique à celle du cas B précédent).

Il s'avère que c'est pour une valeur de la concentration $\varnothing$ voisine de 10^{14} At/cm^3 que l'on obtienne les meilleurs résultats. Ceci peut s'expliquer par le fait que, dans le cas où le champ électrique est décroissant dans la zone de transit (dopage de type Π), pour les taux de modulation élevés le phénomène de modulation de

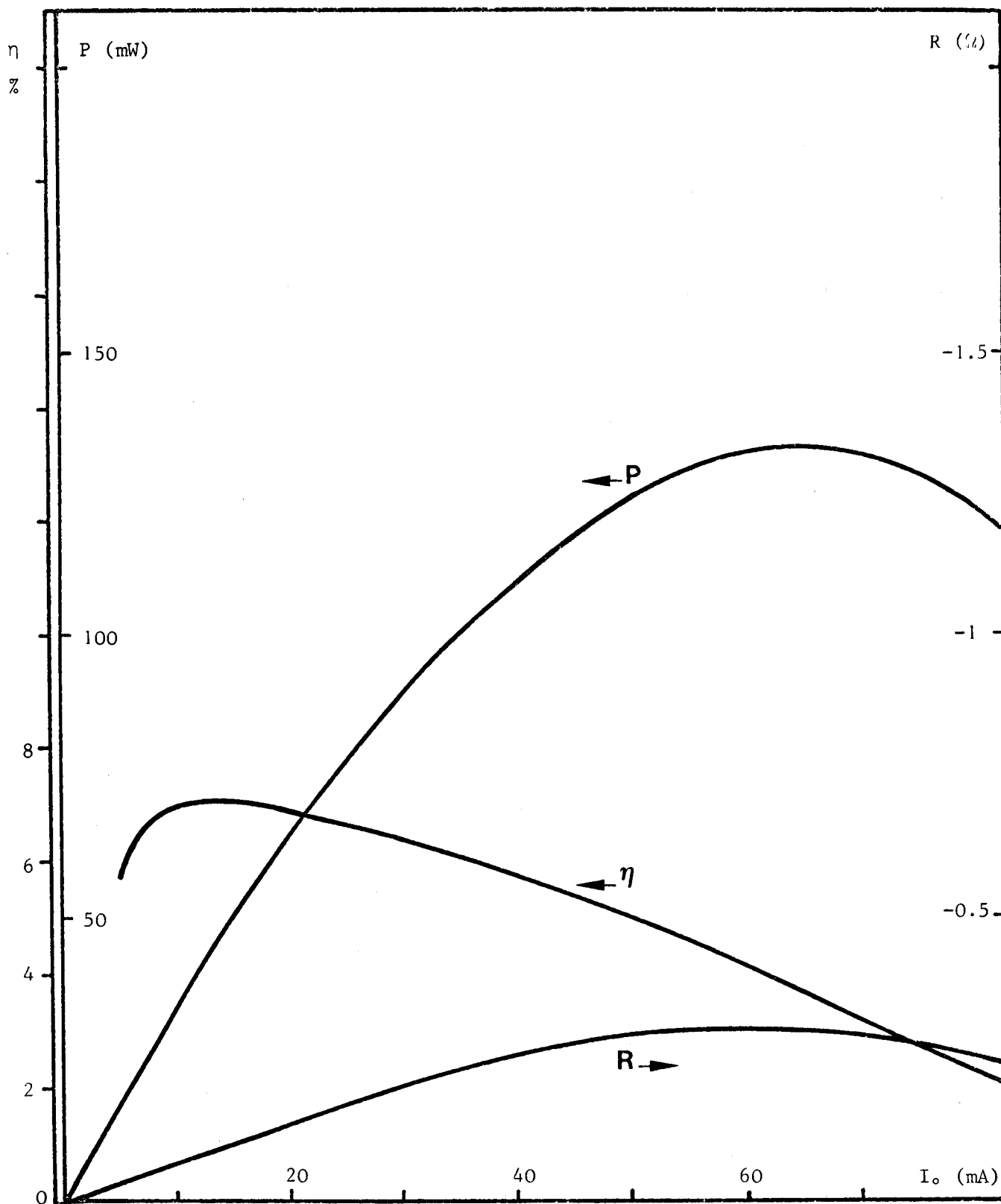


Figure III.20 : Puissance et rendement en oscillation maximum et résistance négative d'une diode Baritt $N^+ P \Pi N^+$ en fonction du courant de polarisation $f = 9.5$ GHz.

vitesse intervient alors plus rapidement quand les porteurs atteignent l'extrémité de la diode. Par conséquent, nous voyons qu'il existe pour le rendement en oscillation, une valeur optimale de la concentration $\varnothing$ dans la structure Baritt de type $P^+ N \varnothing P^+$.

III.3.1.2.4 Influence du matériau

Comme précédemment, nous allons considérer le cas de la structure complémentaire où les porteurs mobiles sont les électrons. Pour le dispositif de type $N^+ P \Pi N^+$ dont les caractéristiques sont analogues à celles du cas B, nous avons représenté sur la figure III.20 les performances optimales : puissance, rendement et résistance négative en fonction du courant de polarisation.

	P mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Sind	133	4.1	0.29	63	34	54	60	1.07

	η_m %	P mW	R Ω	m %	V_{HF} V	V_o V	I mA	M
Sind	6.9	67	0.13	67	33	49	20	1.02

Tableau 4 : Performances optimales de la structure $N^+ P \Pi N^+$

Par rapport aux caractéristiques de la structure complémentaire du type $P^+ N \varnothing P^+$, on peut constater les différences suivantes :

- la puissance et le rendement sont plus élevés pour un

même courant de polarisation ($I_0 \leq 60 \text{mA}$)

- le taux de modulation optimum est également plus grand
- la résistance négative par contre est nettement plus réduite
- le courant optimal est plus faible

Ces résultats peuvent s'expliquer en considérant respectivement les éléments suivants :

- la vitesse de saturation étant un peu plus grande, la tension appliquée pourra être plus élevée et il en sera de même de la puissance
- la mobilité des porteurs étant plus grande, les limitations liées au passage en régime de mobilité dans la zone de transit interviendront plus tardivement : on pourra même utiliser des structures à configuration de champ faiblement décroissant du type $N^+ P \emptyset N^+$
- la mobilité étant plus importante, les porteurs parviennent beaucoup plus rapidement à leur vitesse limite
- la vitesse des charges mobiles étant plus grande dans la zone qui suit la zone d'injection, le courant de particules induit est plus élevé durant la première moitié de la période : ceci permet d'expliquer que le courant optimal soit plus faible car pour contrebalancer cet effet, il faut réduire l'angle d'injection φ (fig II.11) c'est-à-dire diminuer le courant continu.

Ces différents effets antagonistes se traduisent par un maximum de puissance pour la structure $N^+ P \parallel N^+$ légèrement inférieur à celui de la structure $P^+ N \emptyset P^+$ corres-

pondante. Nous pouvons également noter que la valeur moyenne du champ dans la zone de transit en régime petit signal est de l'ordre de 110 kV/cm et que le taux de multiplication reste voisin de 1 comme c'était le cas pour la structure correspondante de type p . Mais, il n'en serait plus du tout de même dans le cas d'une structure à électrons dont le profil de champ serait identique à celui de la structure $p^+ N \varnothing p^+$ (cas C) donnant le maximum de puissance émise.

On peut donc conclure que, pour l'obtention de fortes puissances, la structure la plus favorable se révèle être du type $p^+ N \varnothing p^+$. En ce qui concerne le rendement hyperfréquence, le résultat est exactement inverse pour des profils identiques et on peut espérer des rendements émis de l'ordre de 7% avec des diodes $N^+ P \Pi N^+$. Toutefois, cet avantage est quelque peu théorique, car la résistance négative de ces structures étant beaucoup plus faible, les rendements réels seraient du même ordre de grandeur dans les deux types de composants. En conclusion, le bilan est globalement favorable aux structures Baritt de type $p^+ N \varnothing p^+$.

III.3.1.3 Structure à cinq couches

Une structure plus complexe peut être maintenant envisagée, pour laquelle une zone limitée faiblement dopée au sortir de la zone d'émission aurait pour effet d'accroître le retard d'injection. L'extension dynamique de cette

zone serait confinée par l'existence d'une zone fortement dopée et on aurait ainsi un dispositif multicouches de type $P^+ \varnothing N \varnothing P^+$.

Cependant, les conditions assez draconiennes sur la largeur optimale de la première zone dopée $\varnothing$ et les difficultés techniques qui ne manqueraient pas d'apparaître dans la réalisation de ces différentes couches, diminuent l'intérêt de cette nouvelle structure si on se limite à l'amélioration modérée de la puissance en oscillation qui en résulterait. Nous verrons toutefois que ce composant qui peut présenter par ailleurs des propriétés de bruit intéressantes, a été effectivement réalisé et donne des rendements particulièrement intéressants [12] .

III.3.2 Possibilités de la diode Baritt en ondes millimétriques

L'analyse précédente nous a permis de démontrer la capacité du dispositif à émission thermoionique et temps de transit de générer dans la bande X , des puissances de l'ordre de quelques centaines de milliwatts. La fiabilité de la diode et une technologie du matériau Silicium bien maîtrisée rendent ce dispositif intéressant pour certaines applications et notamment dans les systèmes ne nécessitant qu'une faible puissance hyperfréquence. Des résultats expérimentaux obtenus en bande $K_u^{[13]}$ et $K_a^{[14]}$ et un manque de systèmes actifs simples et peu coûteux, tel que mélangeur aux fréquences plus

élevées, nous ont amenés à scruter les possibilités de la diode Baritt dans la bande de fréquences correspondant aux ondes millimétriques.

III.3.2.1 Problème posé

Deux questions peuvent alors se poser :

- Etant donné la faible valeur de la résistance négative dans la bande X , en existe-t-il toujours une aux fréquences nettement plus élevées ?
- Dans l'affirmative, quelle est la structure appropriée ?

En effet, d'après ce qui précède, la présence de la zone d'injection constitue une limitation fondamentale dans l'obtention d'une résistance négative et une épaisseur minimale voisine de $0.1 \mu\text{m}$ a été obtenue numériquement en augmentant la concentration en impuretés dans la diode dans des limites réalistes. Cependant, cette longueur n'en est pas moins non négligeable devant la dimension W de la diode aux fréquences millimétriques. De plus, nous avons mis en évidence l'élargissement moyen de cette zone avec le niveau du signal hyperfréquence appliqué à la diode. Ceci se traduit électriquement par l'existence d'une résistance série qui, en première approximation, est constante avec la fréquence. A l'opposé, la résistance négative dont l'origine réside dans le phénomène de transit des charges mobiles, diminue quand la fréquence croît à surface de diode constante. D'où la question : la résistance dynamique totale de la diode peut-elle être

négative dans la gamme d'ondes millimétriques ?

Dans cette optique, la nécessité d'utiliser une concentration de dopage élevée près de la zone d'injection et les différentes limitations mises en valeur dans l'étude en bande X vont conditionner la définition de la structure conforme pour un bon fonctionnement en bande Q. Ainsi, pour éviter des champs électriques trop élevés, source du phénomène d'avalanche, des structures multicouches de type $P^+ N \varnothing P^+$ ou $N^+ P \Pi N^+$ se révèlent nécessaires. Pour des considérations technologiques, nous limitons cette étude essentiellement à ce type de profil différencié à quatre couches.

III.3.2.2 Etude des performances hyperfréquences et ----- comparaison des matériaux n et p -----

Des remarques précédentes sur la largeur de la zone d'émission, on peut penser que plus la concentration en impuretés est élevée, meilleures sont les performances hyperfréquences. Sur la figure III.21, nous avons étudié les variations du rendement optimisé par rapport au courant continu et au niveau h.f, en fonction de la concentration près de la zone d'injection. Pour mener à bien cette étude, nous avons maintenu fixe le champ électrique dans la zone de transit en conservant le produit $N_A l_A$ constant. Comme nous l'avons mis en évidence dans notre analyse en bande X pour le rendement maximum, le taux de modulation augmente avec le dopage. De plus, la diminution de la résistance négative en fonction de l'amplitude de l'oscillation

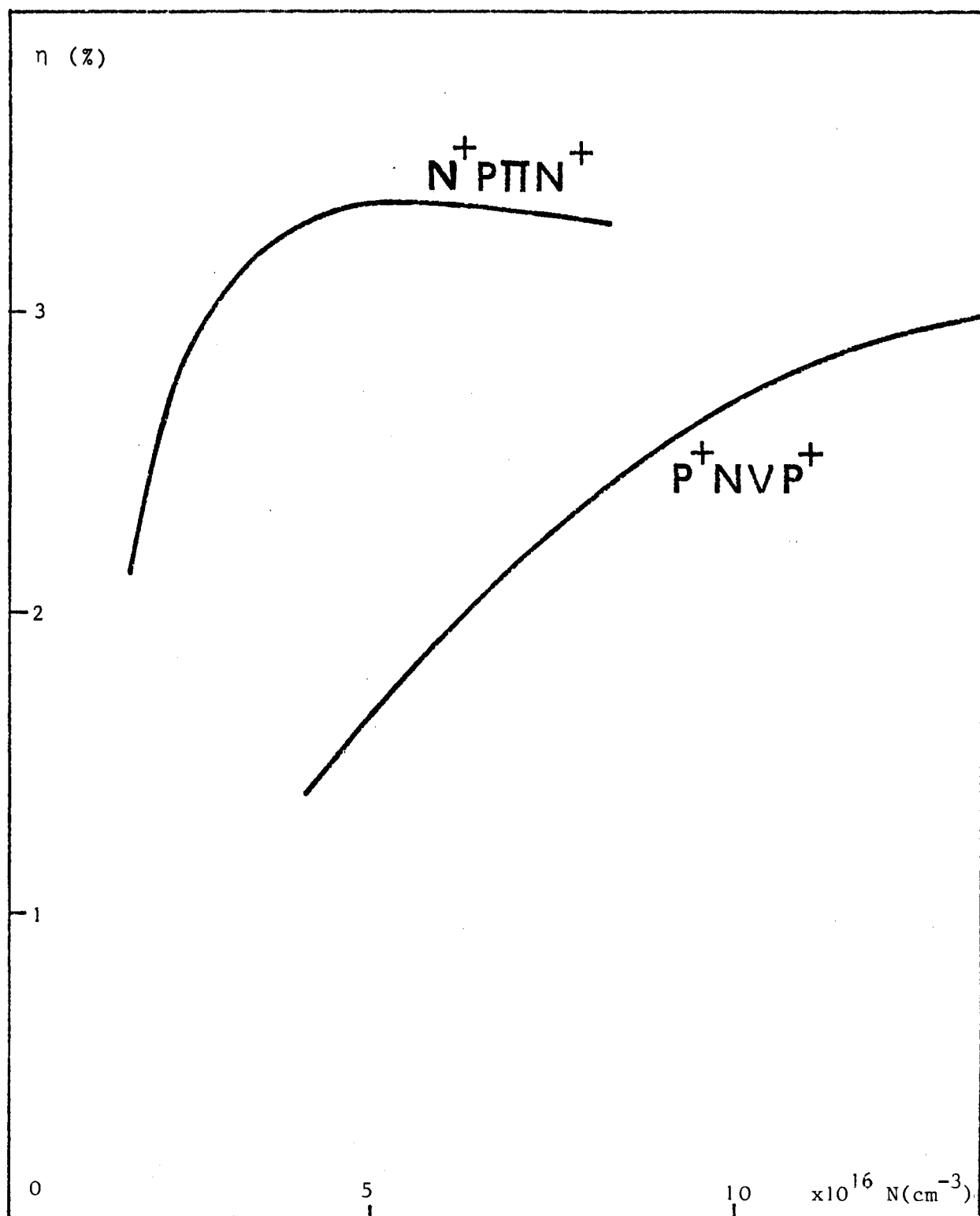


Figure III.21 : Rendement optimum des structures Baritt $P^+ N \varnothing P^+$ et $N^+ P \Pi N^+$ en fonction de la concentration en impuretés de la zone fortement dopée $F = 40 \text{ GHz}$

est plus lente pour les dopages élevés. Néanmoins, la figure III.21 met en évidence un maximum du rendement égal à 3.3 % pour la structure $N^+ P \Pi N^+$. La présence de ce maximum résulte des principaux effets suivants :

- la largeur de la zone d'émission atteint une valeur limite minimale
- le retard à l'injection lié à l'existence d'une zone à vitesse non saturée près du plan d'injection décroît continuellement quand le dopage croît.

Par ailleurs, le type du matériau utilisé constitue un paramètre supplémentaire qui peut influencer sur les performances en oscillation de la diode Baritt. Comparativement, la figure III.21 indique que la structure dont les porteurs sont les électrons est plus favorable que la structure $P^+ N \varnothing P^+$ pour l'obtention d'un rendement maximum. Dans ce dernier cas, on remarque que la concentration en impuretés N_D pour laquelle un optimum du rendement est atteint, est nettement plus importante. Ceci peut être expliqué par le fait que, pour une concentration identique, l'effet dû à la diffusion des porteurs s'étend beaucoup plus à l'intérieur de la structure dans le cas des trous, ce qui nous conduit à augmenter davantage la valeur du dopage N_D . Deuxièmement, le retard d'injection est plus important en raison de la mobilité plus faible des trous.

Sous un autre point de vue, la précision élevée nécessaire pour la réalisation du pic de concentration N_D ferait apparaître des problèmes technologiques assez délicats.

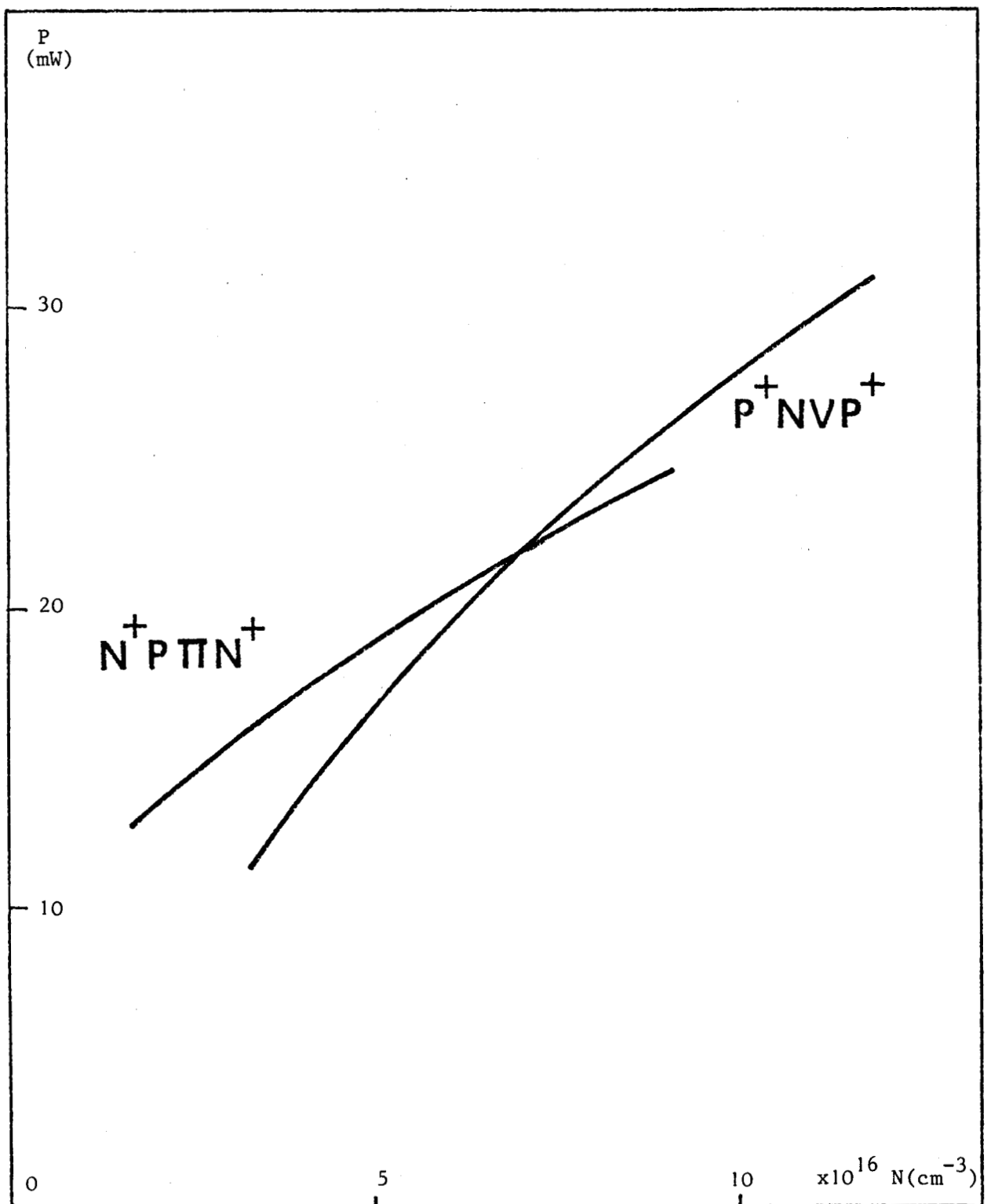


Figure III.22 : Puissance en oscillation optimum des structures Baritt $P^+ N \emptyset P^+$ et $N^+ P \Pi N^+$ en fonction de la concentration en impuretés de la zone fortement dopée $F = 40 \text{ GHz}$

En conséquence, la structure de type $N^+ P \Pi N^+$ s'avère préférable pour l'obtention du meilleur rendement et les paramètres et performances de la structure optimale sont résumés dans le tableau ci-dessous.

$P^+ NVP^+$	P_{max}	η	R	m	V_{hf}	V_o	I_o	M
	mW	%	Ω	%	v	v	mA	
	24	1.1	0.43	48	21	43.3	50	1.09
	N_D	L_D	N_V	L_V				
	cm^{-3}	μm	cm^{-3}	μm				
	$8 \cdot 10^{16}$	0.26	10^{14}	1.13				

$N^+ P \Pi N^+$	η_{max}	P	R	m	V_{HF}	V_o	I_o	M
	%	mW	Ω	%	v	v	mA	
	3.3	8.7	0.48	56	14.8	26.3	10	1.14
	N_D	L_D	N_V	L_V				
	cm^{-3}	μm	cm^{-3}	μm				
	$4 \cdot 10^{16}$	0.34	10^{14}	1.35				

Tableau 5 : Performances optimales aux fréquences millimétriques ($S=10^{-5} cm^2$)

En ce qui concerne l'optimalisation de la puissance émise, les performances des deux types de structure sont similaires, comme on peut le voir sur la figure III.22 où nous avons porté la puissance optimale en fonction du dopage. La structure $P^+ N \varnothing P^+$ semble légèrement plus prometteuse car elle permet un courant de fonctionnement plus important. Cependant, la résistance négative présentée par le dispositif reste extrêmement faible.

En pratique, les pertes dues au substrat et au circuit hyperfréquence sont inévitables et il est alors indispensable de réduire ces pertes au maximum sous peine

d'abaisser fortement ces performances. Ainsi, pour une résistance série minimale d'environ 0.5Ω ce qui peut être une valeur typique, la puissance maximale chute alors à 8 mW . La structure correspondante est du type $N^+ P \parallel N^+$ avec un dopage N_A de $4 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$. Le courant de fonctionnement est alors de 30 mA et l'amplitude de l'oscillation de 17 v .

Par ailleurs, il nous paraît intéressant d'ouvrir ici une parenthèse quant à l'intérêt présenté par le dispositif Baritt réalisé à partir d'une barrière Schottky et plus spécifiquement aux fréquences millimétriques. En effet, cette structure aurait notamment pour avantages d'une part, de réduire la résistance série en raison du contact ohmique, d'autre part elle montre expérimentalement^[15] de meilleures propriétés d'injection que celles de la jonction $P^+ N$.

III.4 ETUDE PROSPECTIVE DE L'UTILISATION DE MATERIAUX NOUVEAUX

Nous avons étudié dans le paragraphe précédent, les possibilités de la diode Baritt Silicium dans la gamme d'ondes millimétriques. Dans ce domaine de fréquences, les caractéristiques particulières du profil de dopage rendent la faisabilité de la diode relativement délicate. De plus, la faible valeur de la résistance négative entraîne une limitation importante de la puissance d'oscillation émise par le dispositif Baritt. Une première nécessité est donc d'augmenter notablement l'amplitude de la résistance négative si l'on veut s'affranchir de la meilleure façon possible des effets liés aux pertes et à l'influence du circuit hyperfréquence.

Dans ce sens, la théorie analytique de l'impédance linéaire de la diode (§ II.2.6.4) a montré précédemment la possibilité de stimuler cette résistance par l'introduction d'une mobilité négative. Ainsi, on a pu observer (fig II.14)

- une exaltation de la résistance négative qui est d'autant plus importante que la mobilité différentielle est grande
- une gamme de fréquences dans laquelle se manifeste cette résistance, qui s'accroît avec la mobilité μ_d .

Par ailleurs, nous avons vu aussi (§ III.2.2.3) que l'effet d'une mobilité différentielle négative, contrairement à celui d'une mobilité positive, peut se traduire par une focalisation du paquet de porteurs injectés ce qui devrait

être favorable en régime dynamique. Cette mobilité différentielle se manifeste notamment dans la dépendance de la vitesse des porteurs avec le champ électrique de certains matériaux tels que l'arséniure de gallium et le phosphure d'indium.

III.4.1 Mise en évidence de l'influence de la mobilité différentielle négative en régime grand signal

Cependant, ces différentes remarques restent qualitatives et le traitement linéaire n'est valable que pour les faibles signaux. Pour quantifier les améliorations potentielles sur la puissance en oscillation, il est nécessaire d'envisager alors un traitement en régime grand signal. Ainsi, l'étude analytique préliminaire que nous développons ci-dessous a pour but de mieux mettre en valeur l'intérêt de ce nouveau dispositif et de faciliter la compréhension des phénomènes intervenant dans ce type de fonctionnement.

Dans ce modèle, nous posons les hypothèses suivantes :

- Le pic de courant injecté est instantané et émis quand la tension alternative aux bornes de la diode est maximum.
- Le champ électrique est uniforme dans la structure.
- Le phénomène de diffusion est supposé négligeable.

Les charges injectées, soumises à l'action du champ électrique, se dirigent vers la cathode en donnant naissance à un courant dans le circuit extérieur exprimé par la relation

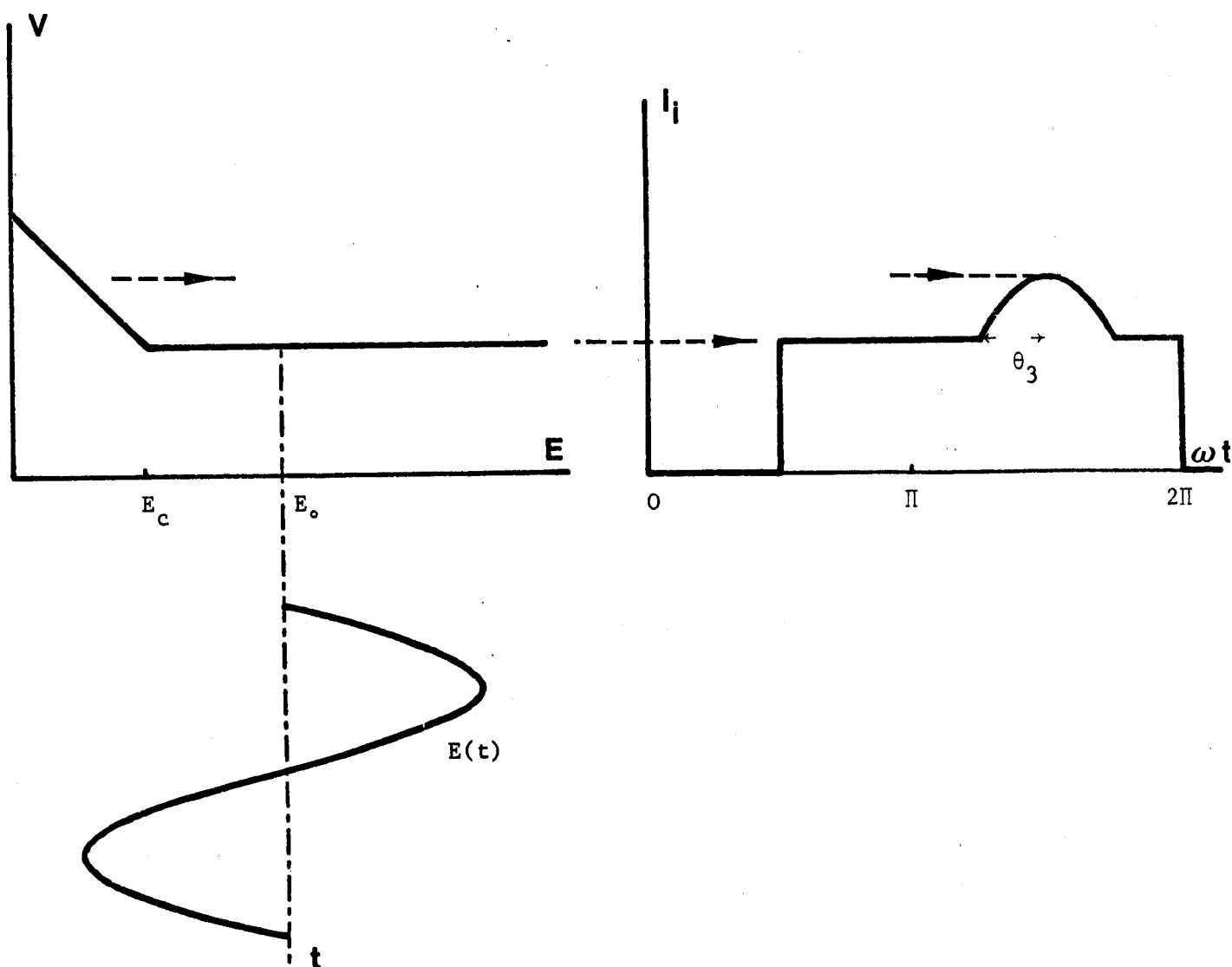


Figure III.23 : Principe de transfert des caractéristiques de la courbe $v(E)$ idéalisée de l'AsGa sur la forme d'onde du courant induit.

$$i(t) = \frac{q v(t)}{W}$$

Le champ électrique et par conséquent la vitesse évoluant avec le temps, le courant induit va être étroitement lié à cette variation. Pour estimer analytiquement cette dépendance, il est nécessaire de faire à présent quelques simplifications. En premier lieu, nous négligeons la réaction de charge d'espace dans la structure et nous admettons que l'évolution temporelle du champ dans la zone de transit est proportionnelle à celle de la tension aux bornes de la structure. En second lieu, nous linéarisons la loi de variation $v(E)$ comme l'indique la figure III.23. Pour un point de fonctionnement donné V_0 auquel correspond un champ E_0 , le signal appliqué étant d'amplitude suffisante, le courant de particules induit prend la forme représentée sur la figure III.23.

La décomposition en série de Fourier de ce signal permet d'obtenir les composantes continue et fondamentale (partie réelle) du courant.

$$I_0 = I_M \left[\frac{3}{4} + \frac{(\theta_3 \cos \theta_3 - \sin \theta_3) \left(1 - \frac{v_{\min}}{v_{\text{sat}}}\right)}{\pi (1 - \cos \theta_3)} \right] \quad (\text{III.28})$$

$$I_1 = I_M \left[\frac{1}{\pi} + \frac{(\theta_3 - \cos \theta_3 \cdot \sin \theta_3) \left(1 - \frac{v_{\min}}{v_{\text{sat}}}\right)}{\pi (1 - \cos \theta_3)} \right] \quad (\text{III.29})$$

où θ_3 est l'angle d'ouverture correspondant à la zone de mobilité négative.

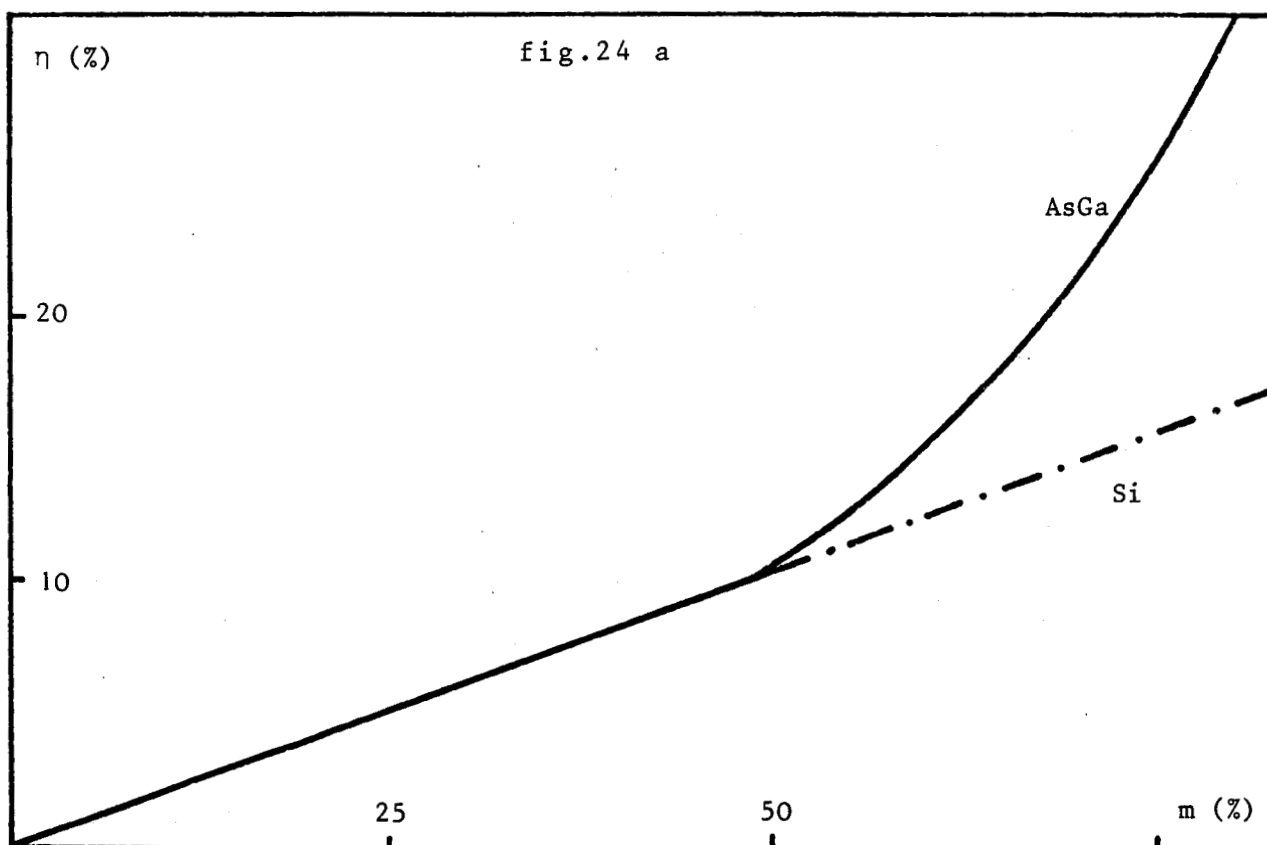


Figure III.24 : Influence de la caractéristique vitesse-champ électrique

a) sur le rendement

b) sur la résistance négative normalisée

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\Pi R C^2 \omega^2}{I_M}$$

c) sur la puissance normalisée $\frac{P}{P_0} = \frac{2\Pi \cdot P}{V_0 \cdot I_M}$

dans le cas des matériaux : AsGa (—) et Si (---).



On peut alors calculer de façon classique les expressions donnant

$$\text{- la résistance négative } R = \frac{I_M}{\pi v_{HF} C^2 \omega^2} \cdot \{1 + f(\theta_3)\} \quad (\text{III.30})$$

$$\text{- la puissance } P_o = \frac{v_{HF} I_M}{2\pi} \cdot \{1 + f(\theta_3)\} \quad (\text{III.31})$$

$$\text{- le rendement } \eta = \frac{m}{2} \cdot \frac{1 + f(\theta_3)}{\frac{3\pi}{4} + g(\theta_3)} \quad (\text{III.32})$$

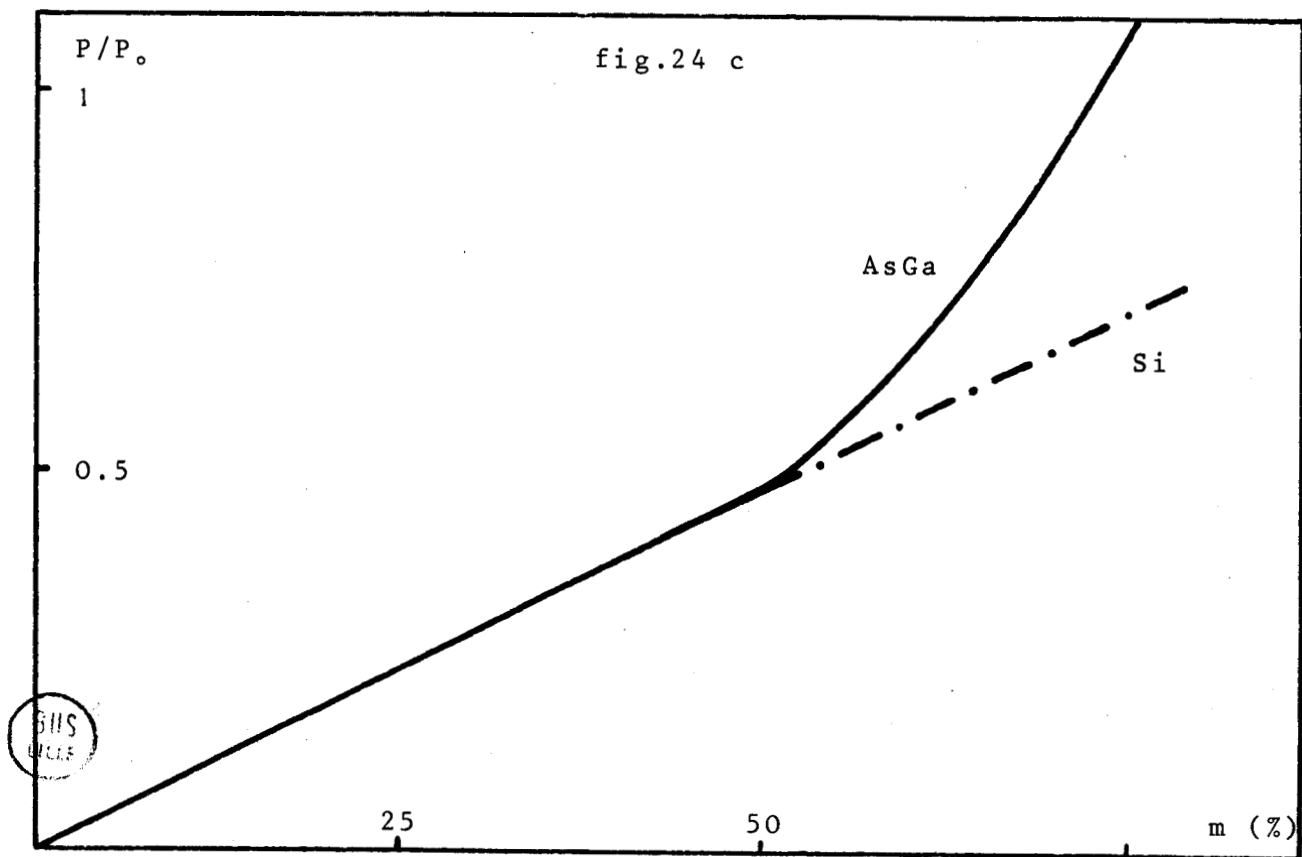
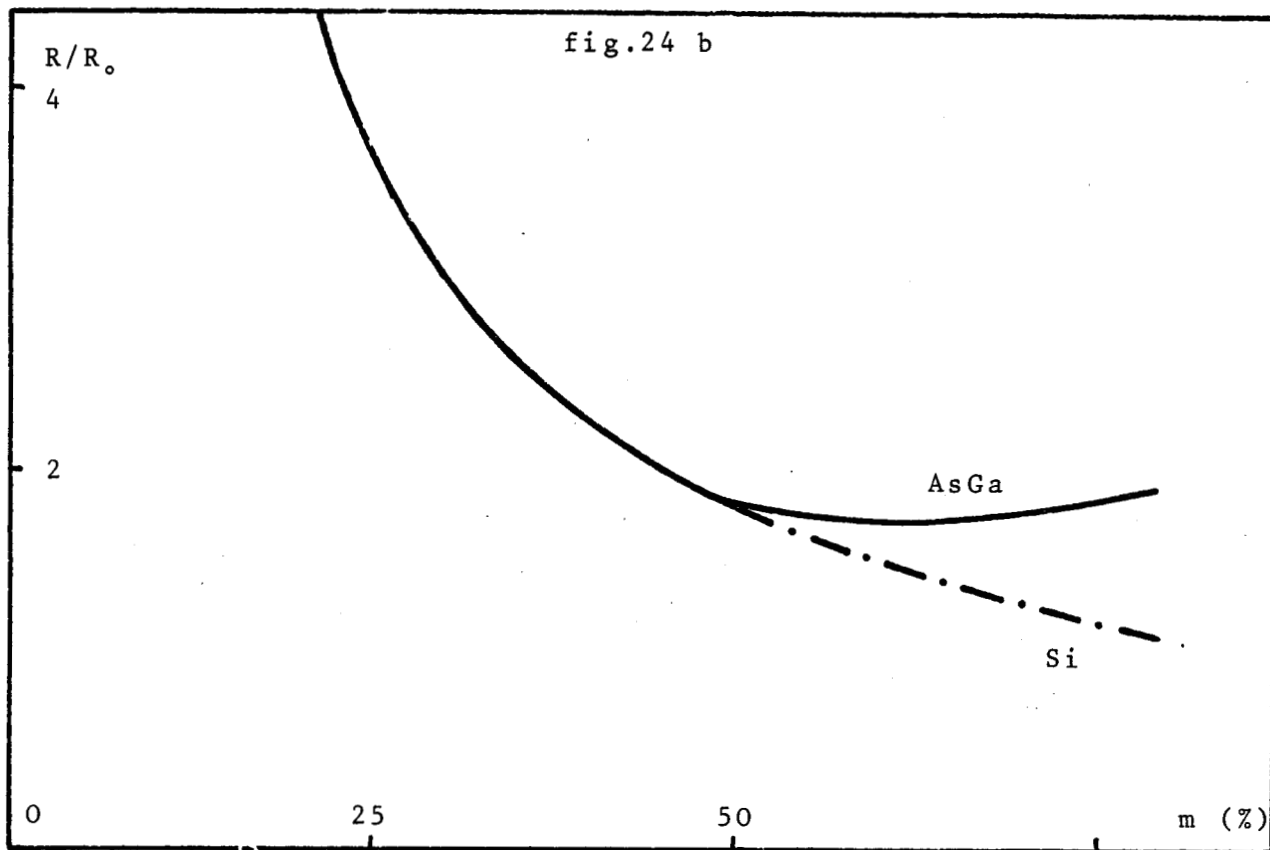
$$\text{avec } f(\theta_3) = \frac{\theta_3 - \cos \theta_3 \cdot \sin \theta_3}{1 - \cos \theta_3} \cdot \left(1 - \frac{v_{\min}}{v_{\text{sat}}}\right) \quad (\text{III.33})$$

$$\text{et } g(\theta_3) = \frac{\theta_3 \cos \theta_3 - \sin \theta_3}{1 - \cos \theta_3} \cdot \left(1 - \frac{v_{\min}}{v_{\text{sat}}}\right) \quad (\text{III.34})$$

L'évolution de chacune de ces quantités est représentée sur les figures III.24 a,b,c en fonction du taux de modulation dans les deux cas suivants :

- cas du silicium avec $v = v_{\text{sat}}$
- cas d'un matériau du type AsGa

Le point de fonctionnement statique a été fixé tel que $E_o = 2E_c$ et le choix de cette valeur constitue, comme on le verra par la suite, un élément déterminant pour un fonctionnement correct du dispositif. L'examen de ces résultats révèle une amélioration sensible des performances hyperfréquences (puissance, rendement et résistance négative) comparativement au cas



du silicium, pour les niveaux h.f tels que les effets liés à la mobilité différentielle négative présentée par la courbe $v(E)$ puissent se manifester. Ils peuvent être interprétés par le fait qu'entre les instants $T/2$ et T où il y a génération de puissance, le courant induit se trouve amplifié et le bilan de puissance est alors plus favorable.

Cette analyse agréée par conséquent les prédictions du modèle linéaire et montre qu'il est possible d'augmenter les possibilités de la diode Baritt en hyperfréquences par l'emploi de matériau dont la caractéristique vitesse des porteurs en fonction du champ électrique présente une zone de mobilité différentielle négative.

III.4.2 Recherche de la structure appropriée

Il nous faut à présent définir la configuration de la structure qui assure une influence optimale à l'effet de mobilité négative. En se référant à la schématisation précédente, les problèmes suivants se posent :

- le champ électrique statique dans la zone de transit doit-il être uniforme ou distribué à l'intérieur de la structure
- sa valeur doit-elle être située dans la zone où la mobilité μ_d est négative ou être plus importante
- quelle est sa valeur optimale ?

Pour résoudre ce problème, une étude systématique de l'influence de la concentration en impuretés dans la

zone de transit a été entreprise à partir du modèle de simulation numérique. En effet, seul un modèle exact de ce type peut convenir notamment parce qu'il tient compte de la dépendance instantanée et spatiale de la vitesse avec le champ électrique ainsi que de l'influence du phénomène de diffusion. Pour cela, nous avons choisi l'expression II.6 comme relation entre vitesse des porteurs et champ électrique dans l'AsGa. En ce qui concerne le coefficient de diffusion, les valeurs publiées dans la littérature sont assez divergentes et nous avons adopté comme expression, la relation d'Einstein généralisée

$$D(E) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{v(E)}{E}$$

Cette valeur est cohérente avec les résultats récents d'une étude réalisée au laboratoire sur les caractéristiques intrinsèques des matériaux en champ fort^[16].

Le caractère spécifique de la forme de la vitesse des porteurs dans l'AsGa signifie que les charges mobiles sont dans ce cas les électrons et la forme la plus simple de la structure Baritt est par conséquent du type $N^+ P(x) N^+$. Pour s'affranchir des effets liés à la zone d'émission, nous avons été amenés à choisir une concentration en impuretés élevée près du plan d'injection. Plus loin dans la diode, le profil de dopage est défini de façon à garantir une valeur du champ électrique située dans la zone de mobilité négative. Cependant, pour des raisons de technologie, nous limiterons la complexité de notre structure à quatre couches au maximum.

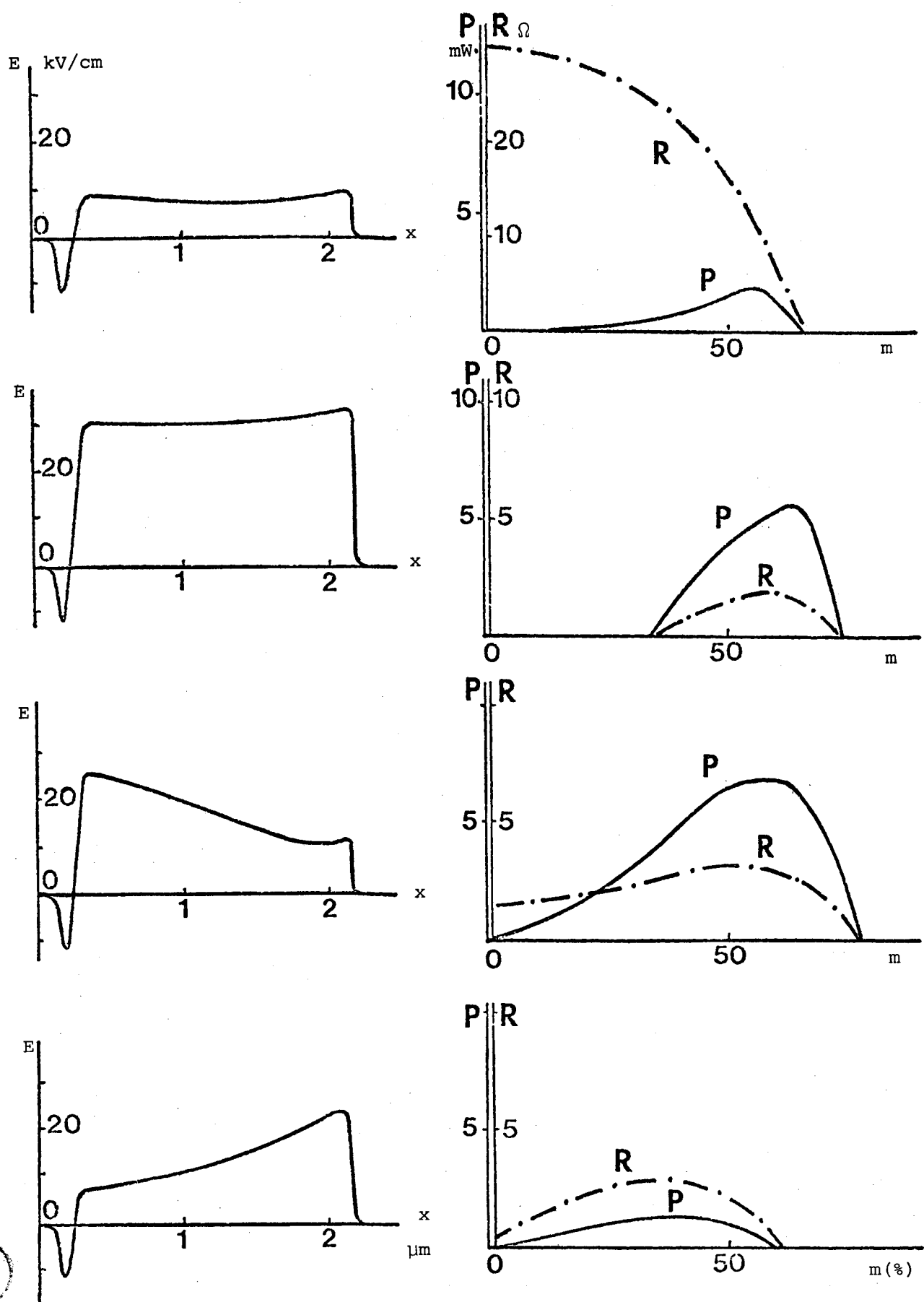


Figure III.25 : Puissance générée et résistance négative de diodes Baritt AsGa en fonction du taux de modulation pour quatre profils différents de champ électrique.

$F=40$ GHz $I_o=60$ mA $S=2 \cdot 10^{-5}$ cm²

On peut alors envisager 4 cas pour lesquels la configuration du champ électrique correspondant est représenté sur la figure III.25.

Cas 1. Le champ électrique continu est uniforme à l'intérieur de la structure et sa valeur est située dans la zone où la mobilité différentielle est négative. Comparativement au silicium, un accroissement important de la résistance négative est obtenu, en particulier pour les faibles niveaux qui correspondent à une influence maximum de la mobilité μ_d . Cependant, la tension continue et par voie de conséquence l'excursion de la tension alternative restent limitées. La puissance émise n'atteint que 2 mW à 40 GHz pour un courant de polarisation fixé à 60 mA ($S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$). Cette puissance peut être largement améliorée en augmentant la surface de la diode mais il peut alors en résulter une valeur prohibitive du courant continu et une diminution importante de la résistance négative. Au point optimum, le produit $P \times R$ qui constitue un bon facteur de mérite est de 26 mW.Ω.

Cas 2. Le champ électrique est uniforme et sa valeur est supérieure au champ de seuil ($E_0 \approx 30 \text{ kV/cm}$). Des puissances en oscillation intéressantes ($P = 5,8 \text{ mW}$, $S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$) sont obtenues mais uniquement pour des taux de modulation élevés pour lesquels l'effet de la mobilité différentielle négative a lieu. Pour les faibles niveaux, la vitesse moyenne des porteurs est notablement diminuée et l'angle de transit n'est plus adapté. La résistance négative est alors annihilée.

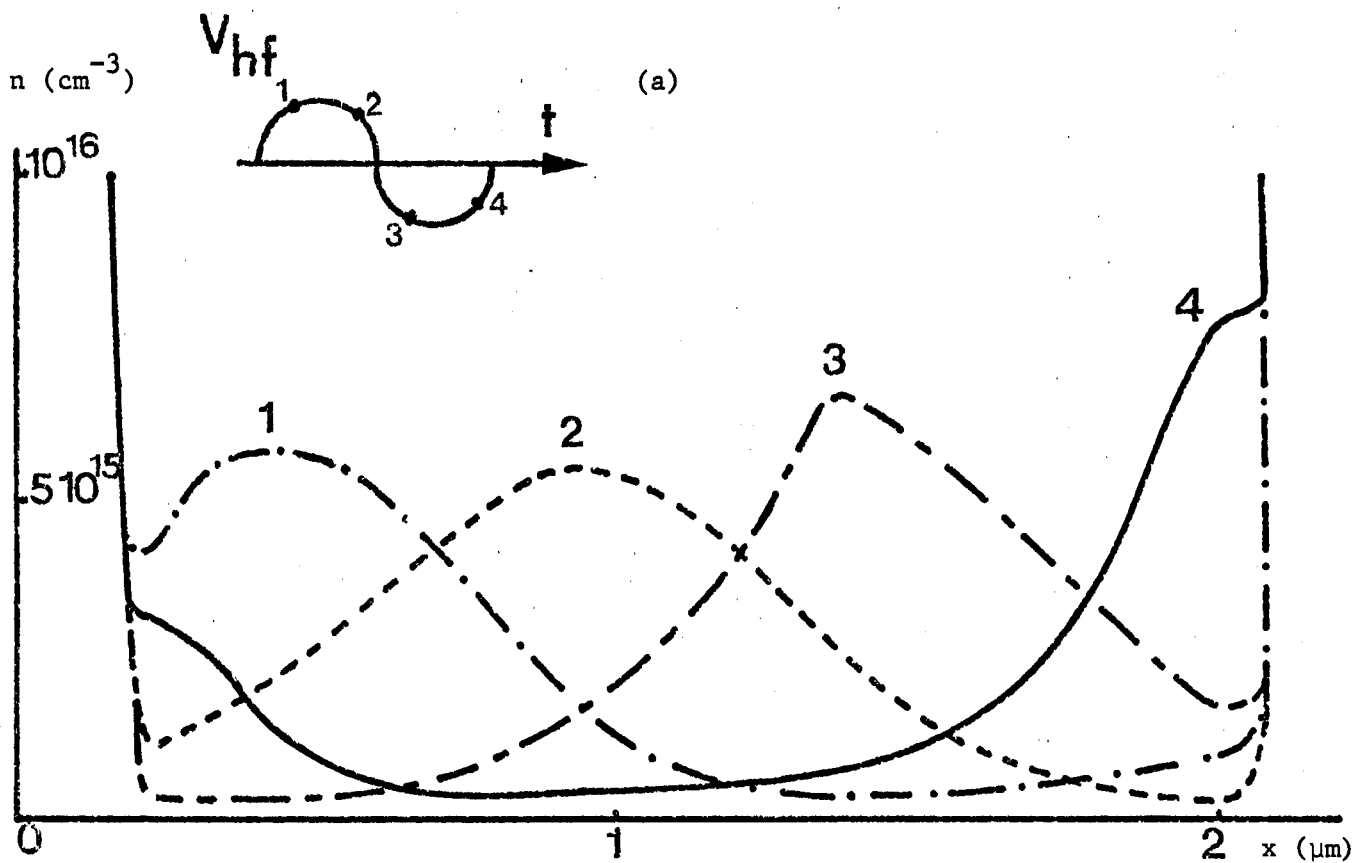
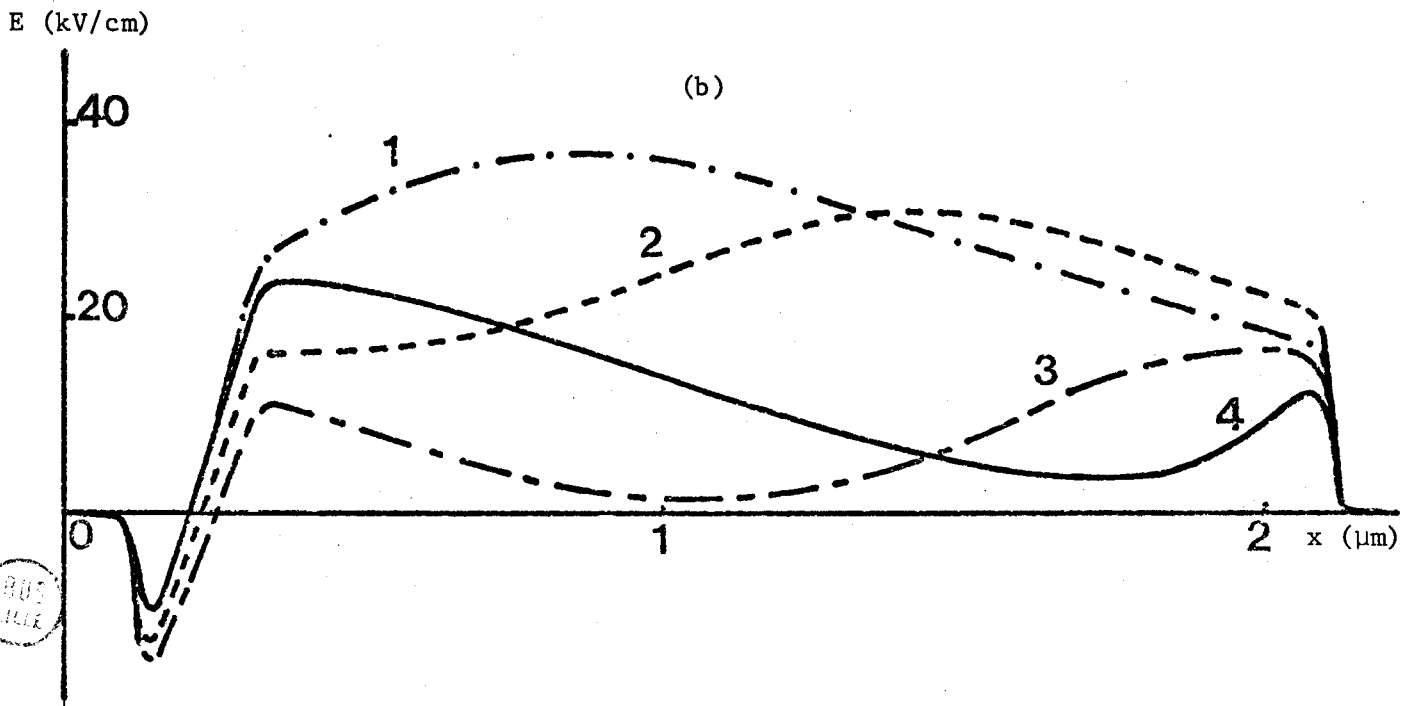


Figure III.26 : Configuration spatiale du champ électrique (b) et de la densité de porteurs mobiles (a) dans une diode Baritt AsGa pour différentes phases de la tension h.f appliquée.
 $F = 40 \text{ GHz}$ $I_o = 60 \text{ mA}$



Ce dispositif ne peut donc fonctionner spontanément en oscillateur à résistance négative.

Cas 3. Le champ électrique est légèrement décroissant dans la structure et n'atteint la zone à mobilité différentielle négative qu'à l'extrémité de la diode. Une amélioration sensible de la résistance ainsi que de la puissance d'oscillation ($R = 0,64 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$; $P = 340 \text{ W/cm}^2$) est obtenue. La résistance négative croît d'abord avec le niveau h.f jusqu'à ce que des effets parasites tel que le passage en régime de mobilité n'apparaissent. Le produit $P \cdot R$ pour le point à puissance maximum est de $21 \text{ mW} \cdot \Omega$.

Ces performances intéressantes peuvent être interprétées au vu de l'évolution du pic de porteurs injectés dans la diode au cours d'une période (fig III.26). En effet, à l'injection des porteurs, le champ électrique est tout d'abord élevé et la vitesse de dérive est voisine de la vitesse de saturation. Plus loin dans la diode et pour un instant postérieur, le champ électrique devient plus faible et la vitesse des charges mobiles s'accroît. Par ailleurs, un effet de focalisation apparaît, dû à l'influence de la mobilité négative qui concentre le pic de porteurs. Ces deux effets conduisent à une augmentation du courant induit durant la seconde moitié de la période, comme l'illustre la figure III.27 et contribuent ainsi à améliorer les performances hyperfréquences du dispositif.

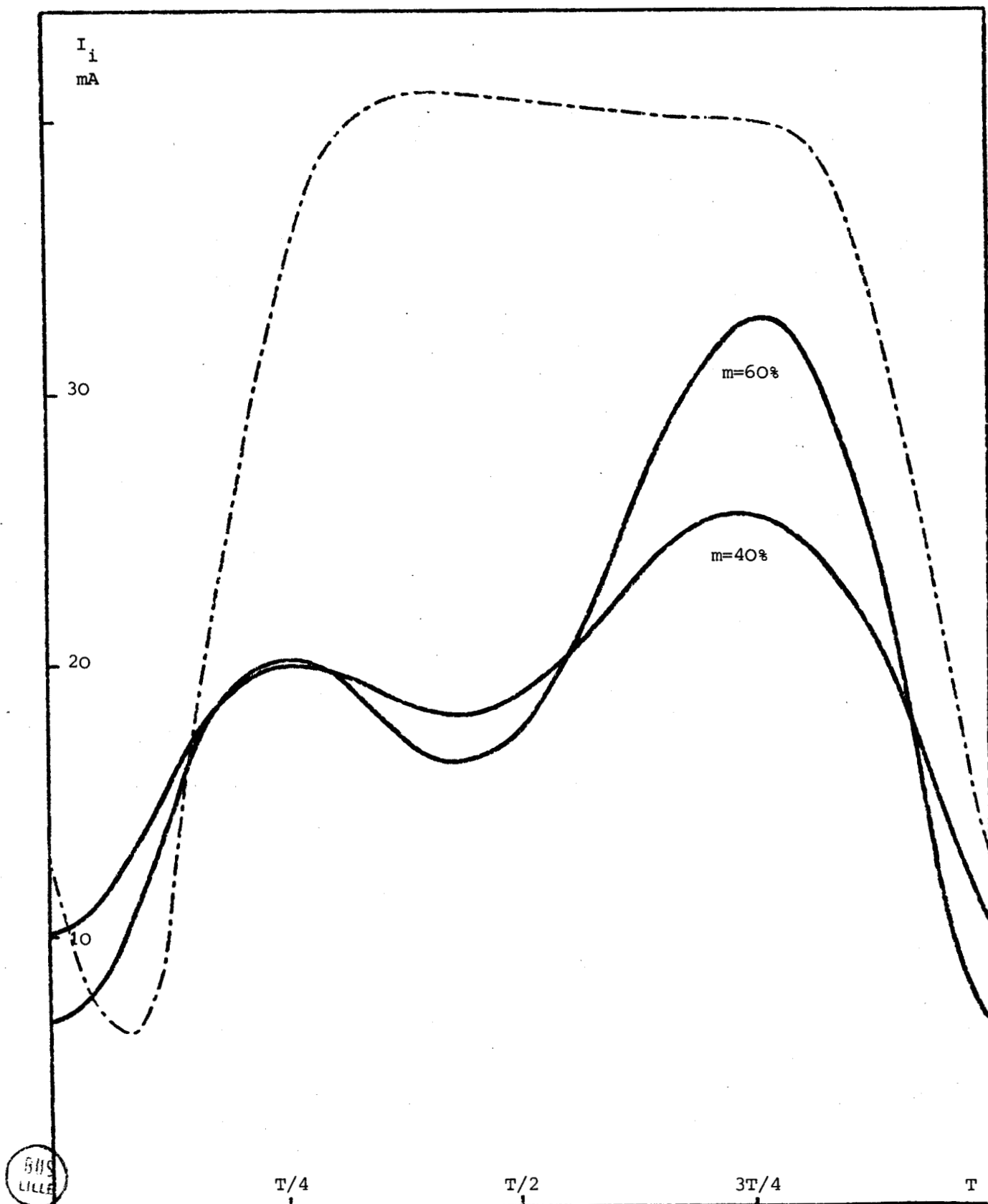


Figure III.27 : Evolution du courant induit au cours d'une période d'une diode Baritt AsGa (—) pour deux niveaux h.f différents ($I_0=20$ mA) et d'une diode N^+P/In^+ silicium (----) ($I_0=30$ mA) $f=40$ GHz

Cas 4. Le champ électrique est légèrement croissant et confiné dans la zone de mobilité négative près de la zone d'injection. Contrairement au cas précédent, au cours de la période la vitesse des porteurs est tout d'abord élevée, puis décroît quand ceux-ci atteignent le milieu de la zone de transit. L'évolution temporelle du courant induit a alors une forme défavorable et les performances hyperfréquences s'en trouvent dégradées.

En conclusion, l'utilisation de matériau dont la caractéristique : vitesse - champ électrique, présente une mobilité différentielle négative, permet d'augmenter considérablement la résistance négative des diodes Baritt. Ce résultat qui a été observé tant en bande $X^{[17]}$ qu'en bande Q , permet d'espérer des performances intéressantes en oscillation et plus spécialement dans la gamme d'ondes millimétriques. Cependant, pour que ces effets soient particulièrement efficaces, nous avons mis en évidence la nécessité d'une région de type N correspondant à la zone de transit ; la structure appropriée est alors du type $N^+ P N N^+$.

III.4.3 Performances potentielles de la diode AsGa

III.4.3.1 Evolution des performances en oscillation

Nous nous intéressons dans ce paragraphe, aux possibilités de la diode Baritt à l'arséniure de gallium, à une fréquence fixée à 40 GHz. Les performances hyperfréquences

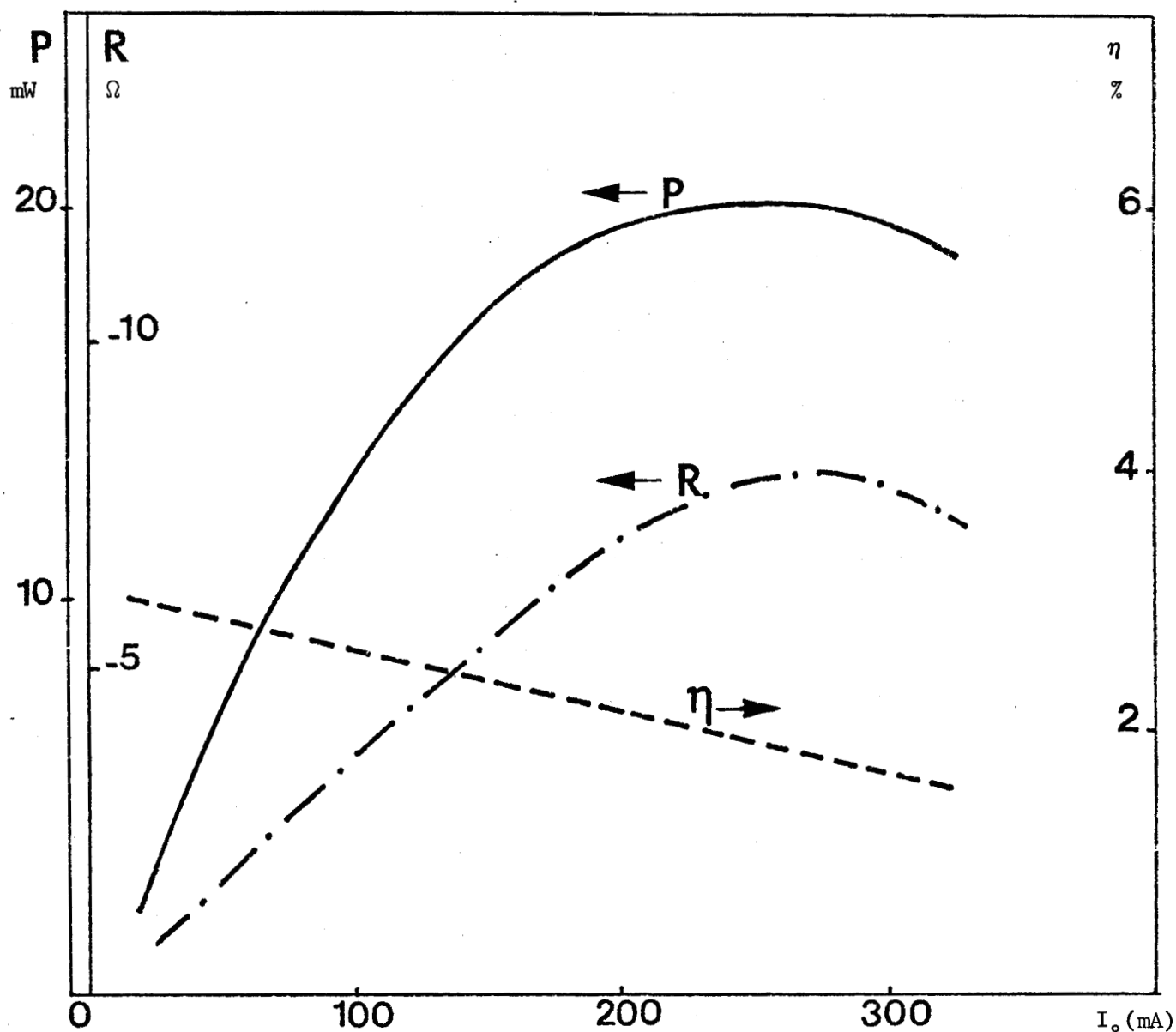


Figure III.28 : Performances en oscillation optimisées d'une diode Baritt AsGa $N^+ P N N^+$ en fonction du courant de polarisation.

$$F = 40 \text{ GHz} \quad S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$$



du dispositif ont été évaluées pour une amplitude optimale du niveau V_{HF} de l'oscillation. Sur la figure III.28 sont portées les valeurs maximales de la puissance, du rendement et de la résistance négative en fonction du courant continu I_0 . La puissance d'oscillation ainsi que la résistance croissent avec le courant et un maximum de puissance émise égal à 1000 W/cm^2 est obtenu pour une densité de courant de $1,2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$. La résistance négative correspondante vaut $-1,4 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et le rendement est égal à 2%. Notons que cette puissance reste modérée en raison de la valeur relativement faible du champ de seuil, ce qui limite l'amplitude de la tension alternative. Néanmoins, eu égard à la valeur assez élevée de la résistance négative et à la faible puissance consommée, la surface du composant peut être plus importante que pour une diode silicium ; typiquement, une puissance émise allant jusqu'à 100 mW avec une résistance de $-1,2 \Omega$ peut être obtenue pour une surface de 10^{-4} cm^2 .

III.4.3.2 Concentration en impuretés de la zone N

L'obtention des résultats ci-dessus implique tout d'abord que la valeur de la concentration de la zone de transit de type N satisfasse aux conditions correspondant au cas 3. Ainsi, si l'on fait croître le courant de polarisation, la charge d'espace résultante va modifier le profil du champ électrique dans la zone de transit. Les impuretés ionisées devront par conséquent compenser cette influence des porteurs mobiles. Une étude numérique pour différents courants continus

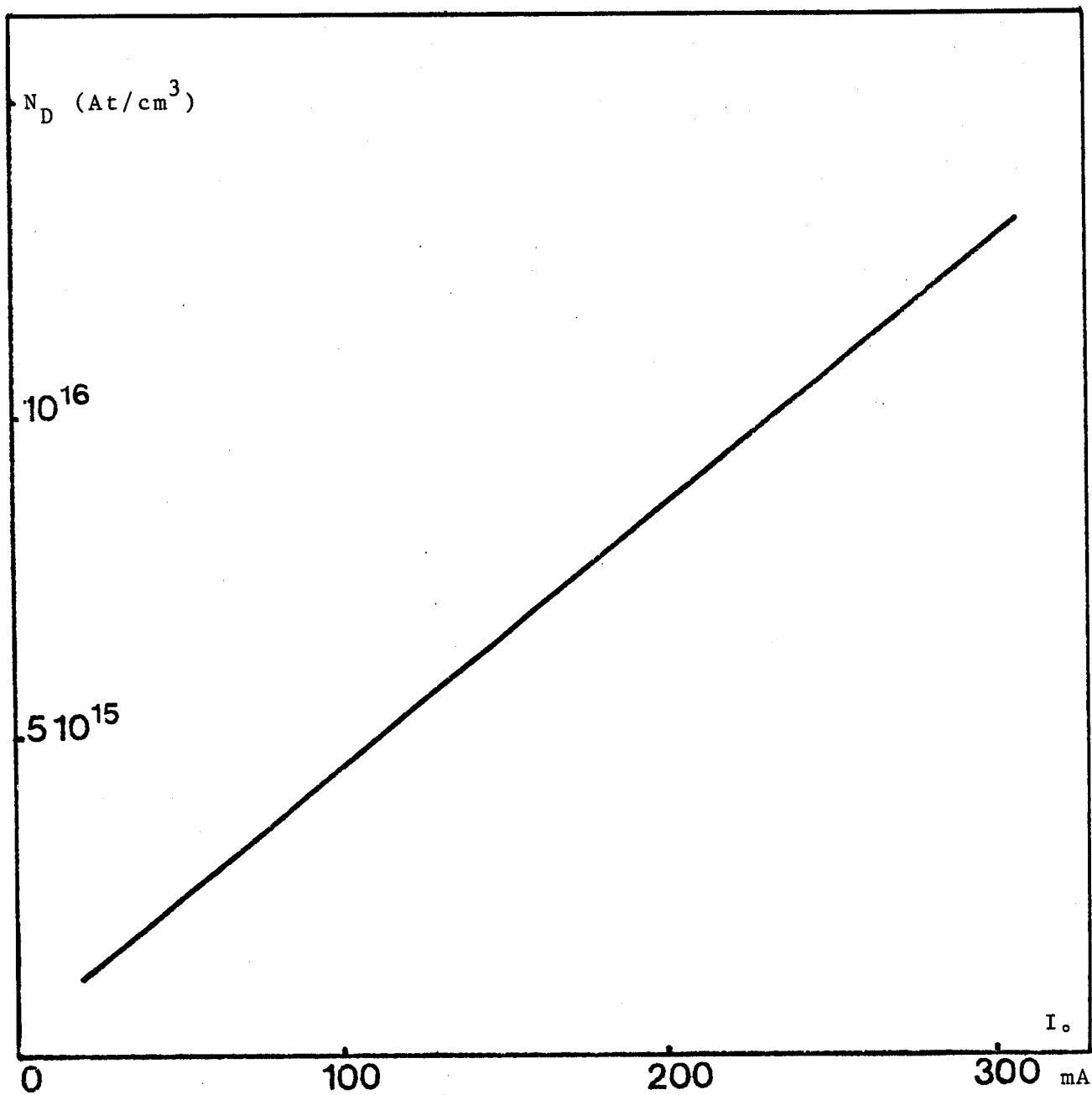


Figure III.29 : Concentration en impuretés N en fonction du courant continu I_0 pour une diode Baritt AsGa $N^+ P N N^+$.

a été effectuée et ses résultats nous ont permis de tracer sur la figure III.29, la valeur du dopage optimal en fonction du courant de polarisation. On remarque que ce dopage est sensiblement proportionnel au courant continu, le nombre de porteurs mobiles satisfaisant approximativement la relation

$$n = \frac{I_o}{q v_{sat} S} \quad (III.35)$$

III.4.3.3 Influence du dopage de type P

Quant à la concentration dans la zone P , elle a pour objet d'obtenir un champ électrique à l'entrée de la zone de transit suffisamment élevé pour que la vitesse des porteurs atteigne rapidement la vitesse de saturation. Une étude de l'influence de la valeur de la concentration N_A montre que cette valeur n'est pas critique, contrairement à ce qui était le cas pour les diodes Baritt au Silicium. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'amplitude de la résistance négative est ici nettement supérieure et que l'influence de la résistance positive amenée par la zone d'émission est négligeable.

Quant à la longueur de cette zone P , elle doit être choisie afin que les conditions correspondant au cas 3 soient respectées. Par exemple, les longueurs L_p sont prises égales à 0,23 μm et 0,09 μm pour des concentrations N_A respectivement de $3 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ et 10^{16} At/cm^3 , ce qui revient à un produit $L_p N_A$ optimal de l'ordre de $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Remarquons de plus, que la précision sur la longueur de la

zone P n'est pas trop critique. Dans le premier cas précédent, cette longueur L_p peut varier entre $0,14 \mu\text{m}$ et $0,36 \mu\text{m}$ sans entraîner une variation de la puissance de sortie supérieure à 3 dB .

III.4.3.4 Sensibilité aux conditions de fonctionnement

Par ailleurs, il nous paraît intéressant d'évoquer à présent les conditions matérielles d'obtention de ces performances. Ainsi, considérant la dépendance du profil de dopage avec le courant de fonctionnement, nous pouvons remarquer qu'une dispersion technologique dans la réalisation du dopage de la zone N peut être compensée par un ajustement du courant de polarisation. Par exemple, pour une valeur donnée de la concentration $N_D = 4 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$, la gamme d'accord du courant continu correspondant à une diminution de la puissance de sortie de 3 dB est d'environ 18% .

En ce qui concerne la bande de fréquences dans laquelle se manifeste une résistance négative, elle s'étend sur environ 10 GHz ; en outre, la puissance est supérieure à la valeur maximum atténuée de 3 dB sur près de 7 GHz autour de 40 GHz .

III.4.4 Performances potentielles de la diode Baritt InP

Une étude similaire a été effectuée avec le matériau InP qui présente également une caractéristique

- vitesse des porteurs en fonction du champ électrique -
possédant une zone de mobilité différentielle négative^[10]. Les
variations de la vitesse et du coefficient de diffusion avec
le champ sont alors décrites par les relations II.6 et II.7
dans lesquelles les coefficients ont pour valeurs

$$\mu_n = 3 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Vs} \qquad E_N = 12 \cdot 10^5 \text{ V/m}$$

$$v_{\text{sat}} = 7 \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

Si l'on compare au cas de l'Arséniure de Gallium, la valeur
nettement supérieure du champ de seuil laisse espérer des
excursions alternatives de champ beaucoup plus importantes
et donc des puissances de sortie beaucoup plus élevées.

III.4.4.1 Conditions de fonctionnement

----- et optimisation des performances -----

Des considérations identiques à celles
énoncées pour le cas de l'AsGa nous conduisent à orienter
notre étude sur les propriétés de la structure Baritt InP de
type $N^+ P N N^+$. Une optimisation de la puissance fournie
par le dispositif en fonction de l'amplitude de la tension h.f.,
du courant continu et du profil de dopage a été effectuée et
ses résultats sont portés sur la figure III.30. Comme précé-
demment, nous avons pu constater que la dépendance de la valeur
du dopage dans la zone de transit avec le courant continu
vérifie sensiblement l'expression III.35. Dans ce cas, la puis-

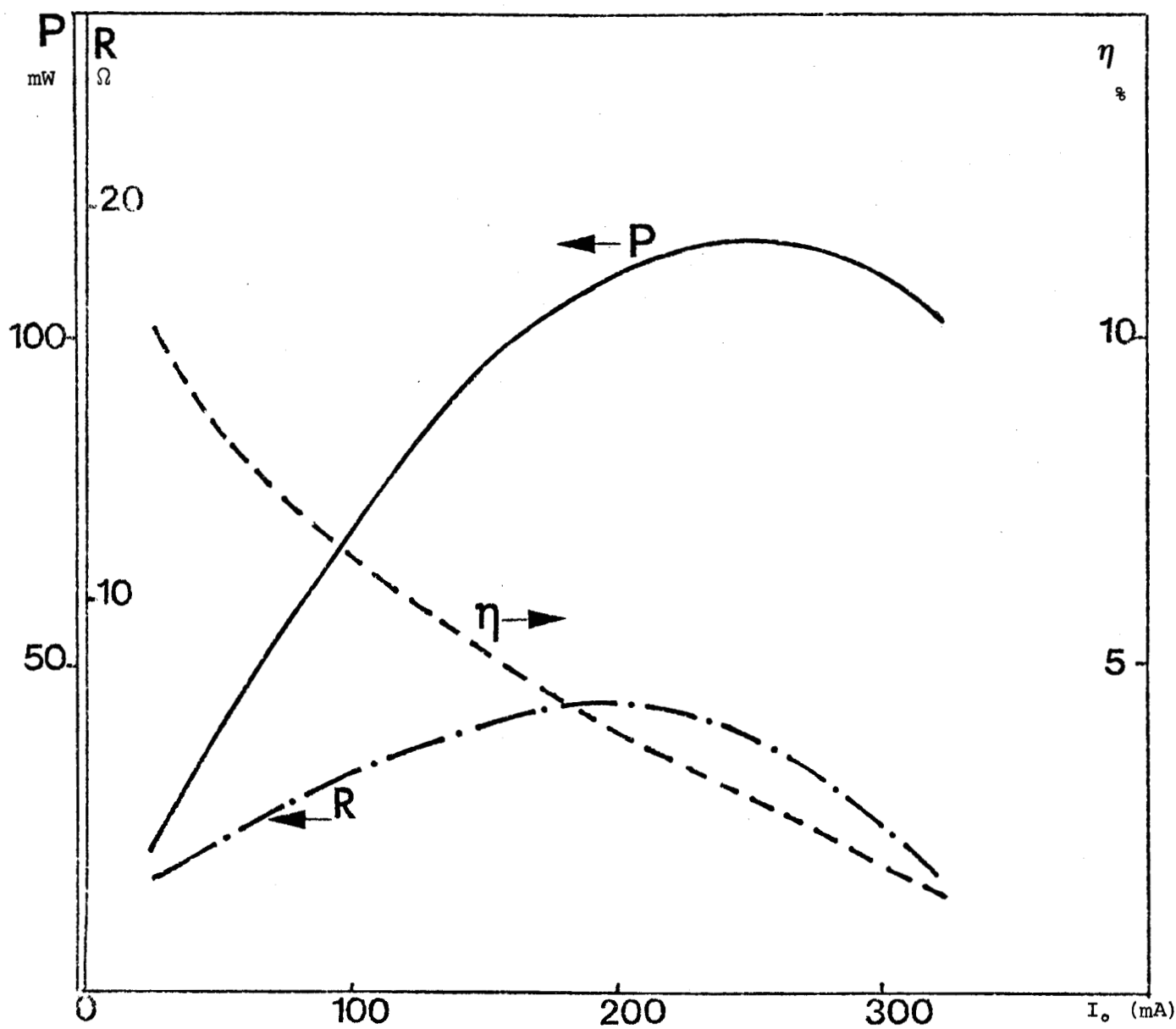


Figure III.30 : Performances en oscillation optimisées d'une diode Baritt InP en fonction du courant de polarisation.

$F = 40 \text{ GHz}$

$S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$



sance d'oscillation atteint pour un courant I_0 de $1,1 \cdot 10^4$ A/cm², une valeur maximale égale à 6000 W/cm². La résistance négative vaut alors $-1,5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et le rendement est de 3,2%.

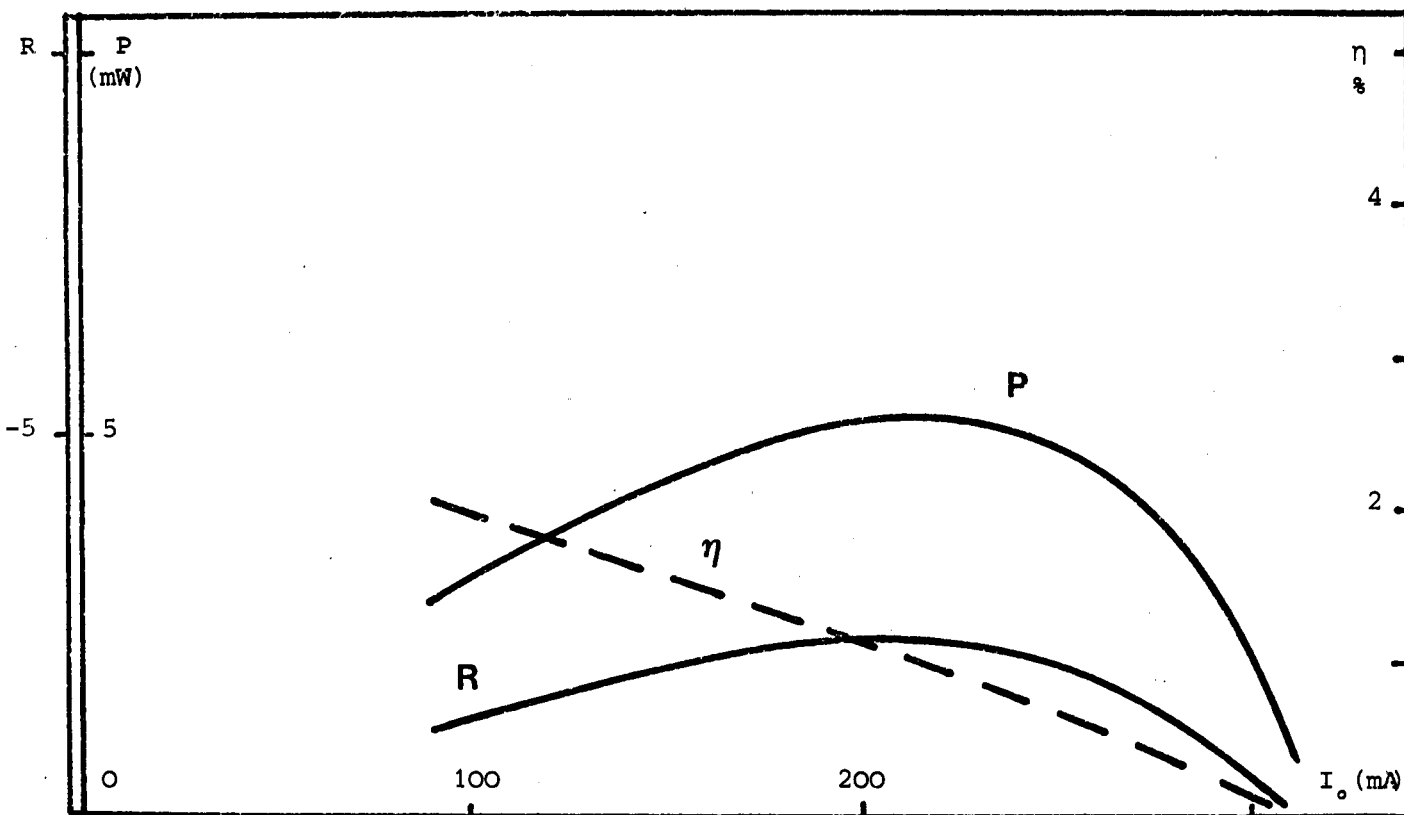
Avec le matériau InP, on constate effectivement des performances supérieures à celles évaluées dans le cas de l'AsGa. Différentes raisons justifient ces résultats :

- d'une part, l'amplitude de l'oscillation peut être plus importante, le champ de seuil ayant une valeur plus élevée dans l'InP
- d'autre part, l'influence du phénomène de diffusion est plus réduite.

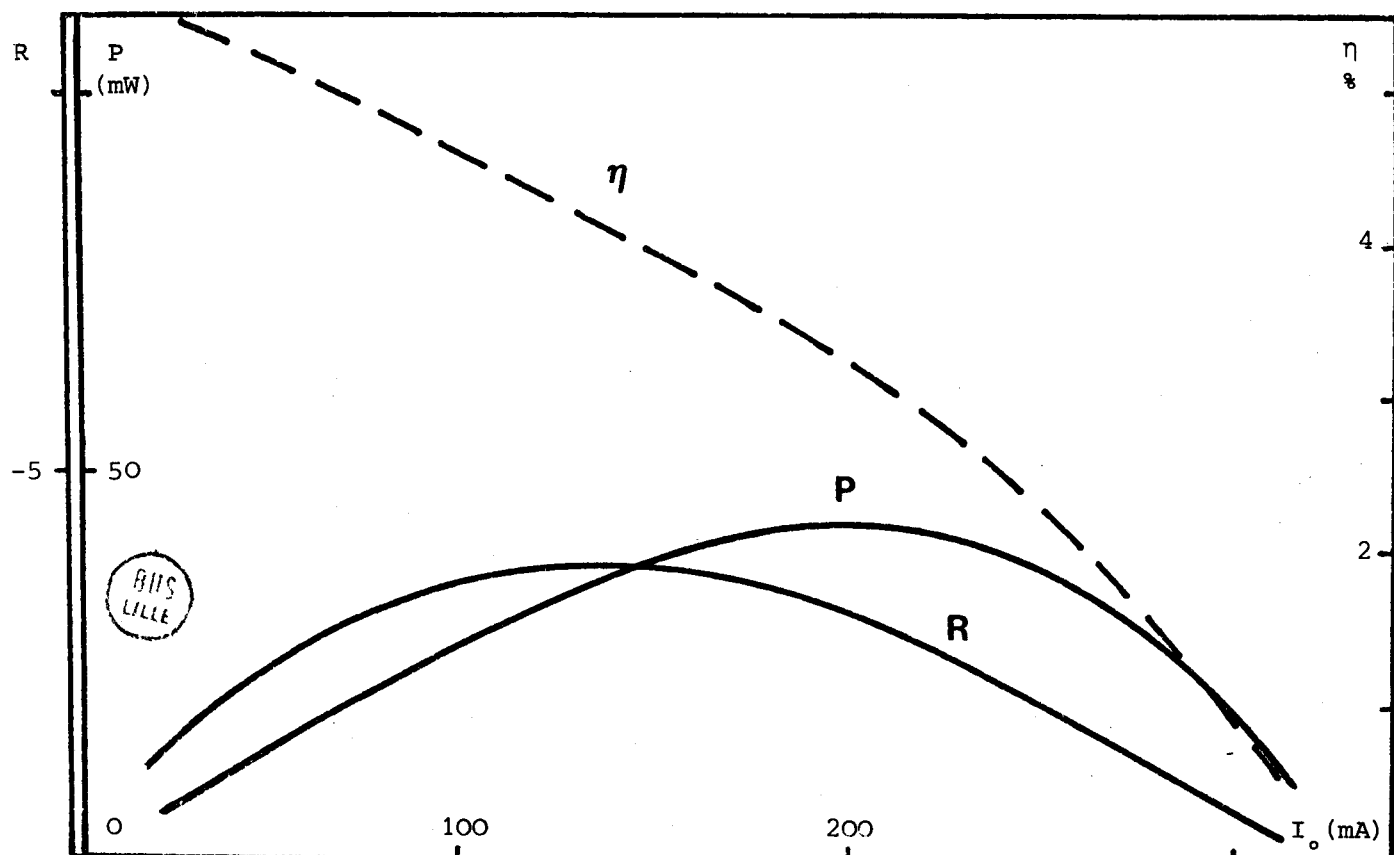
Notons également comme le montre la figure III.30, que le rendement diminue notablement quand le courant de fonctionnement augmente et qu'il atteint 10% pour un courant I_0 de 20 mA ($S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$). La valeur typique de la puissance est alors de 20 mW.

III.4.4.2 Etude prospective à 80 GHz

Ces performances intéressantes nous ont incités à prospecter un domaine de fréquences beaucoup plus élevées. Ainsi, une étude a été entreprise à une fréquence de 80 GHz et les meilleures performances obtenues après optimisation par rapport au niveau de l'oscillation sont représentées sur les figures III.31 (AsGa) et III.32 (InP) en fonction du courant continu. Les caractéristiques et résultats



Figures III.31 et III.32 : Performances optimales des diodes Baritt AsGa (fig.31) et InP (fig.32) en fonction du courant de polarisation
 $F = 80 \text{ GHz}$ $S = 10^{-5} \text{ cm}^2$.



optimums de chaque structure sont en outre réunis dans le tableau ci-dessous en considérant un composant de surface égale à 10^{-5} cm^2 .

AsGa	P_{max} mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} v	V_o v	I_o mA	N_{P-3} cm^{-3}	L_P μm	N_{N-3} cm^{-3}	L_N μm
	5.2	1	2.3	47	1.14	2.4	220	10^{16}	0.16	$2 \cdot 10^{16}$	0.75

InP	P_{max} mW	η %	R Ω	m %	V_{HF} v	V_o v	I_o mA	N_{P-3} cm^{-3}	L_P μm	N_{N-3} cm^{-3}	L_N μm
	42	3.3	3.2	57	3.6	6.3	200	10^{16}	0.2	$2 \cdot 10^{16}$	0.8
	η_{max} %	P mW	R Ω	m %	V_{HF} v	V_o v	I_o mA	N_{P-3} cm^{-3}	L_P μm	N_{N-3} cm^{-3}	L_N μm
	5.4	6	1.8	56	2	3.6	30	10^{16}	0.2	$3 \cdot 10^{15}$	0.8

Tableau 6 : Performances optimales des diodes AsGa et InP à 80 GHz

Ainsi, les performances potentielles des diodes Baritt InP à 80 GHz apparaissent vraiment très intéressantes et ce composant peut alors se révéler particulièrement attractif.

III.4.4.3 Validité du modèle numérique aux fréquences

élevées

Aux fréquences élevées, la vitesse des porteurs ne dépend pas seulement de la valeur instantanée du champ électrique. En effet, lorsque la période de l'oscillation est de l'ordre des temps de relaxation, des calculs

utilisant la procédure Monte-Carlo ont montré que les variations de la vitesse n'obéissent plus à la relation II.6 valable aux fréquences basses.

Cependant, différentes remarques peuvent être faites :

- Une étude entreprise au laboratoire sur les propriétés spécifiques du transfert électronique a montré, à partir de formulations analytiques déduites des résultats de la méthode Monte-Carlo, que dans le cas d'un échantillon AsGa à champ électrique uniforme, les effets de la dynamique électronique non stationnaire conduisent à une diminution d'environ 10% du rendement hyperfréquence à la fréquence de 40 GHz^[19]. En fait, deux effets interviennent alors :

- le déphasage du courant et le phénomène de survitesse - qui se compensent partiellement. En conséquence, nous pouvons alors supputer que l'emploi de l'expression basse-fréquence de la vitesse de dérive peut être utilisée en première approximation et conduit à des estimations correctes des performances hyperfréquences de la diode Baritt avec une précision de l'ordre de 10% .

- Toutefois, cette approximation s'avère nettement moins acceptable pour une étude à 80 GHz et les résultats énoncés précédemment sont à cette fréquence, assez optimistes, plus particulièrement pour l'AsGa et, dans une moindre mesure, pour l'InP pour lequel l'influence des effets de dynamique non stationnaire serait manifestement beaucoup plus faible^[20].

- Par ailleurs, dans l'hypothèse où l'on prend en compte les effets de la dynamique non stationnaire, notre modèle de simulation numérique en régime grand signal serait vraisemblablement d'une plus grande complexité ; des travaux dans ce sens sont actuellement en cours au laboratoire.

CONCLUSION . COMPARAISON DES DIODES BARITT SI, ASGA ET INP

L'analyse du comportement de la diode Baritt en régime dynamique à partir d'une simulation sur ordinateur nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une résistance négative tant en ondes centimétriques que millimétriques, et de calculer les performances potentielles du dispositif. Cette étude exhaustive nous conduit à faire ici une comparaison quant à l'intérêt respectif des différents matériaux considérés dans ce travail.

Dans le bande X , compte tenu de la simplicité de la technologie Silicium, de la maîtrise technique à laquelle on est parvenu sur ce matériau et de la valeur des résistances négatives obtenues, le silicium paraît bien adapté pour les applications faible puissance, où le dispositif est particulièrement intéressant en raison de sa fiabilité et de son faible coût. La structure à profil variable permet d'obtenir les meilleures puissances et les rendements les plus élevés.

Par ailleurs, les performances des structures pour lesquelles les charges mobiles sont les électrons ou les trous, demeurent

comparables. Cependant, la diode Baritt $P^+ N \emptyset P^+$ peut être préférée, en particulier parce qu'elle donne une résistance négative et une puissance en oscillation plus élevées ; ces résultats sont liés à une influence plus étendue de la modulation de vitesse dans la zone à faible champ électrique et à une amplitude du champ électrique dans la zone de transit qui peut être plus grande à taux de multiplication par ionisation équivalent.

Pour la gamme d'ondes millimétriques, la limitation fondamentale devient la résistance positive due à la zone polarisée en direct qui, dans le cas du matériau Silicium, risque d'annihiler complètement la résistance négative. Une structure bien définie est ainsi nécessaire et la diode Baritt de type $N^+ P \Pi N^+$ convient alors le mieux, notamment en raison d'une vitesse des porteurs plus élevée qui augmente la fréquence de fonctionnement et d'un profil de concentration en impuretés dont la réalisation serait moins délicate. Néanmoins, la résistance négative totale demeure très faible, ce qui nécessite que les pertes du circuit hyperfréquence et du composant soient réduites au maximum.

L'utilisation de matériaux présentant une mobilité différentielle négative que nous avons proposée, s'avère alors particulièrement intéressante à ces fréquences. En effet, bien que la technologie de ceux-ci soit plus complexe et par conséquent plus onéreuse, de grandes résistances négatives peuvent ainsi être obtenues. De plus, les contraintes sur la réali-

sation du profil de dopage ne sont pas très importantes. La structure appropriée, basée sur l'utilisation des effets de mobilité différentielle négative est alors du type $N^+ P N N^+$. Aux fréquences voisines de 40 GHz, la puissance et le rendement émis par la diode Baritt InP sont supérieurs aux résultats obtenus avec l'AsGa pour des dispositifs de même surface. Mais l'InP nécessitant une puissance d'alimentation plus élevée, la température de fonctionnement risque d'être plus importante et donc la fiabilité moins grande. Par ailleurs, si l'on prend en compte le fait que la technologie de l'AsGa est assez bien élaborée, ce matériau semble donc à recommander dans le domaine de fréquences correspondant à la bande Q. Il donne en effet des performances en oscillation nettement supérieures à celles calculées dans le cas du silicium. Le dispositif conviendra alors plus particulièrement dans les applications de moyenne puissance et en régime d'ondes entretenues. En ce qui concerne l'InP, il permet d'espérer des puissances en oscillation élevées et sera utilisé avantageusement en régime pulsé. De plus, il semble être le meilleur matériau pour des utilisations aux fréquences élevées allant jusqu'à 90 GHz.

REFERENCES

- [1] **A.S. MIRCEA**
 "Contribution à l'étude de l'instabilité à fort signal et du bruit dans les dispositifs à transfert d'électrons".
 Thèse d'Etat, Paris VI, Mai 1976.
- [2] **J. PRIBETICH**
 "Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement".
 Thèse d'Etat, Lille, 1979.
- [3] **CHOLEWSKI**
 "Mathematical methods for digital computers".
 Editeur E.L. Wachspress (J. Wiley), 1967.
- [4] **M. REISER**
 "On the stability of finite difference schemas in transient semiconductor problems".
 Computer methods in applied mechanics and engineering,
 Vol. 2, pp. 65-68, 1973.
- [5] **P. JEPPESEN, B. JEPPSON**
 "A simple analysis of the stable field profile in the supercritical transferred electron amplifier".
 IEEE Trans. ED 20, n° 4, pp. 371-379, 1973.
- [6] **A. CASTELAIN**
 "Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs".
 Thèse 3ème Cycle, Lille, Juil. 1975.

- [7] J.L. CHU, G. PERSKY and S.M. SZE
"Thermionic injection and space-charge-limited current in reach-through $P^+ N P^+$ structures".
J. Appl. Phys., Vol. 43, n° 8, pp. 3510-3515, Aug. 1972.
- [8] S.P. KWOK and G.I. HADDAD
"Power limitations in Baritt devices".
Solid-State Electron. Vol. 19, pp. 795-807, 1976.
- [9] C.A. LEE, R.A. LOGAN, R.L. BATDORF, J.J. KLEIMACK
and W. WIEGMANN
"Ionization rates of holes and electrons in Silicon".
Phys. Rev., Vol. 134, pp. A 761-773, May 1964.
- [10] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER, E. CONSTANT
"Sur les performances potentielles des diodes Baritt au silicium et à l'arséniure de gallium en bande X".
Journées Microondes, Limoges, 1976.
- [11] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER
"Silicon baritt diodes as millimetre wavelength oscillators".
IEE J. Solid State & Electron. Devices, Vol. 2, n° 4,
pp. 115-120, July 1978.
- [12] O. EKNOYAN, E.S. YANG, S.M. SZE
"Multilayered ion-implanted Baritt diodes with improved efficiency".
Solid State Electron., Vol. 20, pp. 291-295, 1977.
- [13] D. DELAGEBEAUDEUF, J. LACOMBE
"Power limitation of punch-through injection transit-time oscillators".
Electron. Lett., Vol. 9, N° 23, pp. 538-539, Nov. 1973.
- [14] J. FREYER and P.N. FORG
"Baritt diodes for Ka-band frequencies".
IEE Proc., Vol. 127, Pt.I, n° 2, pp. 78-80, April 1980.

- [15] S. AHMAD and J. FREYER
"Design and development of high-power microwave silicon Baritt diodes".
IEEE Trans. ED, Vol. 26, n° 9, pp. 1370-1373, Sept. 1979.
- [16] A. KASZYNSKI
"Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par la méthode de Monte Carlo : application à l'arséniure de gallium de type N".
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Juil. 1979.
- [17] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER
"Large signal calculations of Si, GaAs and InP Baritt diode performances".
Proc. European Microwave Conference, pp. 785-789, Paris, 1978.
- [18] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER
"GaAs and InP punch-through diodes as oscillators in the millimetre-wave range".
IEE J. Solid State & Electron Devices, Vol. 3, n° 4, pp. 94-98, July 1979.
- [19] P.A. ROLLAND, E. CONSTANT, G. SALMER, R. FAUQUEMBERGUE
"Frequency limitation of GaAs transferred-electron devices : influence of operating D.C. and R.F. field values".
Electron. Lett., Vol. 15, n° 13, pp. 373-374, June 1979.
- [20] P.A. ROLLAND, E. CONSTANT, G. SALMER, R. FAUQUEMBERGUE
"Comparative frequency behaviour of GaAs, InP and GaInAs transferred electron devices derivation of a simple comparative criterion".
IEEE Trans. ED, à paraître.

CHAPITRE IV

IV APPLICATIONS DE LA DIODE BARITT

ET PROBLEMES SPECIFIQUES

INTRODUCTION

Dans les précédents chapitres, différents modèles analytiques et numériques nous ont permis de simuler le comportement de la diode Baritt tant en régime statique ou faible signal que dans des conditions fortement non linéaires. Cette simulation du composant s'avère suffisamment fine pour nous avoir permis une optimisation des performances hyperfréquences du dispositif.

Dans une première étape, nous nous proposons donc d'essayer de corroborer les principaux résultats théoriques par des vérifications expérimentales sur différents types de structures et tout particulièrement, par des mesures d'impédance dynamique présentée par la partie semiconductrice de la diode Baritt sans son encapsulation.

Un deuxième aspect abordé dans ce chapitre concerne les applications potentielles de la diode Baritt. En premier lieu, nous nous intéressons aux possibilités du dispositif utilisé en tant qu'oscillateur hyperfréquence. Dans cette optique, nous avons relevé soigneusement les performances expérimentales publiées dans la littérature afin de comparer

les meilleurs résultats obtenus en oscillation avec nos prédictions théoriques et discutons des problèmes spécifiques relatifs à la réalisation d'un oscillateur à diode Baritt.

Un second type d'application est ensuite envisagé, très caractéristique des dispositifs à l'état solide présentant une résistance négative. La diode Baritt est en effet utilisée dans un amplificateur à réflexion dont nous décrivons les caractéristiques : gain, facteur de bruit ainsi que linéarité et bande passante. Par ailleurs, une étude analytique du bruit généré par la structure semiconductrice nous permet d'une part de confirmer les performances expérimentales, d'autre part de définir la structure susceptible de donner les performances de bruit minimales.

Enfin, nous proposons d'associer les caractéristiques faible bruit de la diode Baritt, qui la rendent parfaitement appropriée pour une utilisation en tant qu'oscillateur local, avec ses propriétés non linéaires liées aux caractéristiques du mécanisme d'injection, et ceci en vue de réaliser un oscillateur-mélangeur. Nous présentons alors les performances expérimentales de gain de conversion et de bruit du dispositif dans la bande X. Ces résultats s'accompagnent d'une étude théorique du gain de l'oscillateur-mélangeur qui permet notamment d'estimer les possibilités de cette application dans le domaine de fréquences correspondant aux ondes millimétriques pour des structures Baritt au silicium ou à l'arséniure de gallium.

IV.1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1.1 Technologie du composant

Une première spécificité de la diode Baritt réside dans un processus de fabrication simple comparativement à celui d'autres composants actifs tels que les diodes ATT ou les transistors à effet de champ. La technique employée constitue un élément essentiel expliquant la bonne fiabilité du composant. Ceci peut être attribué à différentes raisons :

- l'utilisation de la technologie Silicium, particulièrement simple et bien maîtrisée de nos jours.
- des impératifs sur le profil de dopage qui en général ne sont pas critiques.
- une structure MESA moins sensible aux effets bidimensionnels que la structure planar.
- des amplitudes de champ électrique moins élevées que pour la diode IMPATT.

Pour notre étude, nous avons disposé d'un grand nombre d'échantillons (une trentaine) réalisés par le Laboratoire Central de Recherches de la Thomson-CSF et dont les principales étapes de la fabrication sont résumées ci-dessous^[1]. L'opération initiale consiste à faire croître à partir d'un substrat une couche épitaxiale dont :

- la longueur est déterminée par la fréquence de fonctionnement

- la distribution en impuretés répond aux critères définis précédemment.

Ces opérations de départ effectuées, il s'agit alors de donner à la structure des dimensions qui la rendent utilisable en hyperfréquences. La plaquette de silicium est initialement découpée en carrés de 3 mm de côtés, et on ramène alors par polissage, l'épaisseur de l'ensemble substrat et couche épitaxiale à environ 60 μm de façon à minimiser la résistance série. On dépose ensuite par évaporation une mince couche de titane qui assure un meilleur accrochage du dépôt métallique sur le silicium, suivie du dépôt d'une couche d'or plus épaisse sur chacune des faces. On procède alors au découpage des échantillons en carrés d'environ 200 à 300 μm de côtés selon la fréquence de fonctionnement désirée. La diode obtenue est nettoyée et sa face épitaxiée est placée sur un support de cuivre doré. On procède alors à une thermo-compression qui permet d'obtenir une résistance thermique assez faible. Enfin, une mesure de la surface de la diode et un premier contrôle de la caractéristique courant-tension sont effectués avant la fermeture du boîtier.

Notons que la réalisation de ces composants date de plusieurs années et compte tenu des progrès technologiques continuels, il serait sans doute possible d'améliorer grandement le processus de réalisation et par là, la qualité des composants^[2].

IV.1.2 Diodes utilisées et caractérisation des composants

Dans ce travail, il nous a été possible grâce à

l'étroite collaboration entreprise avec M. DELAGEBEAUDEUF de la Thomson C.S.F de disposer d'échantillons semiconducteurs de structures très diverses. On peut schématiquement séparer ces diodes en deux catégories :

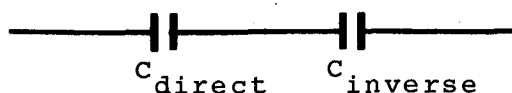
- a) Les structures ($P^+ N P^+$, $P^+ N \varnothing P^+$, ...) pour lesquelles la conduction s'effectue par les trous.
- b) Les structures complémentaires ($N^+ P N^+$, $N^+ P \Pi N^+$,) fonctionnant avec les électrons.

Ainsi, nous avons pu procéder à une comparaison de ces deux types de structures et confronter les résultats expérimentaux obtenus aux prédictions théoriques. Pour cela, il est nécessaire de connaître précisément les paramètres physiques de la diode et à cette fin, nous avons entrepris une série de mesures de caractérisation réalisées principalement en basses fréquences.

IV.1.2.1 Evolution de la capacité en fonction de la tension

La mesure de la capacité en fonction de la tension est une méthode d'expérimentation classique qui conduit à la détermination du profil de dopage du dispositif. En fait, la situation dans le cas des diodes Baritt polarisées avant le claquage est plus complexe dans la mesure où les capacités et tensions aux bornes des deux zones désertées sont indissociables. En effet, la structure se comporte comme deux diodes connectées en série que l'on schématise (fig IV.1)

- par la capacité C_D de la diode polarisée en direct.



C_m capacité mesurée

$$C_m = \frac{C_D C_i}{C_D + C_i}$$

Figure IV.1 : Schéma équivalent de la diode Baritt avant la tension de claquage.

- par la capacité C_i de la jonction polarisée en inverse ;
c'est la variation de cette capacité qui va nous permettre d'accéder au dopage et à la longueur de la zone active de la diode à partir de la relation suivante

$$N(x) = \frac{1}{e\epsilon S^2} \cdot \frac{C_m^3}{(1 - \frac{C_m}{C_D})} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta C} \quad (IV.1)$$

Dans cette expression, la capacité C_D est dépendante de la tension aux bornes de la jonction en direct qui est déterminée par le courant de fuite circulant dans la diode. En pratique, cette tension peut être considérée en première approximation comme constante en fonction de la tension totale appliquée à la diode tant que le courant de saturation ne devient pas trop excessif. Ainsi, pour les diodes dont le profil de dopage est uniforme, on peut déterminer alors cette capacité C_D en écrivant que la capacité mesurée C_m à tension de polarisation nulle est égale à $\frac{C_D}{2}$. Pour les diodes dont le profil de concentration est variable,

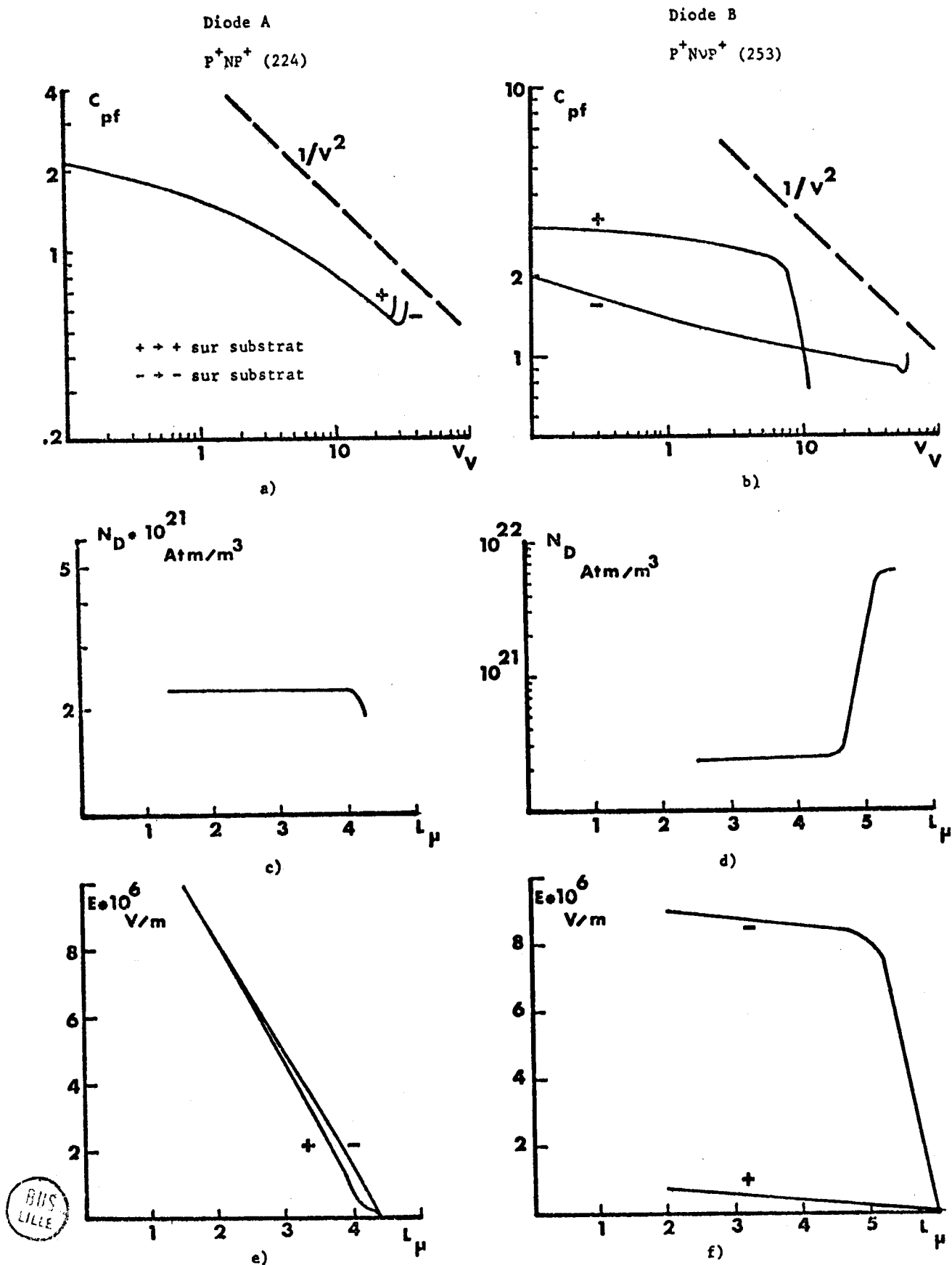


Figure IV.2 : Variations de la capacité en fonction de la tension appliquée. Profil de dopage et carte de champ électrique correspondants pour deux structures Baritt différentes et deux sens de polarisation.

une première estimation de la capacité C_D sera faite à partir des données constructeur.

En pratique, un appareillage automatique nous permet de tracer directement la carte du champ électrique en fonction de la distance et d'en déduire la distribution des impuretés compte tenu de la capacité parasite C_D . Sur la figure IV.2, nous avons représenté successivement la capacité en fonction de la tension appliquée (a) ainsi que la répartition du champ électrique (b) et la distribution des impuretés (c) à l'intérieur de la structure pour deux types différents de profil de dopage (uniforme et variable) et pour les deux sens de polarisation. On notera en particulier, la parfaite symétrie de la structure dans le cas d'un profil uniforme de type $P^+ N P^+$.

IV.1.2.2 Caractéristique statique $I(V)$

Le tracé de la caractéristique $I(V)$ permet entre autres de constater le fonctionnement correct de la diode et d'estimer rapidement la tension continue de fonctionnement. Ainsi, jusqu'au point de claquage V_{PT} (punch-through), le courant reste très faible et il croît ensuite rapidement au-delà de cette tension.

Une bonne approximation théorique de cette valeur est donnée par la tension "Flat Band" obtenue en considérant la hauteur de la barrière de potentiel nulle.

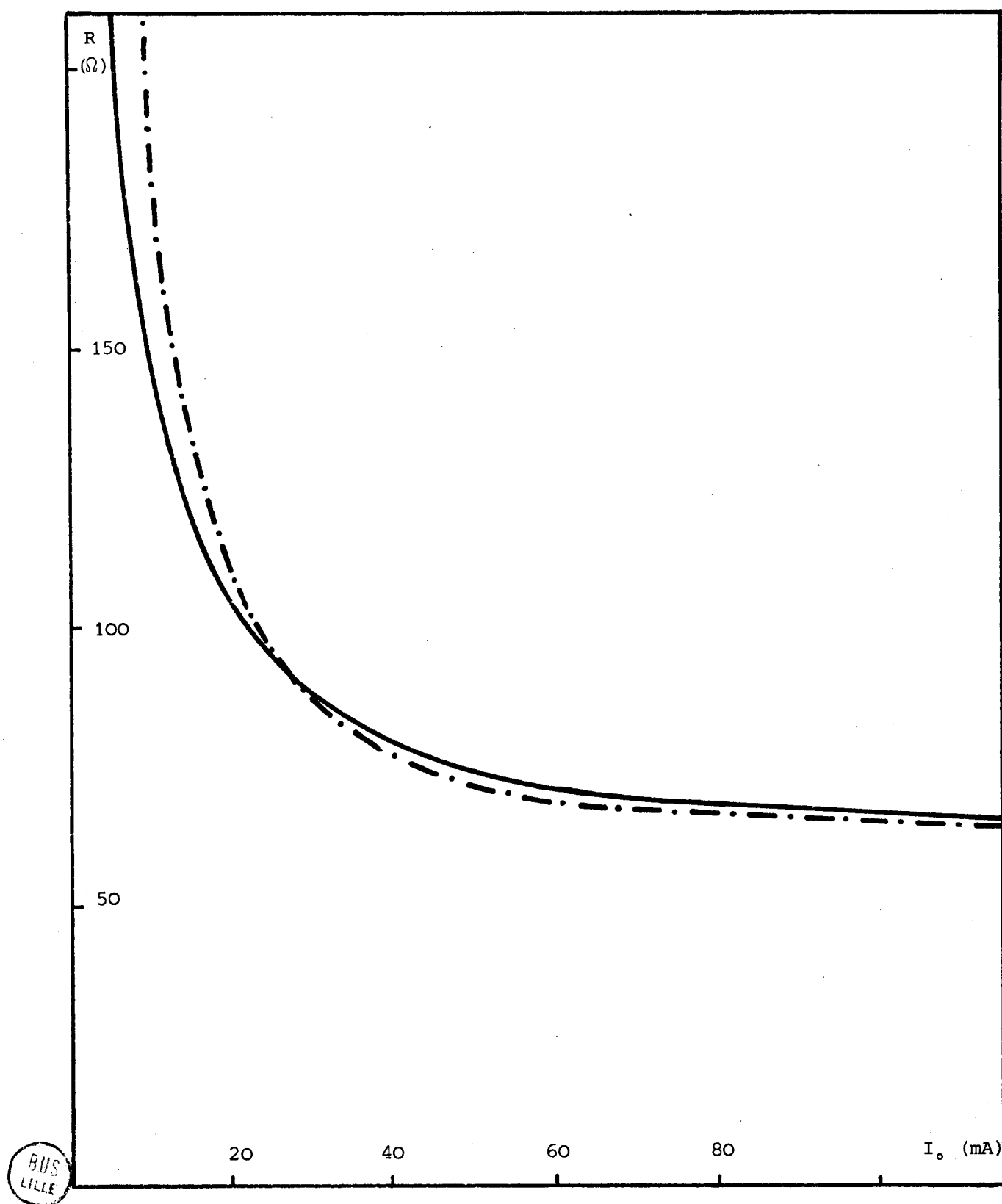


Figure IV.3 : Résistance basse-fréquence théorique (—) et expérimentale (---) présentée par la diode Baritt en fonction du courant de polarisation

Diode $P^+ N \vee P^+$ (253)

On peut alors écrire, pour une structure de dopage uniforme

$$V_{PT} \# V_{FB} = \frac{eNL^2}{2\epsilon} \quad (IV.2)$$

Les valeurs de cette tension de claquage en fonction du dopage et de la longueur de la diode Baritt ont été portées sur la figure I.8 .

IV.1.2.3 Résistance de charge d'espace

La mesure de l'impédance de la diode en basse fréquence (10 MHz) constitue une source supplémentaire d'informations pour la caractérisation d'un échantillon donné. En effet, la diode se comporte alors comme une résistance pure dont l'expression

$$R_c \# \frac{L^2}{2\epsilon vS} + \frac{L}{\sigma S} \quad (IV.3)$$

est dérivée directement ($f \rightarrow 0$) de l'équation II.33 donnant la résistance hyperfréquence de la diode Baritt. La figure IV.3 nous montre l'évolution de la résistance b.f en fonction du courant de polarisation et l'expression ci-dessus confirme la décroissance de R_c avec le courant (la conductivité d'injection σ étant proportionnelle à I_0). En outre, cette mesure permet d'accéder à différents paramètres propres à chaque structure.

$RC\omega$

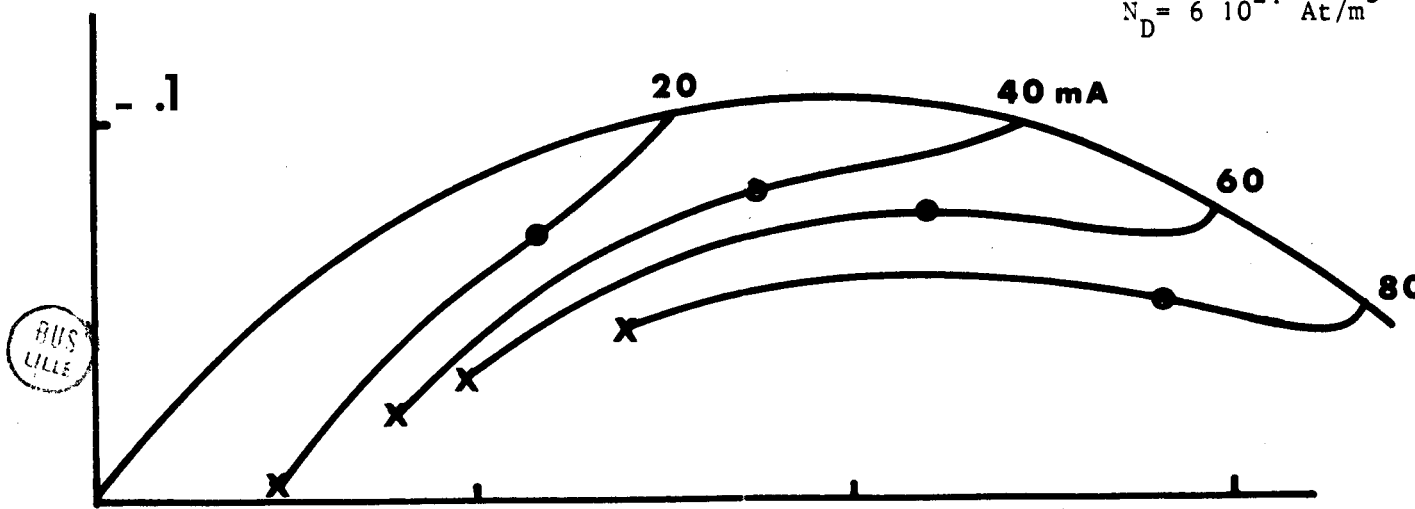
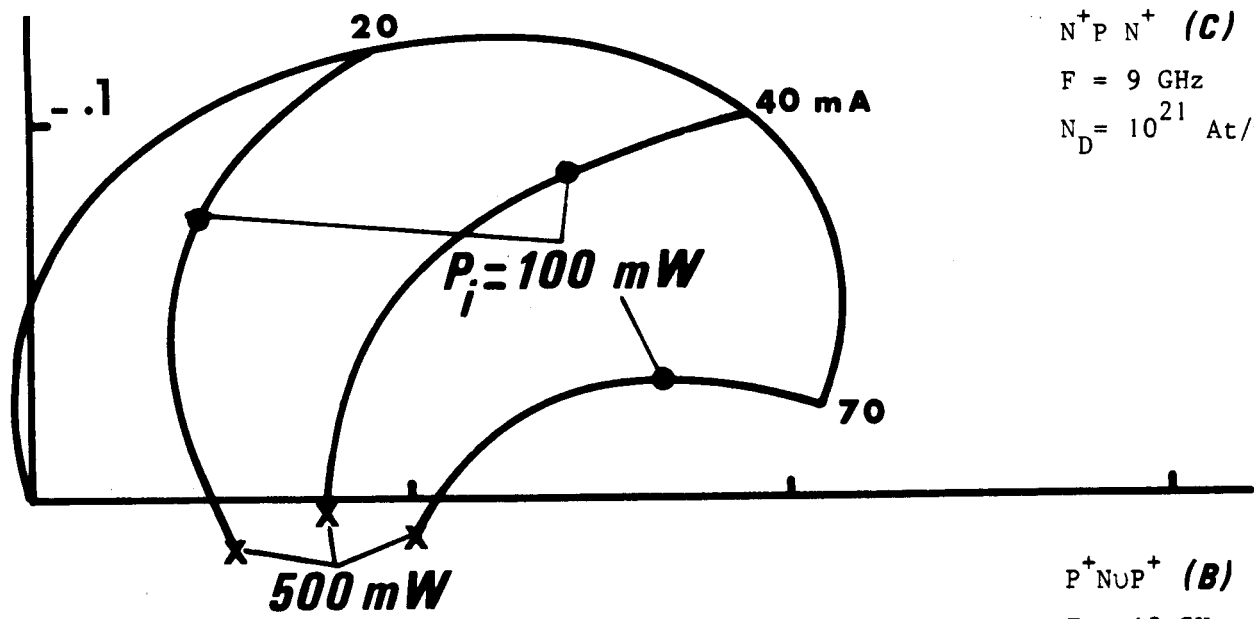
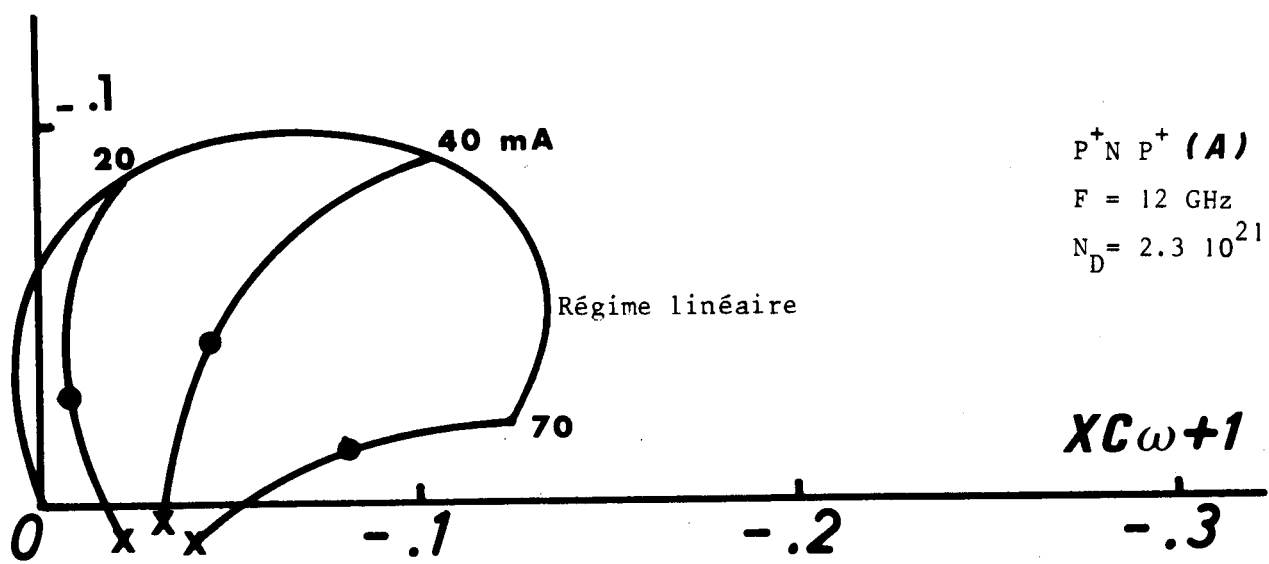


Figure IV.4 : Impédance électronique réduite en fonction du niveau HF pour différents courants de polarisation.

IV.1.2.4 Impédance hyperfréquence de la structure

La mesure de l'impédance en régime dynamique constitue une expérimentation fondamentale, qui permet notamment d'interpréter le comportement d'un dispositif semiconducteur utilisé tant en oscillateur qu'en amplificateur grand signal. Dans ce but, notre laboratoire a mis au point une méthode de mesure utilisant l'analyseur de réseaux qui conduit à la détermination de l'impédance propre à la pastille semiconductrice. Cette caractérisation rend alors possible une comparaison directe avec les résultats théoriques et peut ainsi permettre de corroborer les prédictions sur l'optimisation des structures.

Dans cette optique, il nous a semblé intéressant de comparer ici, l'impédance dynamique présentée par différents types de diodes Baritt dans des conditions de fonctionnement hyperfréquence les plus semblables possible. Sur la figure IV.4, nous avons porté l'évolution de la résistance réduite $RC\omega$ en fonction de la susceptance normalisée $XC\omega + 1$, aux fréquences donnant une résistance négative maximale, pour 3 diodes sélectionnées de structures $P^+ N P^+$, $N^+ P N^+$, $P^+ N \emptyset P^+$. La courbe extérieure représente l'impédance linéaire et les courbes intérieures traduisent l'évolution de l'impédance en fonction du niveau h.f à différents courants de polarisation maintenus constants.

L'examen de ces courbes amène différentes observations et en premier lieu, nous considérons les résultats correspondant au régime petit signal.

- L'évolution de la résistance linéaire avec le courant continu se fait dans chacun des cas sensiblement suivant un cercle, au moins tant que les effets thermiques qui apparaissent aux courants les plus élevés peuvent être négligés. L'allure de ces courbes est conforme à celles données par les différentes modélisations numériques et analytiques de la structure Baritt.

- Pour les courants continus les plus faibles ($I_0 \rightarrow 0$), on constate que l'angle caractéristique de l'évolution initiale de la résistance négative diffère selon la structure envisagée. Une confrontation, avec les courbes théoriques (fig II.10) donnant les variations de la résistance pour différentes valeurs de la vitesse moyenne près de la zone d'injection dans le modèle analytique à deux vitesses, nous conduit à mieux percevoir l'influence de la zone de mobilité. Ainsi, les deux structures A et C présentent à l'origine des angles d'incidence similaires ce qui peut être justifié par les deux influences antagonistes suivantes :

- . la vitesse des trous à faible champ est inférieure à celle des électrons.
- . la concentration en impuretés est deux fois plus élevée pour la structure de type $P^+ N P^+$, le champ électrique croît donc plus vite et la zone de mobilité est plus réduite.

Par ailleurs, on peut noter que, pour la structure de type $P^+ N \emptyset P^+$ où le dopage est nettement supérieur à celui de la diode $P^+ N P^+$, la zone de mobilité est fortement réduite et l'angle de départ est alors moins favorable.

- Enfin, en ce qui concerne l'amplitude maximale de la résistance négative petit signal, celle-ci est sensiblement la même dans les trois cas : $RC\omega \# - 0.1$.

Une seconde source d'informations pour l'étude du fonctionnement en oscillateur du dispositif Baritt réside dans l'évolution de l'impédance en régime grand signal. Ainsi, on peut noter (fig IV.4) que la résistance et la susceptance décroissent généralement quand le niveau du signal hf croît. Comme nous l'avons signalé dans l'étude théorique, cette variation peut-être imputée à l'accroissement de la largeur de la zone polarisée en direct. Cette décroissance sera d'autant plus marquée que le dopage près de la zone d'injection sera faible ce que confirme la comparaison des résultats expérimentaux des structures A et B. Par ailleurs, aux courants les plus élevés, la résistance négative commence par augmenter avec le niveau, puis décroît pour les tensions V_{HF} importantes, comportement que nous avons déjà mis en évidence et expliqué dans l'étude théorique (III.1.6.1).

Ces résultats de mesure, confirmés par les différents modèles de simulation, sont fondamentaux et per-

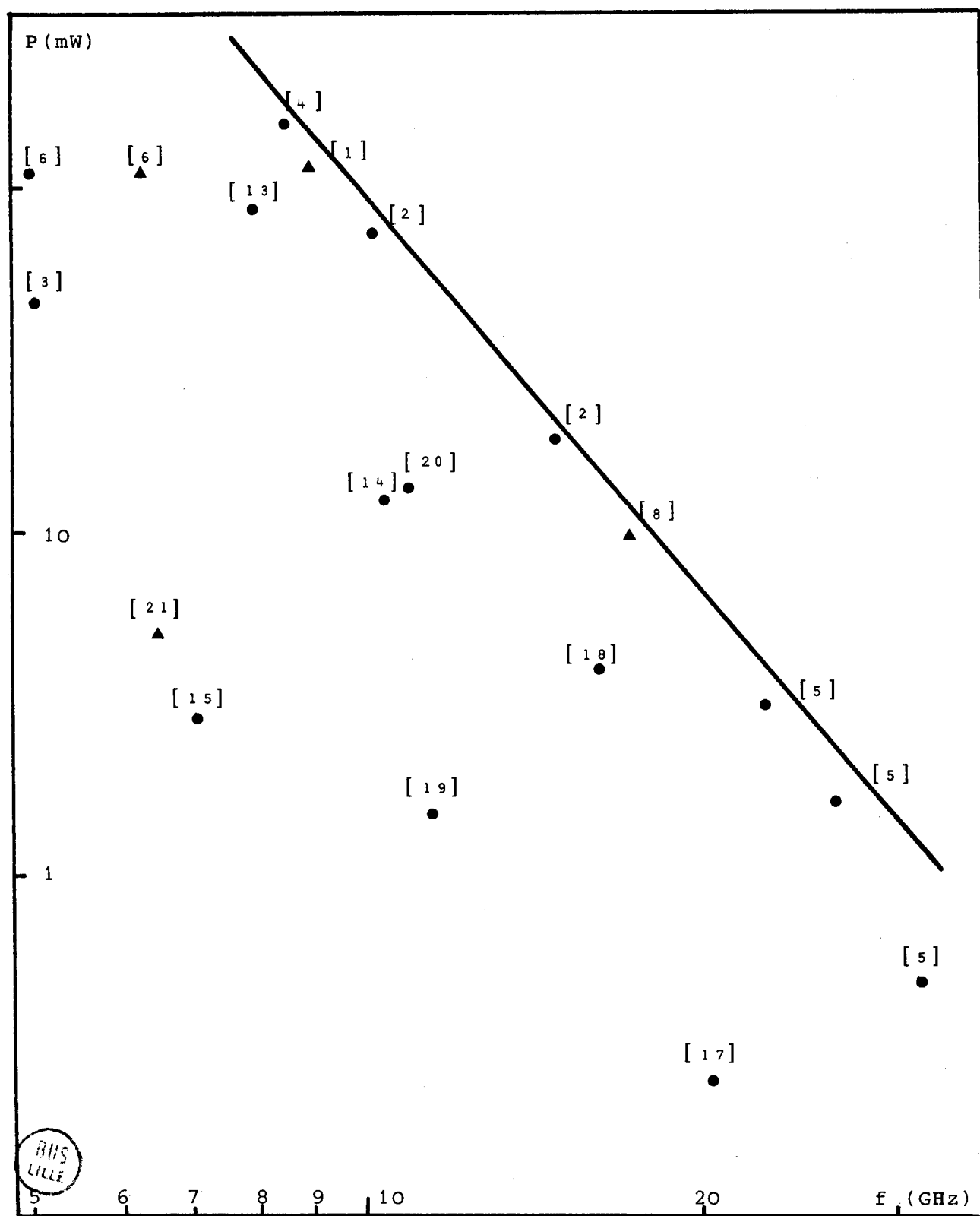


Figure IV.5 : Etat des meilleures performances publiées dans la littérature de la puissance en oscillation des dispositifs Baritt.

- diode à profil uniforme
- ▲ diode à profil variable

mettront d'expliquer notamment les bonnes performances obtenues avec la diode de type $P^+ N \varnothing P^+$ utilisée comme oscillateur ou amplificateur hyperfréquence.

IV.2 UTILISATION EN OSCILLATEUR

IV.2.1 Etat des meilleures performances publiées

La génération d'ondes hyperfréquences représente l'utilisation classique d'un dispositif semiconducteur à résistance dynamique négative. Bien que cette application ne constitue pas le centre d'intérêt principal de notre travail, nous pensons qu'il est utile de tracer ici un bilan des meilleures performances obtenues avec les diodes Baritt. Cette étude bibliographique est illustrée par les figures IV.5 et 6 où nous avons rassemblé les résultats en puissance d'oscillation et rendement en fonction de la fréquence. Si de grandes améliorations de la puissance fournie par le dispositif à émission de champ et temps de transit ont été réalisées depuis la première expérience de COLEMAN et SZE^[3],

$P = 50 \text{ mW}$ $f = 4.9 \text{ GHz}$ $\eta \# 1.8 \%$

on peut également noter une progression importante dans l'échelle des fréquences qui avoisinent de nos jours 30 GHz.

Parmi les résultats les plus remarquables, on peut reconnaître deux groupes de composants :

- les structures de type $P^+ N P^+$ ou Métal - $N P^+$
- les structures de conception $P^+ N \emptyset P^+$

En premier lieu, ces résultats confirment les prévisions théoriques quant à l'intérêt préférentiel des dispositifs où les porteurs de charge actifs sont les trous. Actuellement, les meilleures performances sont obtenues avec les structures $Pt N P^+$ pour lesquelles on a

[4]	[5]
$P = 152 \text{ mW}$	$P = 0,5 \text{ mW}$
$S \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$	$S = 4.4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$
$f = 8,6 \text{ GHz}$	$f = 31,2 \text{ GHz}$
$\eta = 2,3 \%$	$\eta = 0,11 \%$

Avec la structure de type $P^+ N \emptyset P^+$, les résultats les plus significatifs sont

[6]	[1]	[8]
$P = 115 \text{ mW}$	$P = 120 \text{ mW}$	$P = 10 \text{ mW}$
$S = 7.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$	$S = 7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$	$S = 2.7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
$f = 6,3 \text{ GHz}$	$f = 9,9 \text{ GHz}$	$f = 17,1 \text{ GHz}$
	$\eta = 1 \%$	

Une comparaison de ces performances dans l'absolu est cependant délicate étant donné le nombre insuffisant de résultats publiés dans la littérature ainsi que les différences importantes des technologies utilisées dans chacune de ces réalisations. Pour cette raison, nous nous limiterons à comparer les principaux résultats obtenus avec les différentes structures réalisées par le laboratoire LCR de la Thomson CSF. Ces résultats portés sur le tableau IV.1, ne représentent pas les performances potentielles de chaque structure, diffé-

rents problèmes technologiques ayant restreint les possibilités de nombre d'entre elles.

diode	P_{mW}	f_{GHz}	$S_{10^{-4} cm^2}$	$\eta_{\%}$	I_o_{mA}
Al N P ⁺	20	6,6	6,2		100
P ⁺ N P ⁺	4	8,5	6,3		50
N ⁺ P N ⁺	9	8,3	5,5	0,5	50
P ⁺ N $\varnothing$ P ⁺	120	9,9	7	0,9	200
N ⁺ P Π N ⁺	2,5	8,1	3,6	1,2	15

Mais, elles mettent en évidence les capacités d'oscillation de chacune d'elles et ont conduit D. DELAGEBEAUDEUF à proposer une structure de type N⁺ P Π N⁺ présentant un intérêt très spécifique. En effet, cette structure où les porteurs majoritaires sont les électrons nécessite un champ électrique qui peut être inférieur à celui de la structure complémentaire P⁺ N $\varnothing$ P⁺ tout en assurant la condition de saturation de la vitesse. La tension de polarisation s'en trouve alors plus réduite et un résultat typique obtenu avec ces composants est :

[9]

P # 1 mW f = 8,5 GHz
avec V_o = 14,8 v I_o = 7 mA (S = 2 10⁻⁴ cm²)

Cet oscillateur est particulièrement avantageux en raison de sa faible tension et de son faible courant de fonctionnement

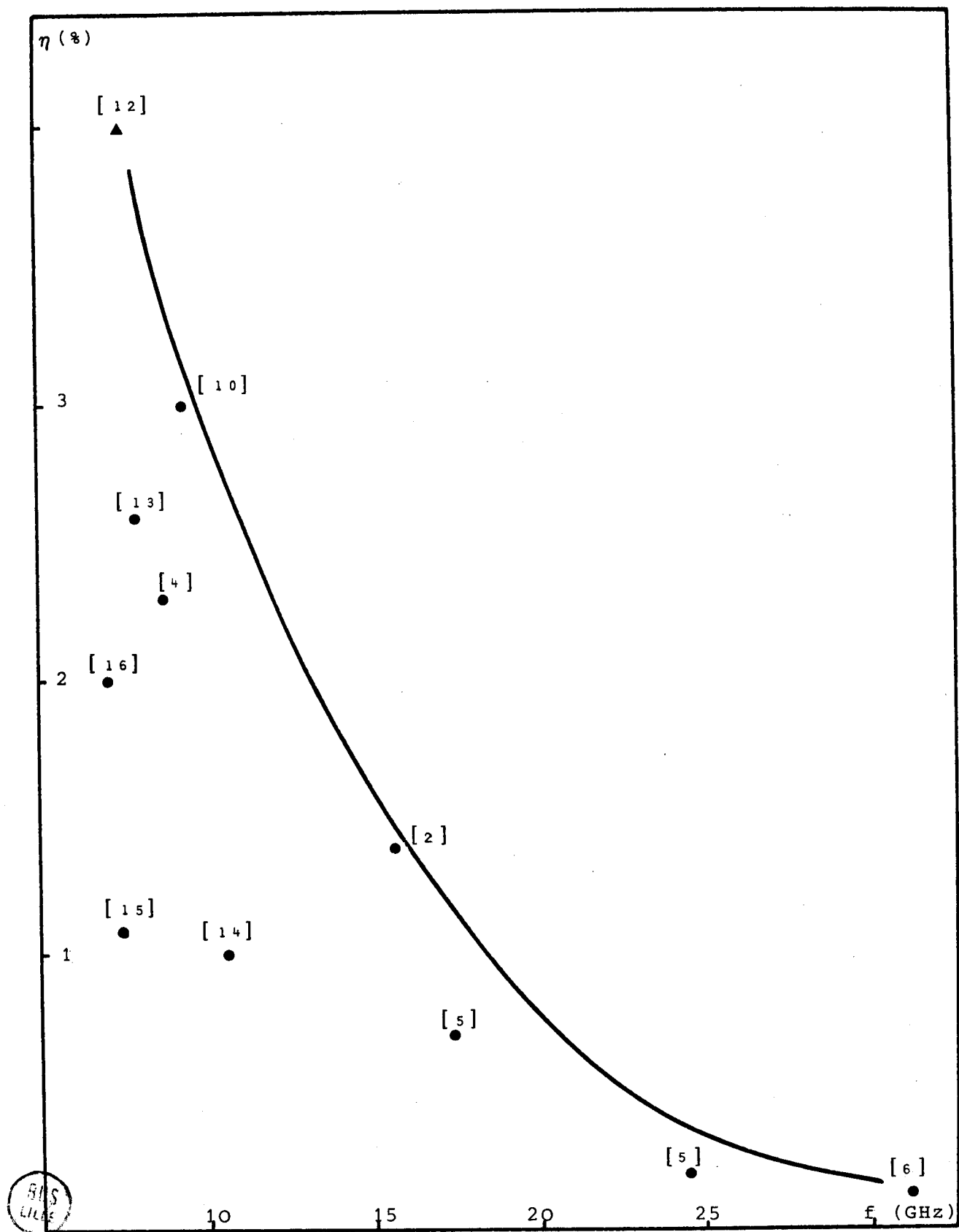


Figure IV.6 : Etat des meilleures performances publiées dans la littérature du rendement des oscillateurs à diode Baritt.

ce qui le rend parfaitement adapté dans les applications qui nécessitent l'usage de batteries.

En ce qui concerne le rendement des diodes Baritt (fig IV.6), il demeure très faible de l'ordre de 1 à 3%. Dans la bande X, un maximum égal à 3% a été atteint^[10] avec une structure de type $P^+ N P^+$. Toutefois, il est intéressant de noter un résultat de pointe obtenu à la fréquence de 7,5 GHz : un rendement voisin de 5% et une puissance d'oscillation de l'ordre de 40 mW ont été délivrés par un composant de structure $N^+ I P \Pi N^+$ ^[11]. La présence de la zone intrinsèque au sortir de la zone d'injection a pour but d'amplifier le retard du courant émis par rapport à la tension h.f, lié au phénomène de modulation de vitesse dans la zone de mobilité. Les porteurs vont ensuite atteindre rapidement la vitesse limite car le champ électrique augmente fortement dans la zone P. Cette zone P limite par ailleurs l'élargissement de la zone d'injection en régime grand signal. Enfin, le transit des porteurs s'effectue dans une zone Π à champ électrique uniforme.

IV.2.2 Problème lié à la faible valeur de la résistance négative

En conclusion, les présents résultats montrent clairement qu'une amélioration notable des performances de la diode Baritt peut être obtenue soit en modifiant la configuration du champ électrique dans la partie active de la

diode, mais aussi de façon inéluctable, en apportant un soin particulier à la réduction des résistances de pertes. Ce perfectionnement technologique est primordial étant donné la valeur intrinsèque tout à fait réduite de la résistance négative des diodes Baritt. Différentes mesures doivent alors être envisagées :

- réduire l'épaisseur du support semiconducteur au maximum
- minimiser la résistance de contact des contacts ohmiques
- assurer une bonne évacuation thermique non seulement en vue d'un transfert correct de la température, mais aussi pour minimiser la perturbation apportée à la caractéristique d'injection.

Par ailleurs, un point très important concerne le circuit hyperfréquence dans lequel est placée la diode car c'est celui-ci qui permet de ramener les impédances correspondant au régime d'oscillation. Un soin particulier sera accordé dans l'élaboration de la cellule hyperfréquence afin de réduire les pertes présentées par ce circuit : ceci sera d'autant plus difficile que la partie réelle de l'impédance de charge devra être faible. En pratique, seules les structures à cap permettront d'obtenir de telles résistances de charge avec des pertes minimales.

IV.3 UTILISATION EN AMPLIFICATEUR

Tout dispositif dipôle à résistance dynamique négative peut être utilisé en amplificateur en lui associant

un circulateur et un dispositif d'adaptation. Il en est ainsi des diodes à injection thermoionique et temps de transit. Dans cet amplificateur à réflexion, le circulateur permet de séparer les puissances d'entrée et de sortie. Le gain en amplification s'exprime alors par

$$G = \frac{P_s}{P_i} = \left| \frac{Z_D - Z_L^*}{Z_D + Z_L} \right|^2 \quad (IV.4)$$

où Z_D est l'impédance de la diode, Z_L l'impédance équivalente de charge vue par la diode. Dans cette expression, on remarque que le gain en puissance peut être plus grand que 1 dans la mesure où la résistance de la diode est négative et sera d'autant plus élevé que l'impédance Z_D sera proche de l'impédance de charge. L'élément d'adaptation permet de transformer l'impédance de la ligne en la valeur de l'impédance de charge souhaitée Z_L .

IV.3.1 Etude des performances de bruit

La perspective d'obtenir des composants à faible bruit à partir d'un fonctionnement à injection thermoionique et temps de transit est la raison majeure qui a conduit à la réalisation des diodes Baritt. Dans notre laboratoire, D. MEIGNANT^[31] et moi-même avons contribué à l'étude de ces propriétés par la caractérisation d'échantillons possédant des structures très diverses et par l'éla-

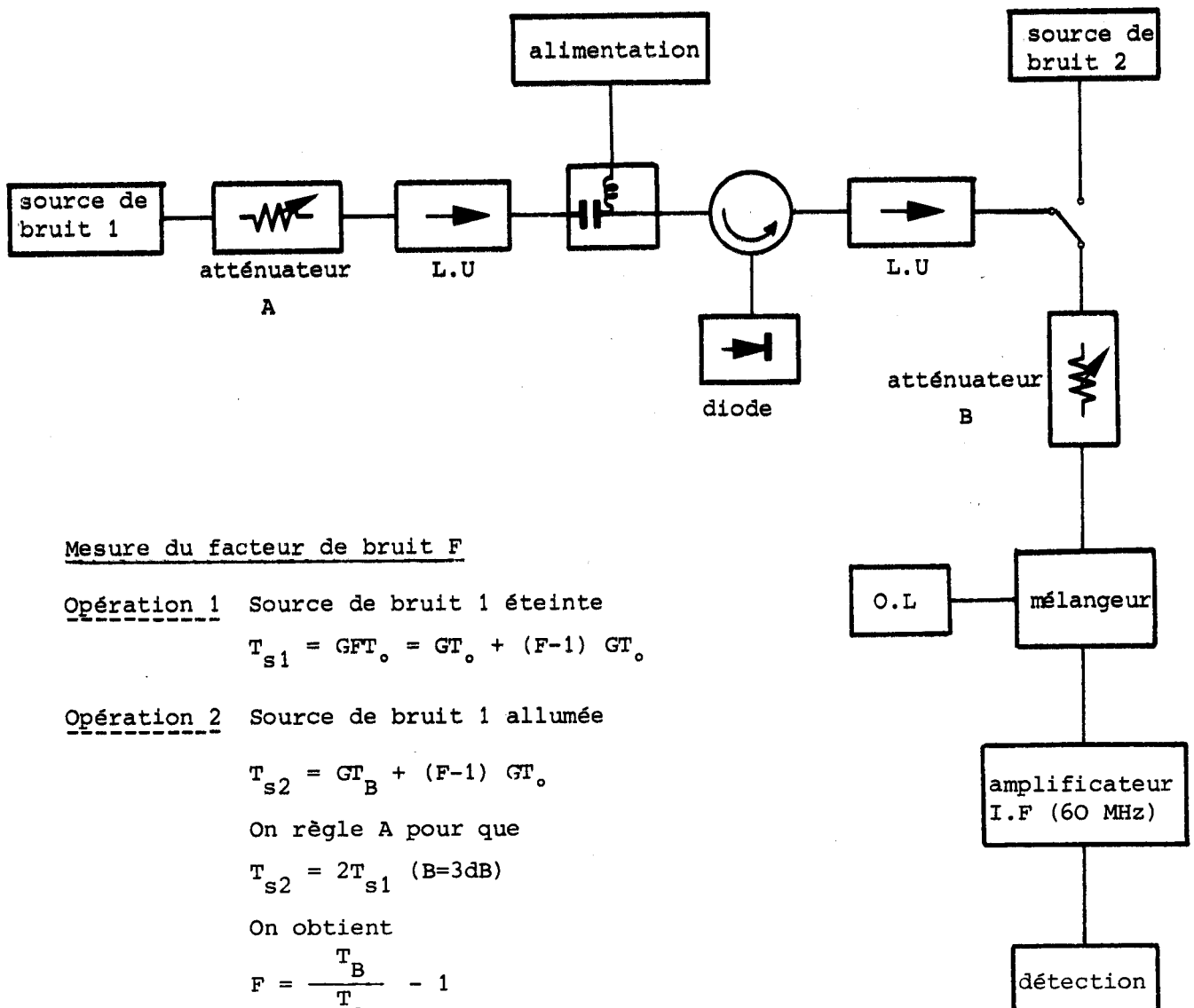


Figure IV.7 : Dispositif et méthode de mesure du gain et du facteur de bruit d'un amplificateur à diode Baritt.

boration de modèles théoriques qui nous ont conduits à proposer une structure possédant un facteur de bruit minimal.

—D Pour la mesure expérimentale des performances de bruit, la diode est utilisée comme amplificateur à réflexion faible niveau. En effet, si l'on considère le régime petit signal, seuls les mécanismes donnant lieu à un bruit blanc ont une contribution directe en hyperfréquences. Ainsi, les modifications apportées par les non linéarités consécutives au régime grand signal ainsi que les conversions de bruits BF en bruits HF pourront être écartées, ce qui permettra de fixer les limites des composants semiconducteurs Baritt en ce qui concerne les phénomènes de bruit. Le dispositif de mesure se présente sous la forme donnée sur la figure IV.7 et les opérations successives à effectuer sont résumées ci-contre. Ainsi, pour caractériser le bruit d'un amplificateur, on pourra utiliser le facteur de bruit qui traduit la dégradation du rapport signal sur bruit liée à l'amplification. Cependant, il est souvent préférable de recourir à la grandeur "mesure de bruit" définie par la relation suivante

$$M = \frac{F - 1}{1 - 1/G} \quad (IV.5)$$

où G représente le gain en amplification.

Sur la figure IV.8, nous avons porté l'évolution de la mesure de bruit en fonction de la fréquence pour dif-

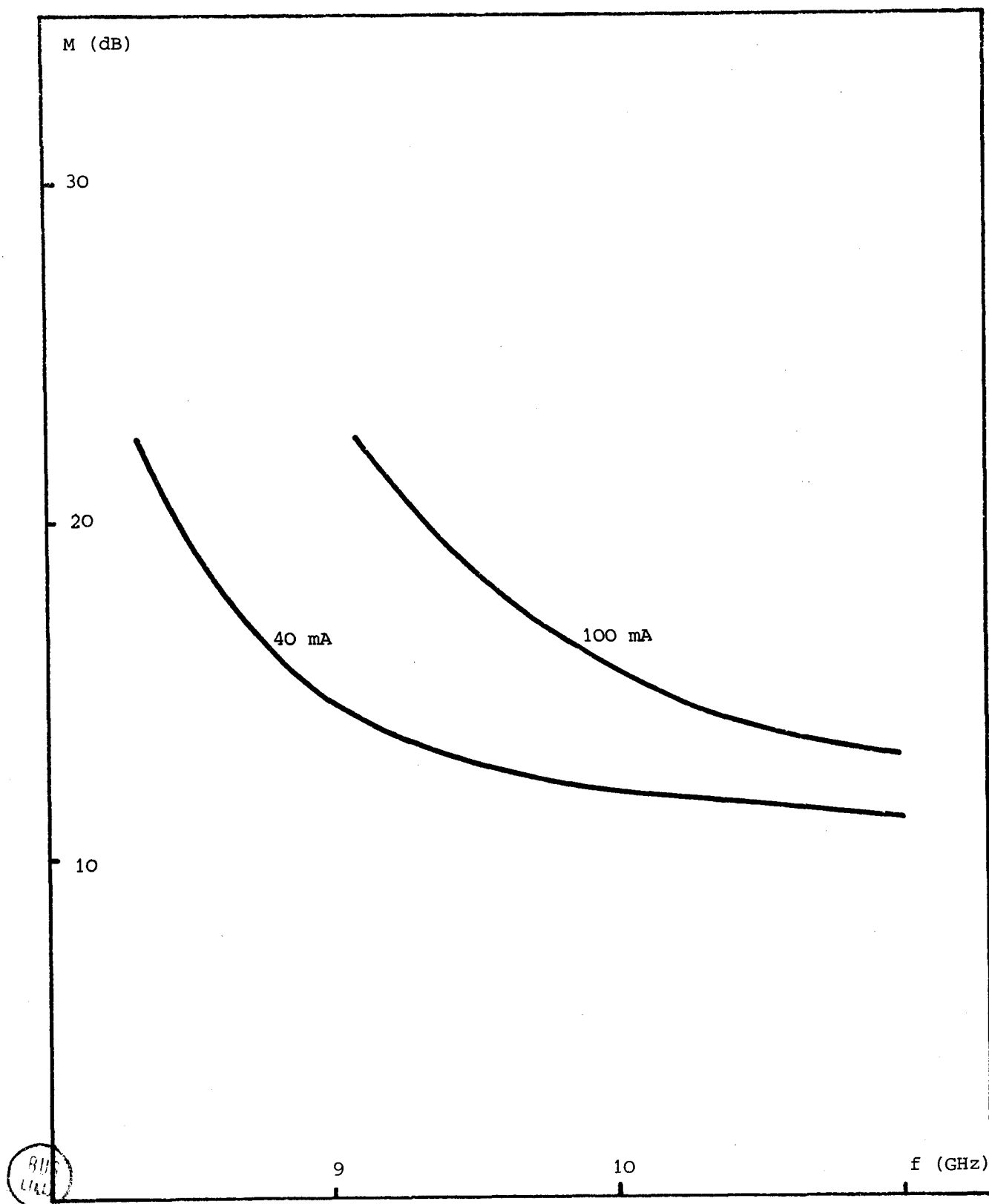


Figure IV.8 : "Mesure de bruit" d'une diode Baritt $P^+ N \vee P^+$ en fonction de la fréquence pour différents courants de polarisation.

férents courants de polarisation, dans le cas d'une structure de type $P^+ N \varnothing P^+$. On constate que la grandeur M décroît toujours en fonction de la fréquence. En réalité, le mélangeur que nous avons utilisé ayant une fréquence de coupure de 11 GHz, nous n'avons pu être en mesure de mettre en évidence une remontée très probable du bruit au-delà de 12 GHz. Par ailleurs, pour une fréquence donnée, la mesure de bruit passe par un minimum en fonction du courant I_0 et dans le cas présent, la valeur optimale de M est de 11,5 dB ($f \approx 11$ GHz).

En ce qui concerne la diode Baritt de type $P^+ N P^+$, les performances de bruit sont alors comparables et une valeur minimale de 10 dB a été obtenue par C.P SNAPP^[22] avec une structure de dopage $1.25 \cdot 10^{21}$ At/m³ et de longueur 8 μ m.

Ces quelques résultats ainsi que de nombreuses performances publiées dans la littérature^[3,7,23] confirment les potentialités des diodes Baritt en ce qui concerne le bruit. Il semble par conséquent tout indiqué de poursuivre cette étude par la recherche d'un profil de diode optimal qui permettrait de rendre ces dipôles très compétitifs notamment par rapport au transistor à effet de champ.

IV.3.2 Définition d'une structure optimale faible bruit

Le bruit dans les diodes Baritt tire son origine

de deux sources principales :

- le bruit de grenaille associé à l'injection thermoionique des charges mobiles. La densité spectrale du courant de bruit correspondant a pour expression

$$\frac{\langle \delta i_g^2 \rangle}{\delta f} = 2 q I_0 \quad (\text{IV.6})$$

- le bruit de diffusion qui résulte des fluctuations aléatoires de la vitesse des porteurs dans la zone active. La tension de bruit déterminée par la méthode du champ d'impédance^[24] s'exprime par la relation

$$\frac{\langle \delta^2_v \rangle}{\delta f} = \int 4 q^2 D(x) p(x) \cdot |\Delta Z_x|^2 dx \quad (\text{IV.7})$$

où ΔZ définit le vecteur du champ d'impédance.

La nécessité d'évaluer cette grandeur complique énormément le traitement du bruit et conduit à disposer d'un modèle théorique suffisamment précis, pour rendre compte des résultats expérimentaux. Pour cette raison, nous avons été amenés à poser les hypothèses suivantes :

- le composant est supposé unidimensionnel.
- les mécanismes d'injection sont exprimés en termes de conductivité d'injection σ_i .
- le coefficient de diffusion est pris constant et égal à sa valeur en champ faible.
- l'évolution de la vitesse avec le champ électrique est

donnée par la relation II.24.

- les sources de bruit ne sont pas corrélées et donc les valeurs quadratiques moyennes des tensions en circuit ouvert s'ajoutent.
- l'influence de la résistance série est négligée ce qui permet de ne considérer que le bruit propre à la partie active de la structure Baritt.

Pour calculer la grandeur "mesure de bruit" M , qui s'écrit encore de façon générale

$$M = \frac{\langle \delta^2_v \rangle}{4 kT_o \cdot |\operatorname{Re}(Z_D)| \cdot \delta f} \quad (\text{IV.8})$$

il faut déterminer $\langle \delta v^2 \rangle$. En prenant les notations du paragraphe II.2.2.2, on a :

- pour le bruit de grenaille

$$\frac{\langle \delta v^2_{gre} \rangle}{\delta f} = \frac{2qJ_o}{S(\sigma_i^2 + \omega^2 \epsilon^2)} \cdot \left| \int_0^L \exp - \int_0^{x'} (A+jB) dx \quad dx' \right|^2 \quad (\text{IV.9})$$

- pour le bruit de diffusion

$$\frac{\langle \delta v^2_{dif} \rangle}{\delta f} = \frac{4qJ_o D}{S} \cdot \int_0^L \frac{|\Delta Z(x)|^2}{v_o} \cdot dx \quad (\text{IV.10})$$

avec

$$\Delta Z(x) = \frac{1}{\epsilon v_o} \cdot \exp \int_0^{x'} (A+jB) dx \cdot \int_{x'}^L \exp - \int_0^x (A+jB) dx \quad dx'$$

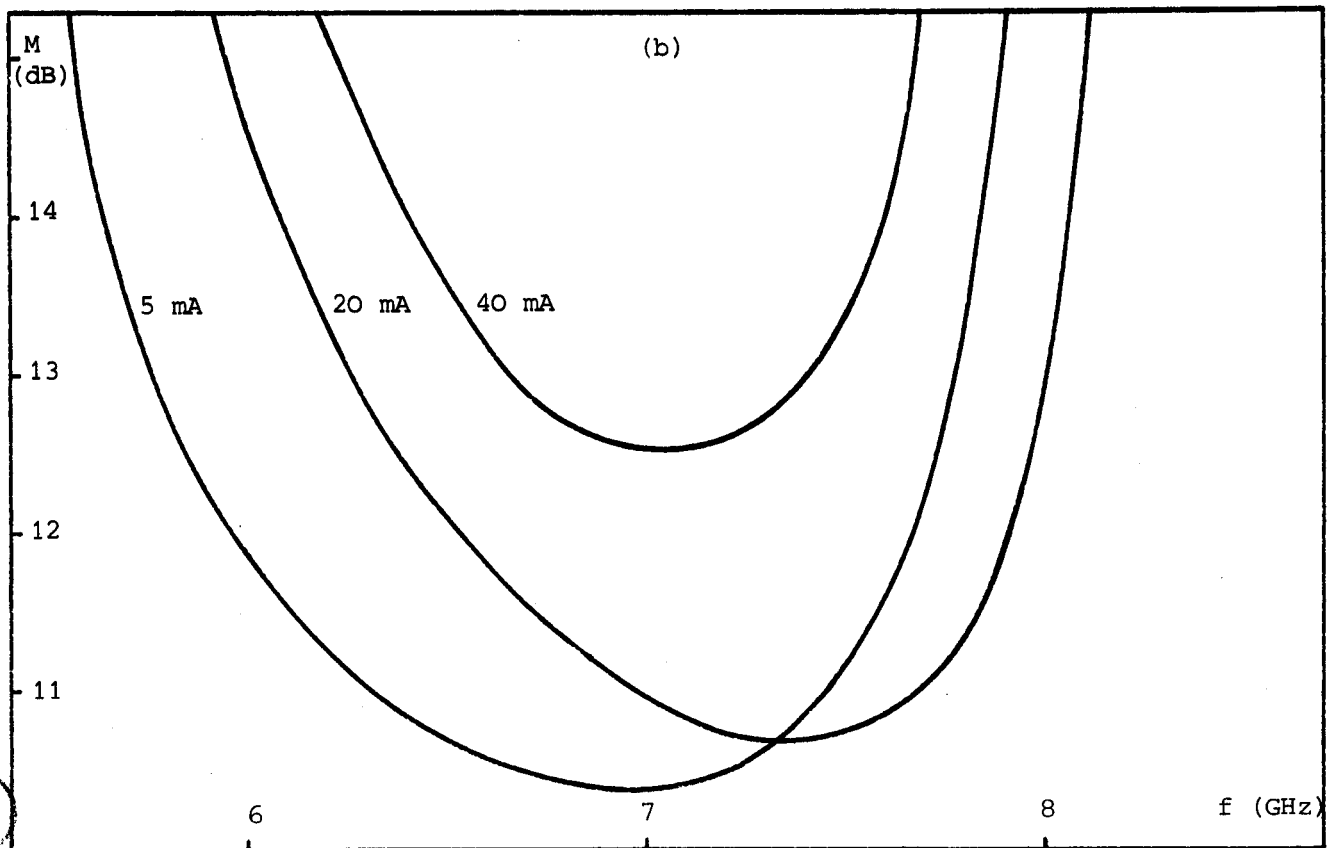
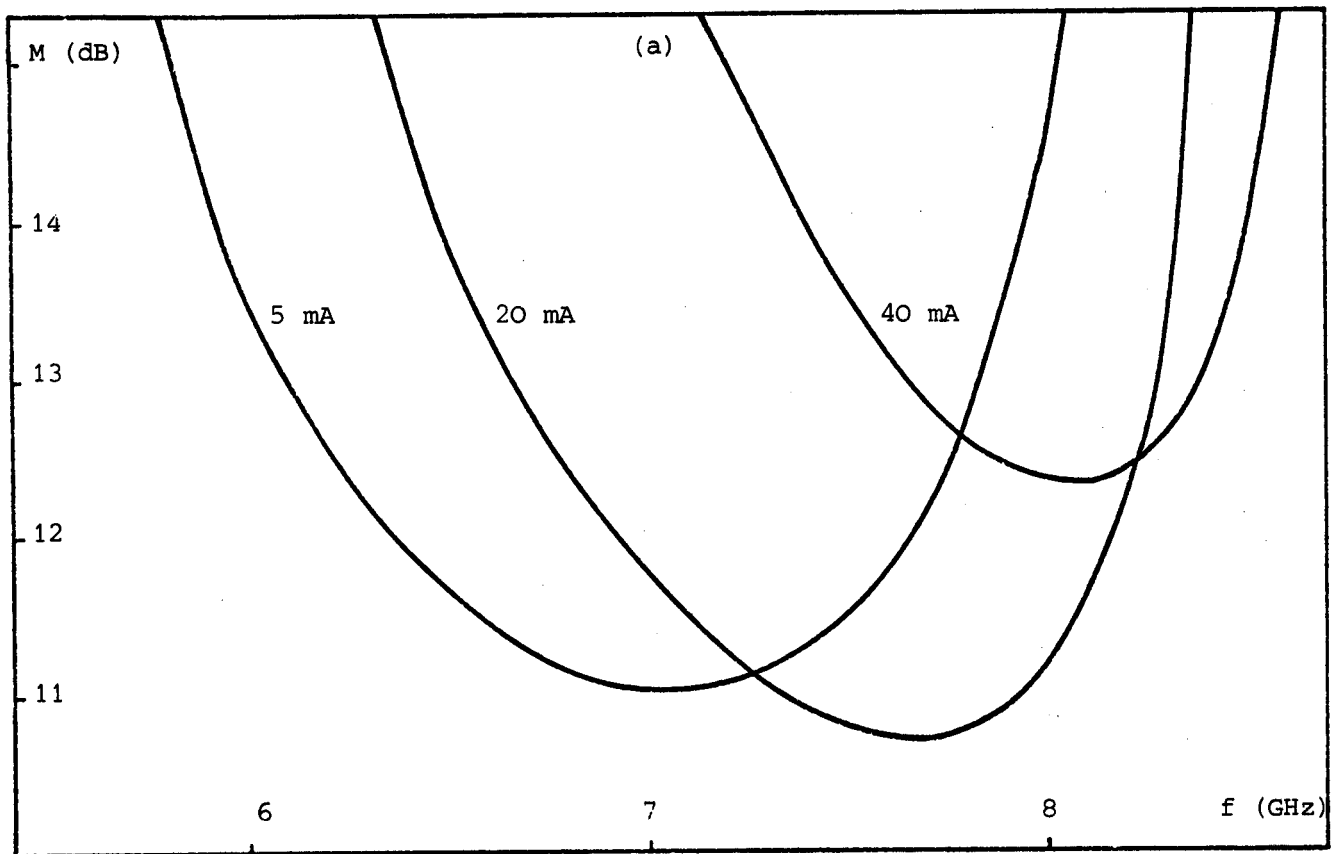


Figure IV.9 : Comparaison théorie (a) - expérience (b) de la "mesure de bruit" d'une diode Baritt de profil uniforme $P^+ N P^+$, en fonction de la fréquence, avec pour paramètre le courant de polarisation. ($S=3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)

Pour tester la validité de notre simulation, nous comparons sur la figure IV.9 les performances de bruit calculées aux résultats expérimentaux obtenus avec une diode $P^+ N P^+$. On peut constater que notre modèle théorique rend compte de façon satisfaisante des mesures expérimentales tant sur le plan de l'allure des courbes que sur la valeur minimale du bruit. Cependant, pour les valeurs de courant les plus élevées, on note expérimentalement un décalage de la fréquence d'accord lié à des effets d'échauffement de la pastille semiconductrice. Pour tenir compte de l'influence de la température, il serait alors nécessaire de diminuer la mobilité de façon à assurer le centrage en fréquence.

Par ailleurs, l'évolution du bruit avec le courant peut être aisément prévue. En effet, son augmentation quand le courant I_0 croît, est incontestablement liée à l'accroissement du bruit de diffusion qui évolue de même façon que I_0 . A l'inverse, le bruit de grenaille domine pour les courants les plus faibles. En effet, comme l'indique la relation IV.9, celui-ci varie comme le rapport $\frac{J_0}{\sigma_i^2}$ où la conductivité d'injection est, rappelons-le, proportionnelle au courant de polarisation. Il est donc tout-à-fait légitime de trouver une valeur du courant pour laquelle le bruit est minimum.

Etant donné le caractère prometteur des performances en bruit de la diode Baritt, il est naturel de nous poser maintenant le problème de l'optimisation du dispositif.

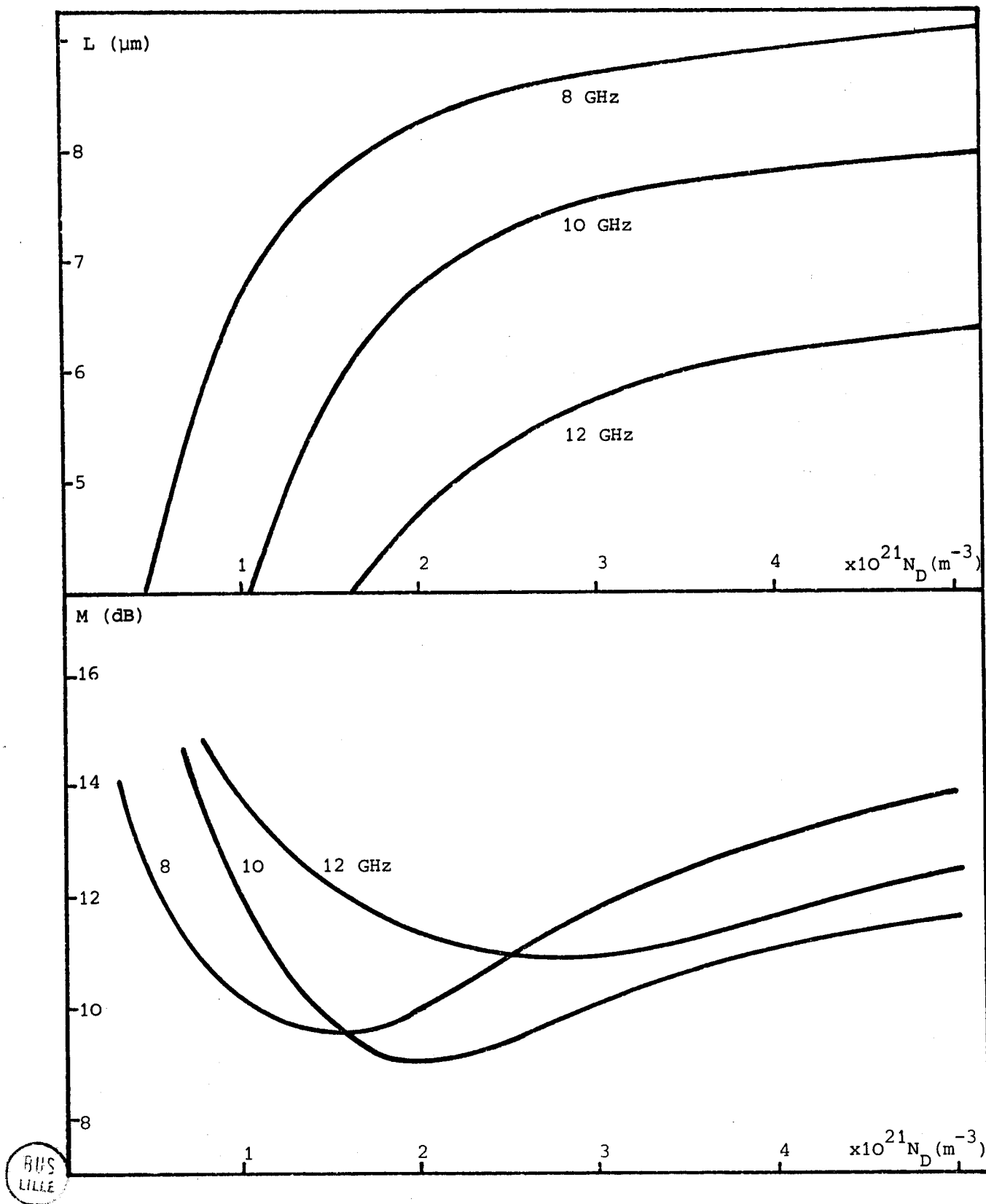


Figure IV.10 : Optimisation de la "mesure de bruit" d'une diode Baritt $P^+ N P^+$ et caractéristiques de la structure optimale.

Commençons notre investigation en considérant la structure la plus simple $P^+ N P^+$ à dopage uniforme. Nous nous limiterons dans cette étude aux structures utilisant les trous comme charges mobiles eu égard à la proportionnalité du bruit de diffusion avec le coefficient de diffusion (la constante D des électrons étant supérieure à celle des trous).

Sur la figure IV.10 sont portés les résultats de cette optimisation en fonction du courant et de la fréquence de fonctionnement ainsi que des grandeurs caractéristiques du composant : longueur et dopage. Le minimum de bruit que l'on puisse espérer obtenir avec une diode de profil constant est légèrement inférieur à 10 dB . Pour une fréquence choisie de la bande X , la valeur de la concentration N_D n'est pas critique (comprise entre 10^{21} et $3 \cdot 10^{21}$ At/m³) à condition que soient respectées les données sur la longueur de la diode et la densité de courant continu qui est voisine de $6 \cdot 10^5$ A/m² . Notons par ailleurs que ces prédictions sont en parfait accord avec les résultats théoriques obtenus par SJOLUND^[25] .

Outre le présent résultat, l'analyse précédente nous fournit par l'examen comparé de l'influence respective de chaque source de bruit, de précieuses indications en vue de la définition d'un profil de concentration optimal. Sur la figure IV.11, nous avons représenté la contribution séparée du bruit de grenaille et du bruit de diffusion pour deux structures de concentration en impuretés uniforme très

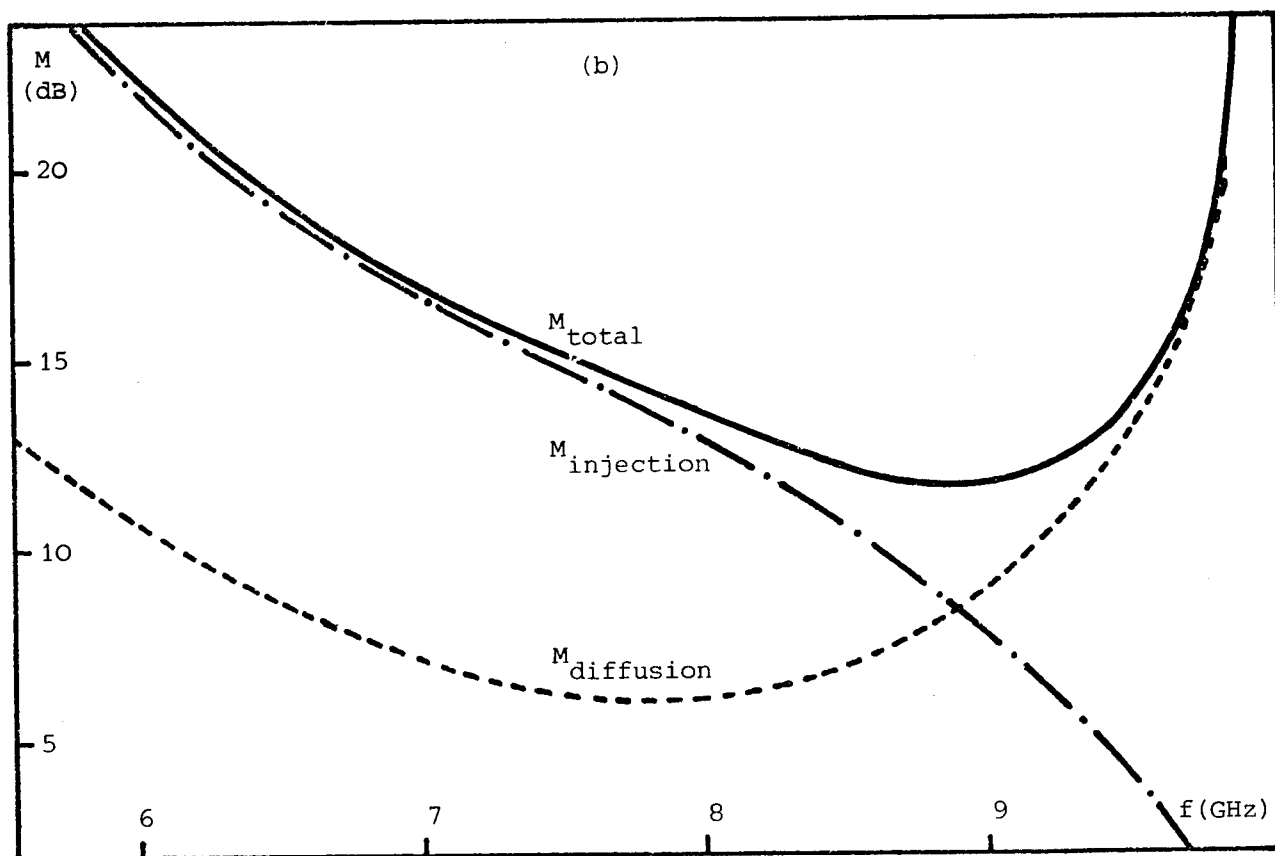
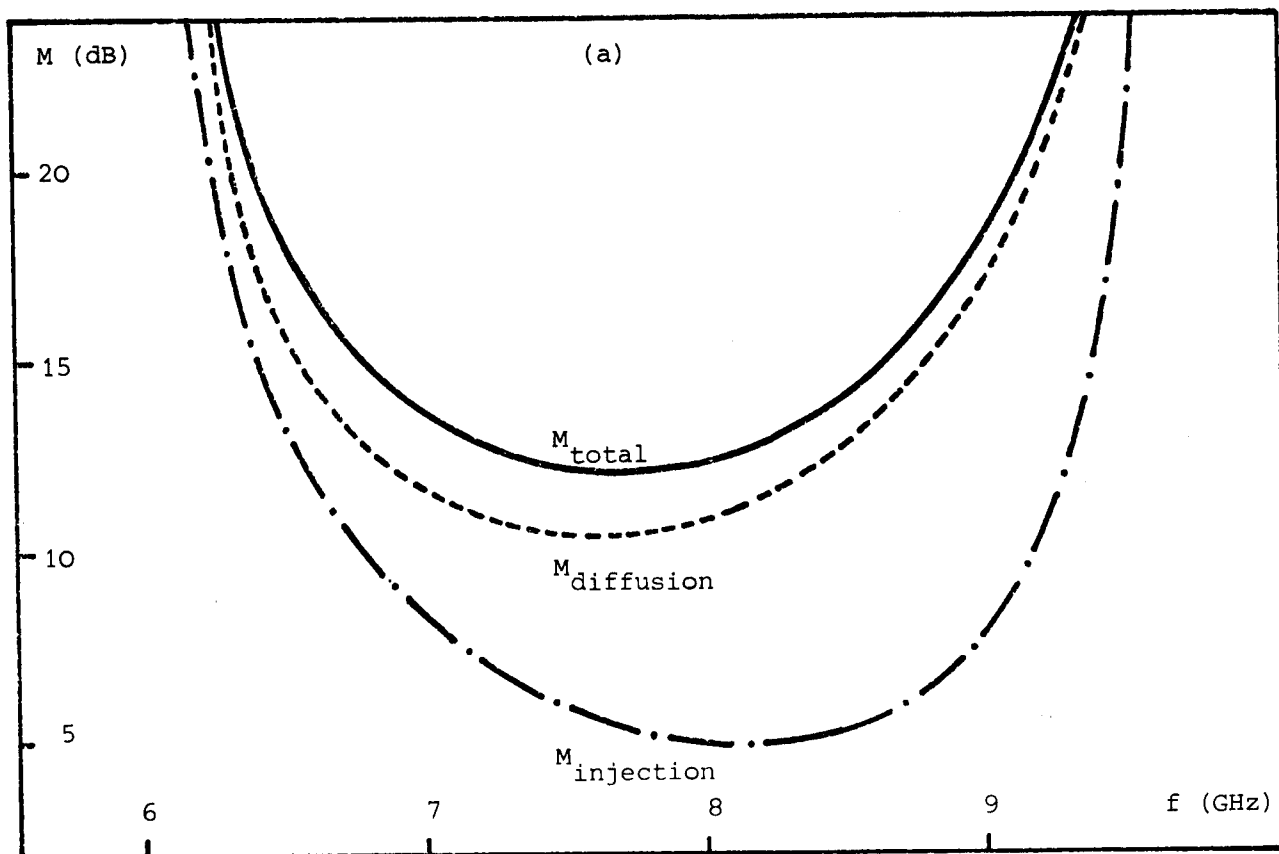


Figure IV.11 : Contributions des bruits de grenaille et de diffusion dans la "mesure de bruit" totale en fonction de la fréquence de 2 diodes Baritt $P^+ N P^+$

a) $N_D = 5.8 \cdot 10^{20} \text{ At/m}^3$	$L = 5 \mu\text{m}$	$J_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$
b) $N_D = 5.2 \cdot 10^{21} \text{ At/m}^3$	$L = 9 \mu\text{m}$	$J_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$

différente. Alors que pour les faibles dopages le bruit de diffusion est prépondérant, pour les structures les plus fortement dopées le bruit de grenaille prédomine.

En conséquence, la structure optimale doit simultanément :

- assurer un champ électrique élevé dans la zone de transit afin de réduire le bruit de diffusion. Il faut donc que le dopage en tête (à la sortie de la zone d'injection) soit le plus élevé possible.
- augmenter la conductivité d'injection pour limiter le bruit de grenaille. Ceci impose que le dopage dans la zone d'injection soit faible (fig II.6)

Ces conditions sont réalisées dans une structure de type $P^+ \varnothing N \varnothing P^+$ où la deuxième zone dopée $\varnothing$ a pour objet d'éviter que le champ électrique n'atteigne des valeurs trop élevées entraînant l'ionisation par choc préjudiciable aux performances de bruit.

Une structure de ce type ayant les dimensions optimales suivantes

$\varnothing_1$	=	$2 \cdot 10^{20} \text{ At/m}^3$	$L_{\varnothing_1}$	=	$0,4 \text{ } \mu\text{m}$
N	=	$6 \cdot 10^{21} \text{ "}$	L_N	=	$0,6 \text{ } \mu\text{m}$
$\varnothing_2$	=	$2 \cdot 10^{20} \text{ "}$	$L_{\varnothing_2}$	=	$6 \text{ } \mu\text{m}$

nous a permis d'obtenir (fig IV.12) une "mesure de bruit" théorique minimum égale à 5 dB avec les conditions

$$f = 9 \text{ GHz} \quad J_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$$

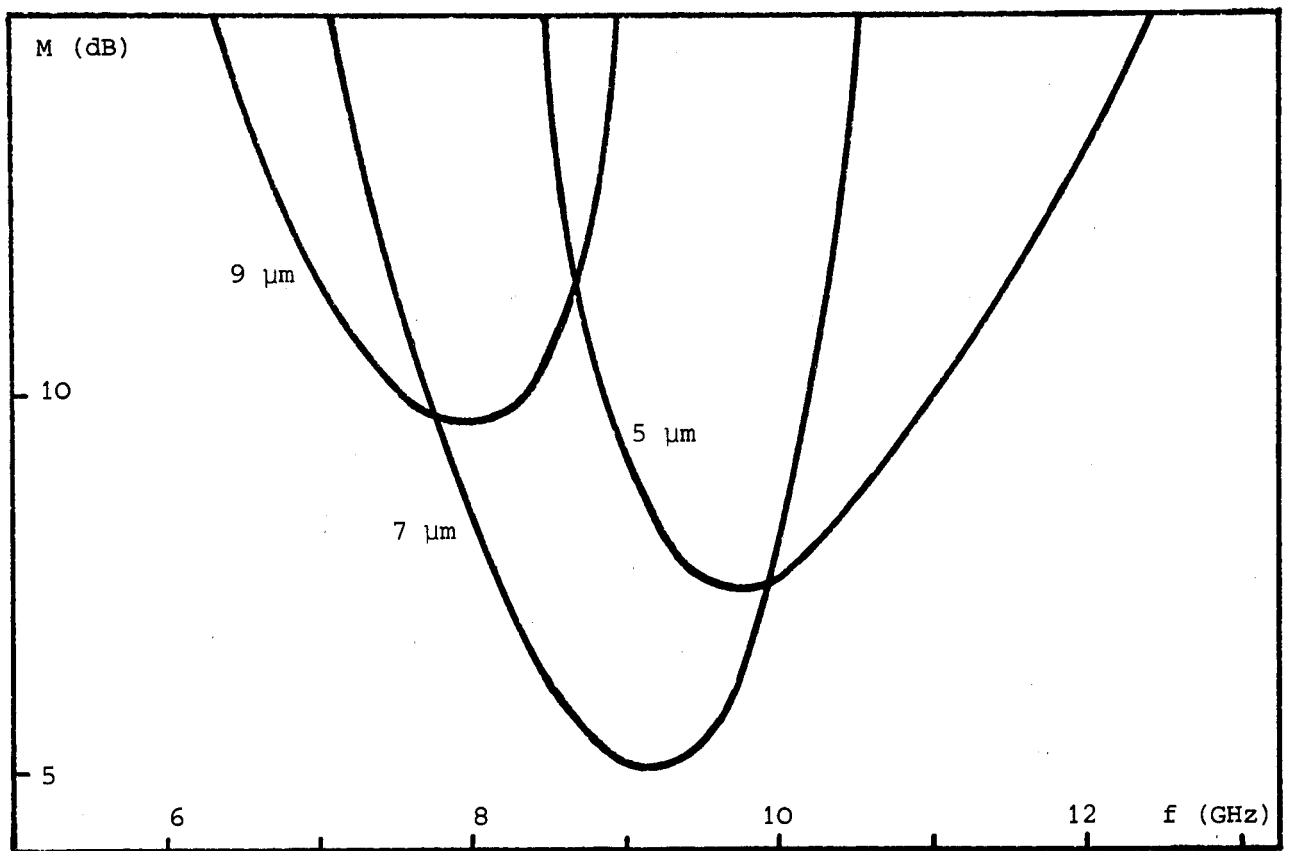


Figure IV.12 : Performances optimales de la "mesure de bruit" de la diode Baritt en fonction de la fréquence, pour différentes longueurs de la structure. Diode $P^+ \nu_1 N \nu_2 P^+$.

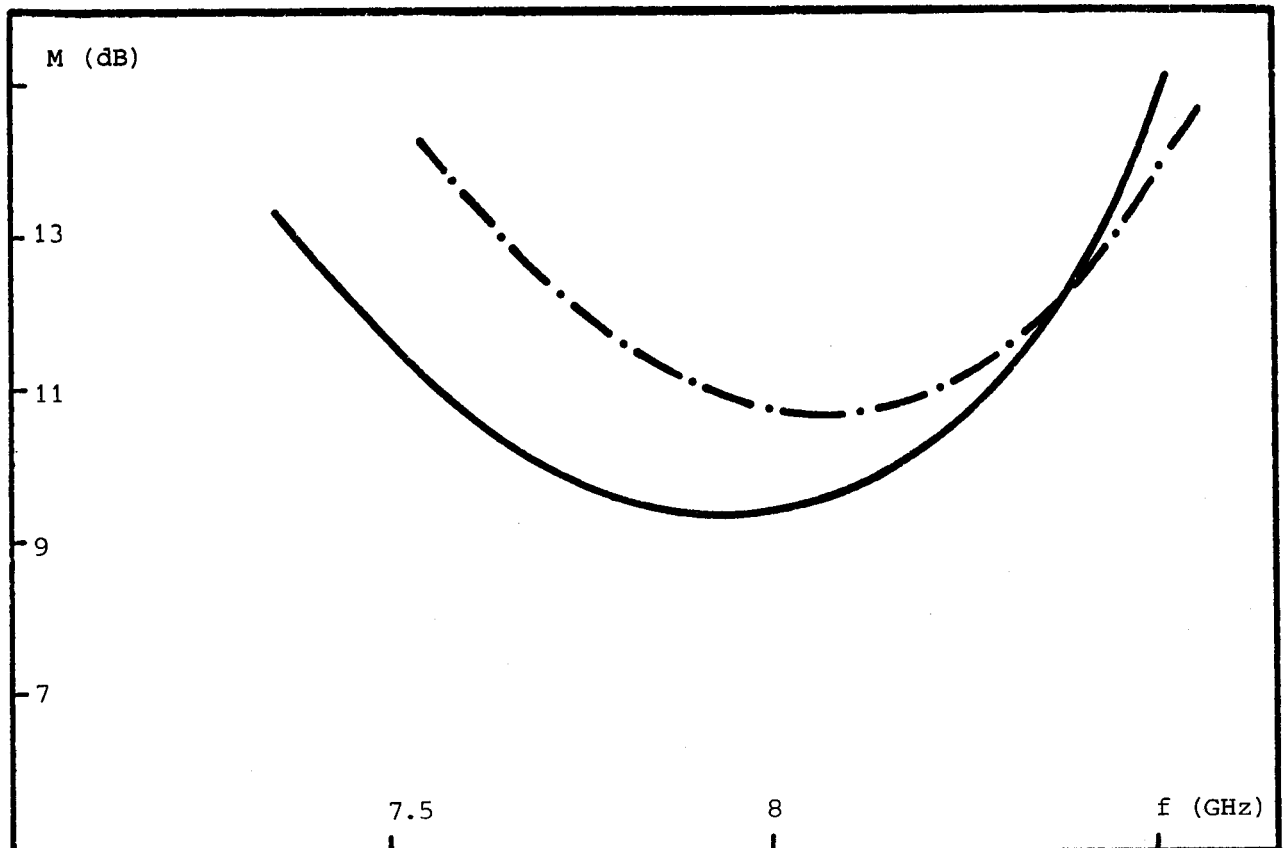


Figure IV.13 : Résultats expérimentaux (—) et théoriques (-.-.-.-) ($R_s = 0.6\ \Omega$) du "noise measure" d'une diode Baritt $P^+ \nu N \nu P^+$ en fonction de la fréquence.

Des réalisations expérimentales ont été entreprises et nous donnons sur la figure IV.13 le meilleur résultat obtenu à partir d'une diode $p^+ \varnothing N \varnothing p^+$. Bien que le profil réalisé ne soit pas conforme aux prévisions théoriques, cette structure a permis d'atteindre une valeur voisine de 9 dB. Cependant, il est important de noter que la valeur théorique de 5 dB constitue une performance intrinsèque à la partie active du composant Baritt. Compte tenu de l'existence d'une résistance série, l'expression de la mesure de bruit se modifie en fait sous la forme

$$M_{\text{utile}} = \frac{M + R_s / |R_D|}{1 - R_s / |R_D|} \quad (\text{IV.11})$$

L'augmentation du bruit liée aux pertes est alors d'autant plus importante que la résistance négative des diodes Baritt est restreinte et par conséquent, il est primordial de minimiser ces pertes afin d'obtenir un très bon facteur de bruit.

IV.3.3 Influence du niveau hyperfréquence

Dans ce paragraphe, nous rassemblons les principales caractéristiques mesurées sur un amplificateur à diode Baritt, notamment en ce qui concerne la bande passante et la linéarité. Dans un premier temps, nous avons utilisé comme élément d'adaptation, une cellule à transition progressive conique. Nous présentons sur la figure IV.14 l'évolution du gain faible signal en fonction de la fréquence et un

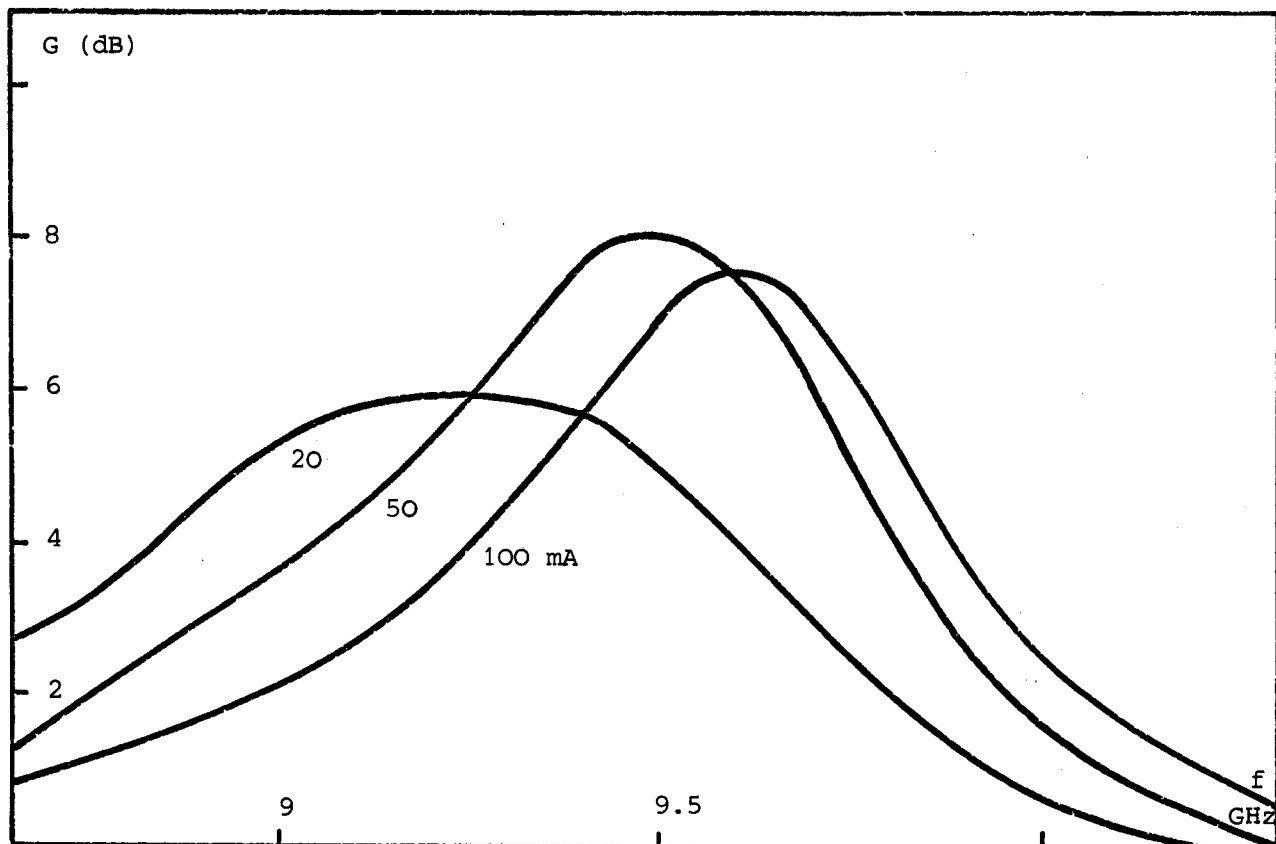


Figure IV.14 : Gain faible signal de l'amplificateur à diode Baritt en fonction de la fréquence pour différents courants de polarisation (transition conique $Z = 10 \Omega$)

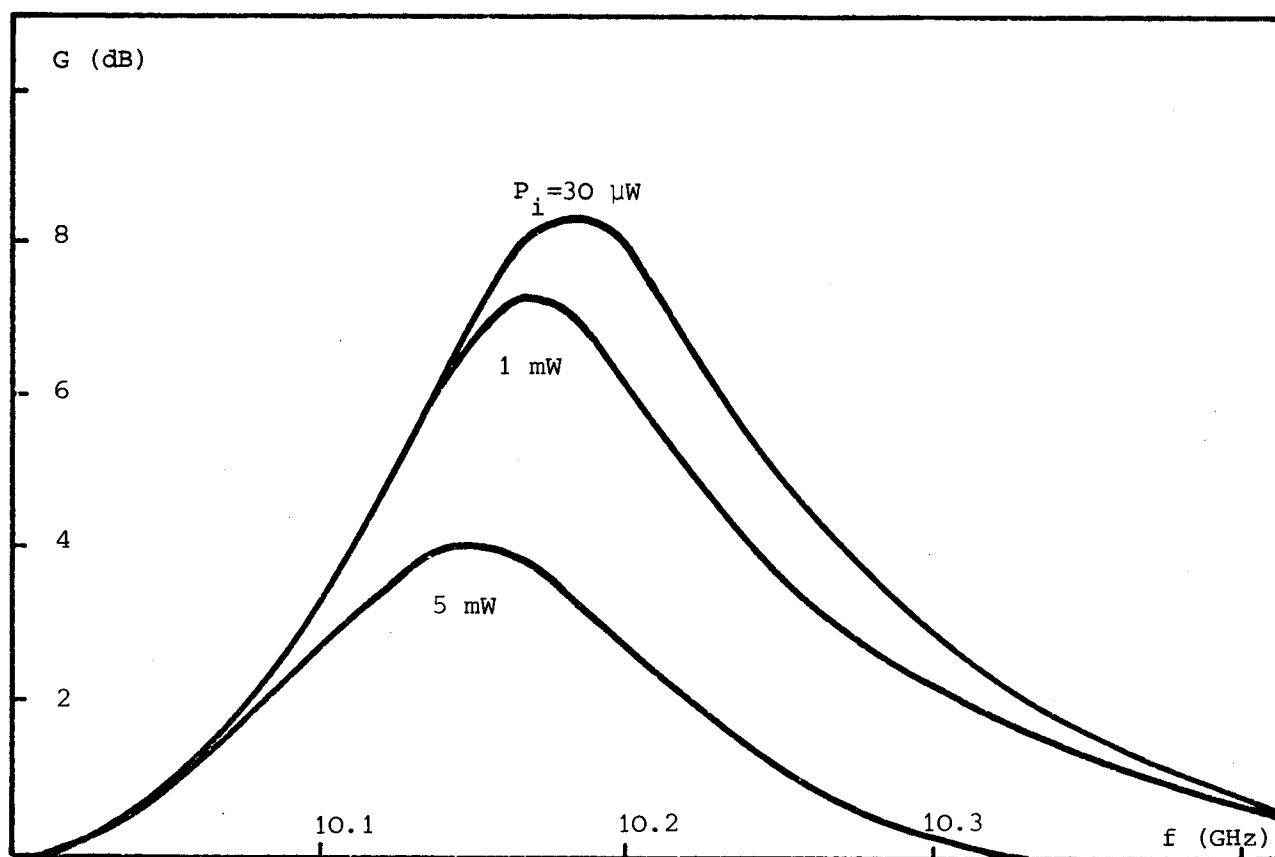


Figure IV.15 : Evolution de la bande passante de l'amplificateur à diode Baritt en fonction du niveau HF (Slug $\lambda/4$, $Z=5\Omega$, $I_0=80$ mA)

résultat typique est

$$B = 550 \text{ MHz} \qquad G_m = 8 \text{ dB} \qquad (\text{diode } P^+ N \emptyset P^+)$$

Cette bande passante reste limitée comparativement à celle des diodes Gunn ($B = 5 \text{ GHz}$ $G_m = 8 \text{ dB}$) et des diodes à avalanche ($B = 2 \text{ GHz}$ $G_m = 10 \text{ dB}$)^[26] et trouve son origine non seulement dans la faible résistance négative présentée par la diode Baritt mais encore dans l'intervalle de fréquences assez réduit pour lequel cette résistance est négative. En outre, la figure IV.14 nous montre la relation entre le gain en amplification et le courant de polarisation. Dans le cas de l'amplification petit signal, on constate que la valeur du courant qui donne le gain le plus élevé correspond alors sensiblement à une conductance négative de la diode qui devient maximum.

Abordons maintenant l'étude des caractéristiques de l'amplificateur en régime fort signal. Sur la figure IV.15, nous représentons l'évolution de la bande passante en fonction du niveau hyperfréquence. Le système d'adaptation choisi à transformateur $\lambda/4$, réduit notablement la bande passante qui est désormais égale à 120 MHz, mais a pour avantage un réglage très souple de la fréquence centrale. On constate alors une diminution du gain avec le niveau du signal d'entrée qui est due essentiellement à l'évolution de la résistance négative en régime non linéaire, le comporte-

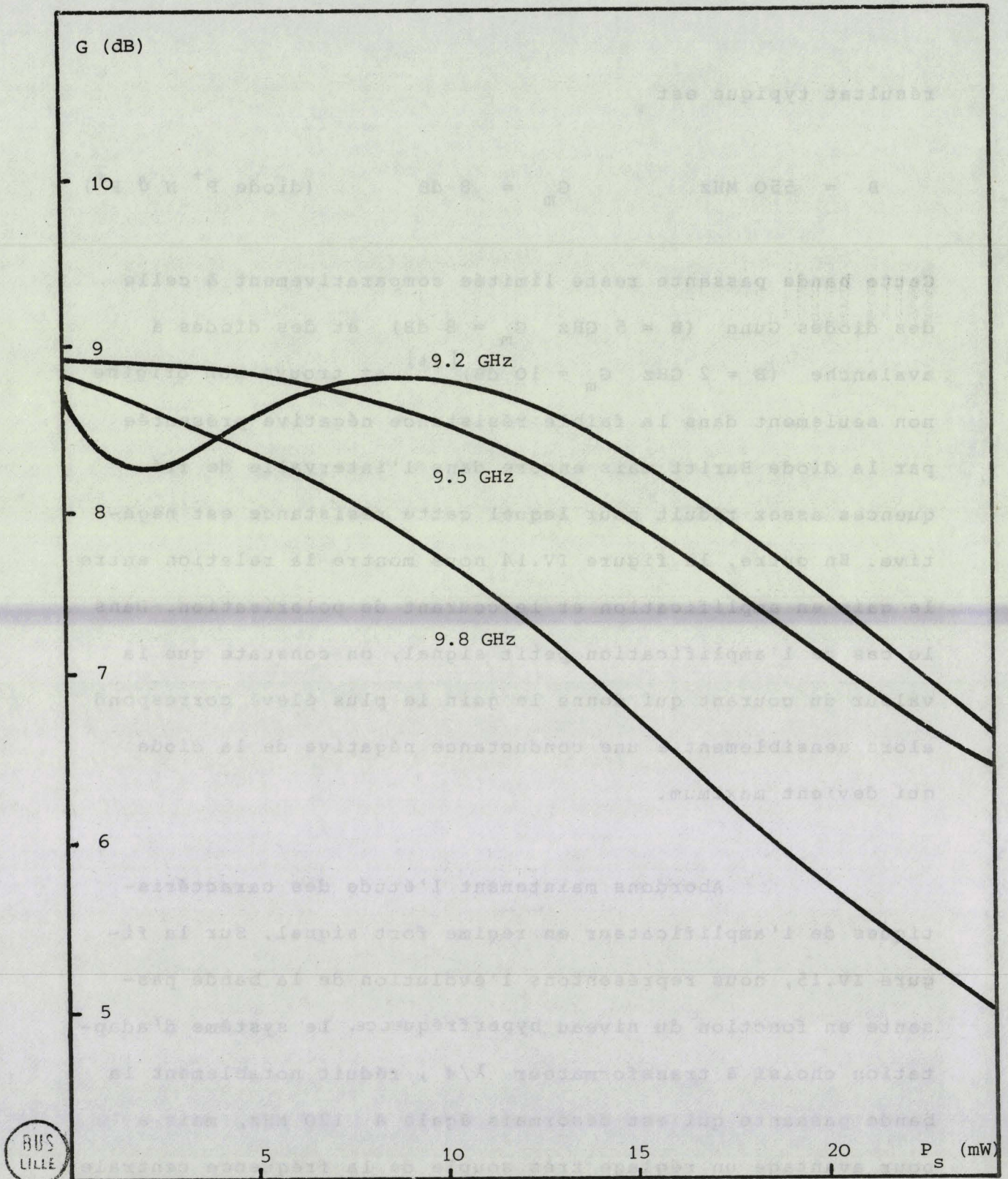


Figure IV.16 : Evolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour différentes fréquences d'opération.

ment dynamique de la réactance ne provoquant qu'un faible abaissement de la fréquence centrale.

Il est intéressant de remarquer par ailleurs, que pour une fréquence légèrement inférieure à la fréquence centrale, le gain est peu sensible à la puissance d'entrée P_e . Cette linéarité se caractérise habituellement par la donnée de la puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire, qui vaut ici 16 mW pour une diode de type $P^+ N \varnothing P^+$. Toutefois, nous devons signaler que cette puissance de compression est très dépendante de la fréquence à l'intérieur de la bande passante. En effet à la fréquence centrale, elle n'est plus que de 7 mW et à une fréquence supérieure elle devient très faible. Ces différents comportements peuvent être rattachés aux évolutions dynamiques de l'impédance de la diode Baritt. En particulier, une courbe du gain en fonction de P_e "en forme de S" (fig IV.16) a pu être observée pour certaines fréquences inférieures à la fréquence d'accord. Cette évolution peut être rapprochée de celle analogue observée pour l'impédance grand signal à courant I_0 élevé.

En conclusion, en régime fort signal la nécessité de contenir les évolutions dynamiques de la zone d'injection qui entraîne une diminution notable de la résistance négative de la diode, nous conduit à choisir une concentration en impuretés élevée. Ainsi, une structure à profil variable de type $P^+ N \varnothing P^+$ nous semble la mieux adaptée pour ce type d'applications. De plus, bien que peu compéti-

tive au point de vue puissance et bande passante vis-à-vis des diodes Gunn et avalanche, le dispositif Baritt présente des qualités intéressantes et tout particulièrement de très bonnes performances de bruit.

IV.4 UTILISATION EN OSCILLATEUR - MELANGEUR

IV.4.1 Principe de fonctionnement

Les éléments semiconducteurs au comportement non linéaire sont introduits dans de nombreux systèmes de réception en hyperfréquences. Dans la structure Baritt, la présence d'une résistance négative associée à la caractéristique non linéaire de la zone d'injection permet de projeter une application comme changeur de fréquences avec gain de conversion. En effet, suite à l'injection d'un signal de fréquence f_1 superposé à l'oscillation propre de fréquence f_0 , la non linéarité entraîne l'apparition de composantes aux fréquences harmoniques $nf_0 \pm mf_1$. En réalité, on s'intéresse dans la plupart des cas uniquement aux signaux somme et différence des deux fréquences appliquées. Pour la réception de l'information, on cherchera donc à transposer dans une gamme de fréquences plus basses et plus particulièrement à la fréquence différence $f_0 - f_1$.

IV.4.2 Etude expérimentale

IV.4.2.1 Méthodes et dispositifs de mesure

Le dispositif oscillateur-mélangeur est réalisé

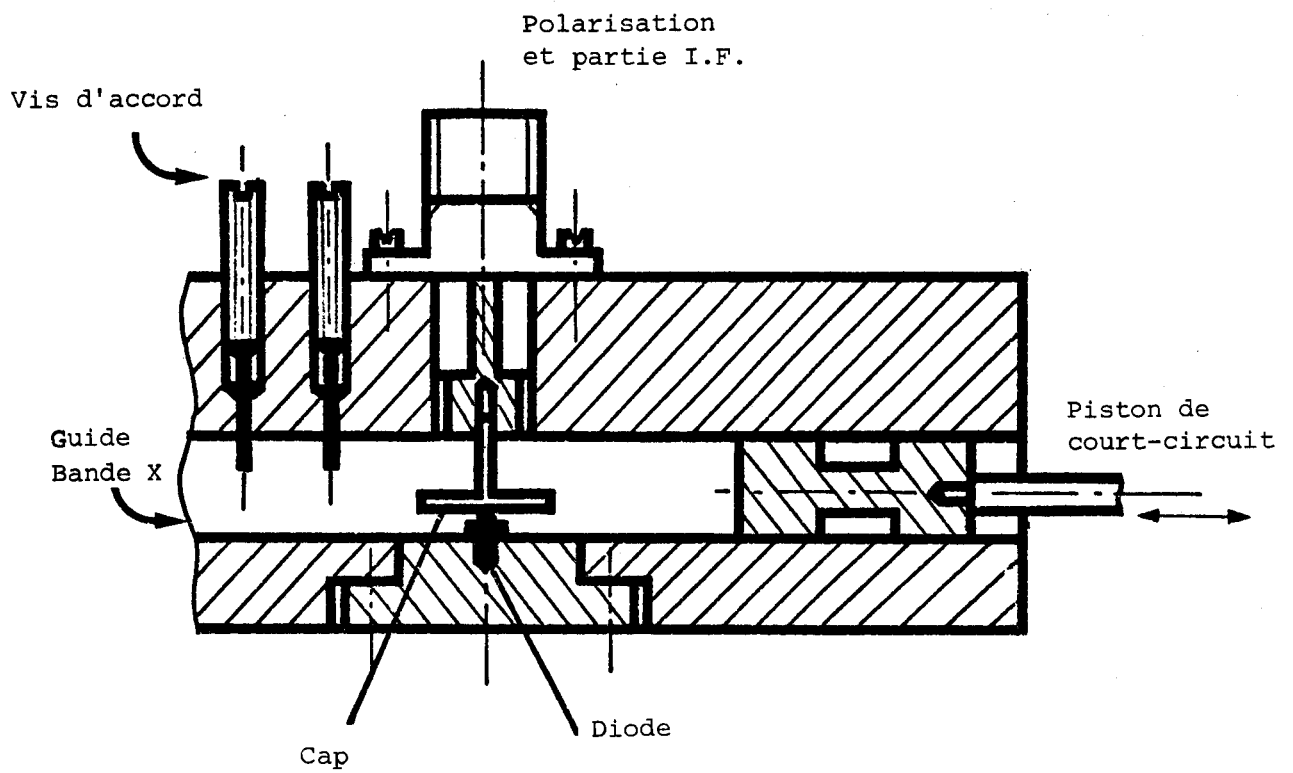


Figure IV.17 : Cellule de mesure de l'oscillateur-mélangeur bande X.

à partir de la cellule en guide rectangulaire représentée sur la figure IV.17. L'ensemble diode-cap permet de fixer la fréquence de l'oscillateur local, la puissance étant réglée au moyen des vis d'accord et du piston de court-circuit. Par ailleurs, la polarisation continue de la diode et l'extraction du signal à la fréquence intermédiaire $f_0 - f_1$ s'effectue par l'intermédiaire du cap et de la ligne coaxiale.

Le banc d'expérimentation utilisé pour la mesure des performances de l'oscillateur-mélangeur (facteur de bruit et gain de conversion) est donné sur la figure IV.18. Le signal incident, dont on modifie le niveau au moyen d'un atténuateur r.f étalonné, est appliqué au dispositif à étudier par l'intermédiaire d'une ligne unidirectionnelle qui isole l'oscillateur à diode de la charge variable représentée par la source de signal h.f. Le signal issu du mélangeur est appliqué à un filtre sélectif qui permet de sélectionner la fréquence intermédiaire. Il est envoyé sur un second changeur de fréquence pour être ensuite appliqué à un amplificateur sélectif de grand gain avant détection.

La mesure du facteur de bruit se fait de façon classique par référence à une source étalon et comporte différentes phases :

- Source de bruit éteinte, la température de bruit de sortie s'exprime par

$$T_S = G(T_O + T_R) = G F T_O \quad (IV.12)$$

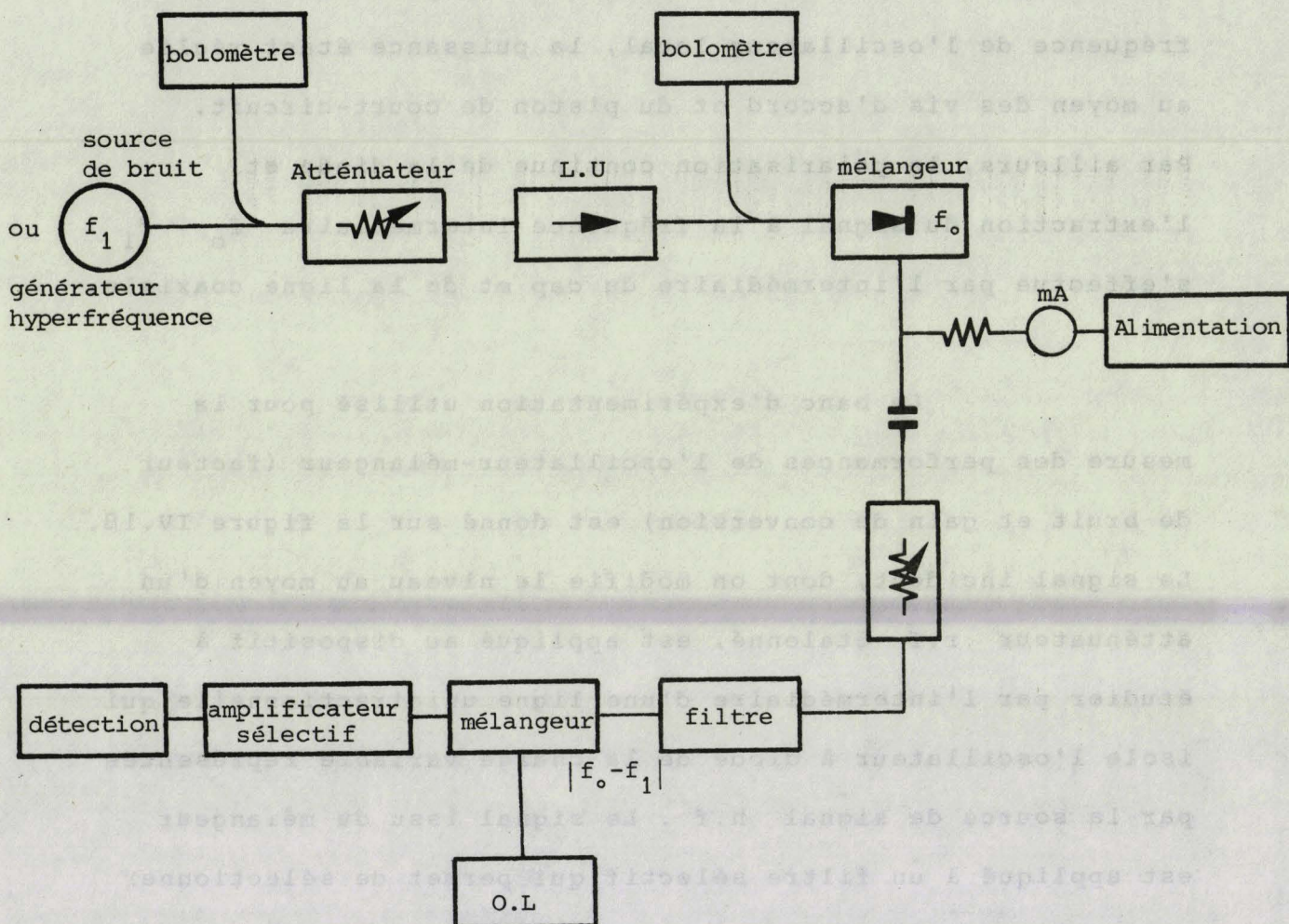


Figure IV.18 : Banc d'expérimentation du gain de conversion et du facteur de bruit de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt.

où T_R est la température de bruit propre du mélangeur,
G et F le gain et le facteur de bruit.

- On applique ensuite à l'entrée, une puissance de bruit de température équivalente T_B en agissant sur l'atténuateur r.f afin que la température de bruit de sortie soit doublée. En pratique, on effectue les différentes mesures dans des conditions identiques en plaçant un atténuateur de 3 dB dans le circuit FI .

On obtient alors

$$T_{S'} = 2 G F T_O = G (T_B + T_R)$$

d'où on déduit

$$F = \frac{T_B}{T_O} - 1 \quad (IV.13)$$

Pour la mesure du gain, on remplace la source de bruit par un générateur de signal cohérent. Le gain de conversion est alors défini comme le rapport de la puissance disponible à la sortie du mélangeur, déterminée par un étalonnage préalable de la partie FI du banc de mesure, sur la puissance incidente.

En pratique, pour les fréquences intermédiaires inférieures à 1 MHz , la stabilité des générateurs indépendants rend difficile l'utilisation de la méthode précédente. En outre, le niveau de bruit de notre source étalon devient insuffisant. Ces différentes raisons nous ont alors conduits à utiliser les bancs de manipulation suivants.

Pour la détermination du facteur de bruit (fig IV.19), la

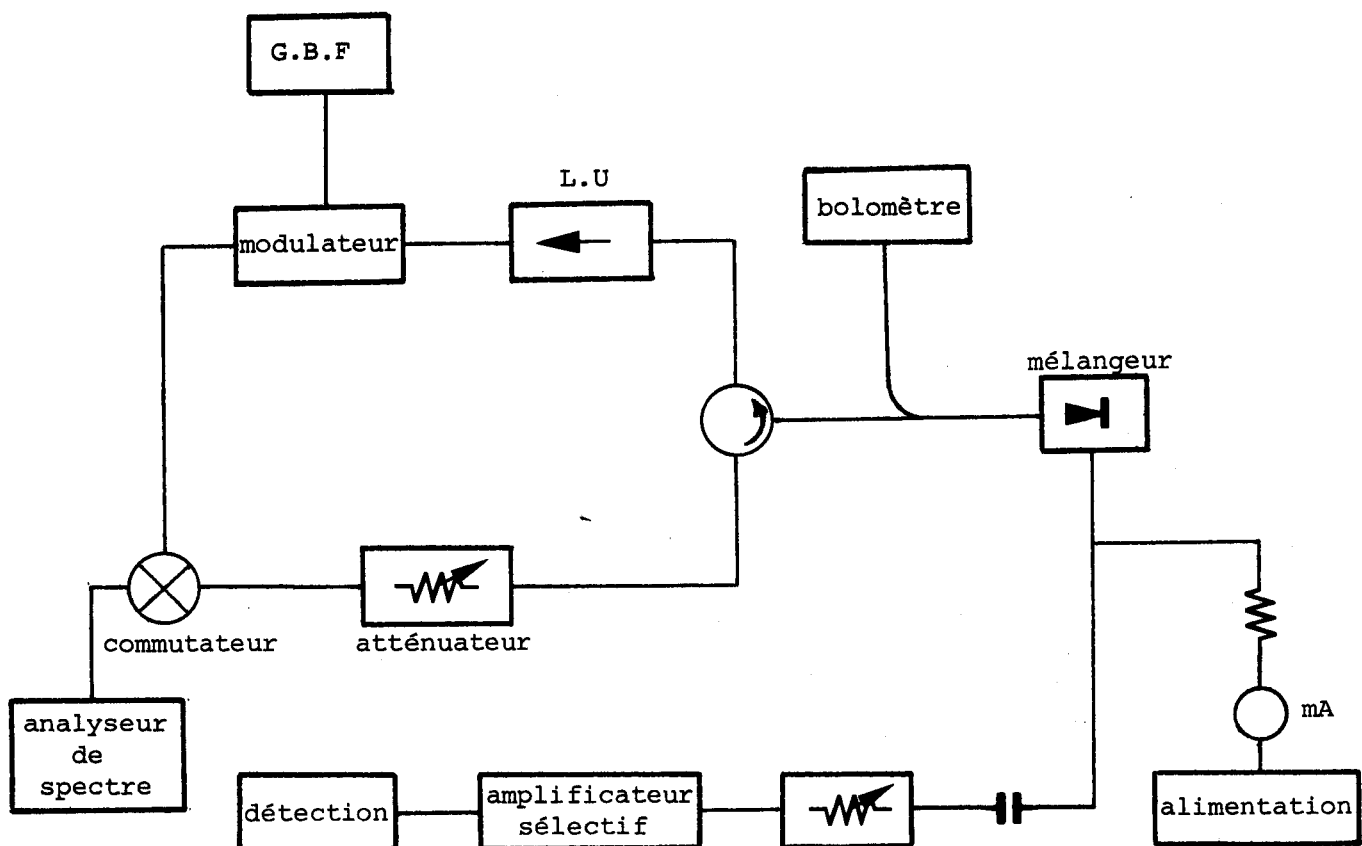


Figure IV.19 : Dispositif de mesure du facteur de bruit de l'oscillateur-mélangeur près de la fréquence d'oscillation.

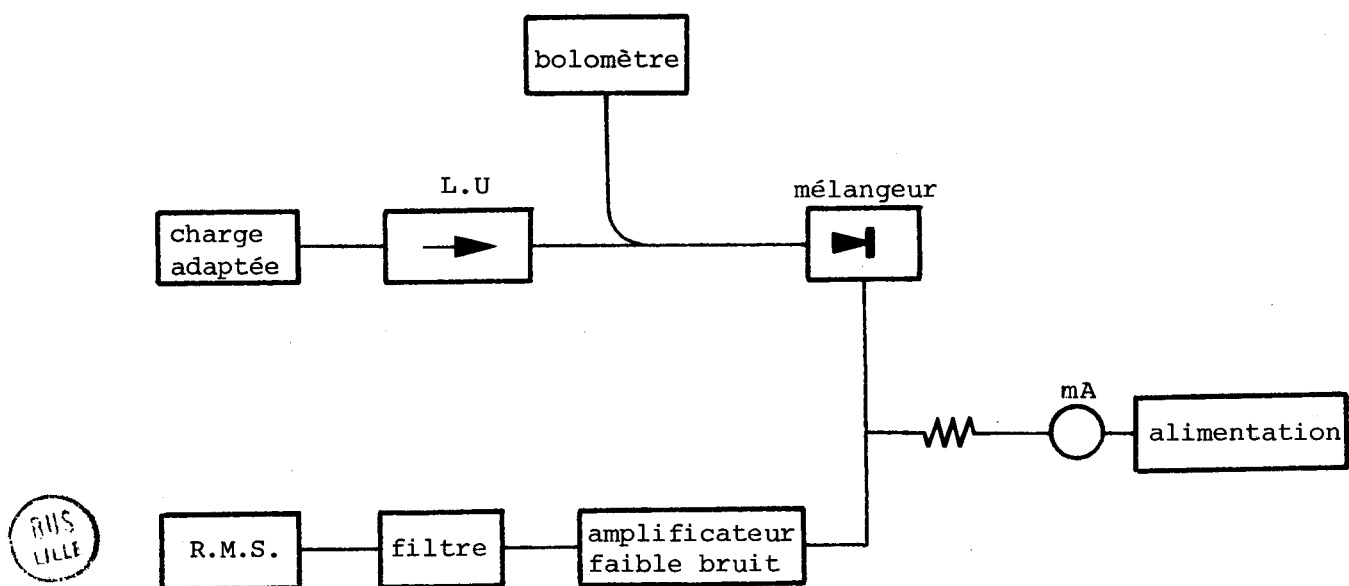


Figure IV.20 : Dispositif de mesure du gain de conversion de l'oscillateur-mélangeur près de la fréquence d'oscillation.

méthode utilisée consiste à moduler en amplitude le signal d'oscillation de la diode et, après atténuation, à le renvoyer sur le mélangeur par l'intermédiaire d'un circulateur. L'amplitude des raies du signal modulé est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre étalonné en puissance. Le principe de la mesure réside en la détermination de la puissance minimum décelable qui s'exprime par la relation

$$P_m = F \cdot k T_0 \Delta f \quad (IV.14)$$

Pour accéder au facteur de bruit F , il est alors nécessaire de déterminer la bande passante de bruit Δf dans laquelle s'effectue la mesure.

Par ailleurs, l'expression IV.12 est à la base de la mesure du gain. En effet, le facteur de bruit ayant été évalué précédemment, le gain est obtenu, l'entrée étant à la température T_0 , en mesurant la température de bruit à la sortie du mélangeur. Pour ce faire, on utilise le banc représenté sur la figure IV.20, préalablement étalonné.

IV.4.2.2 Performances en gain de conversion

Nous rassemblons dans ce paragraphe, les résultats les plus typiques que nous avons obtenus sur des échantillons de diodes Baritt de structures différentes. Sur les figures IV.21 a et b, nous avons tracé l'évolution du gain de conversion en fonction de la puissance d'oscillation,

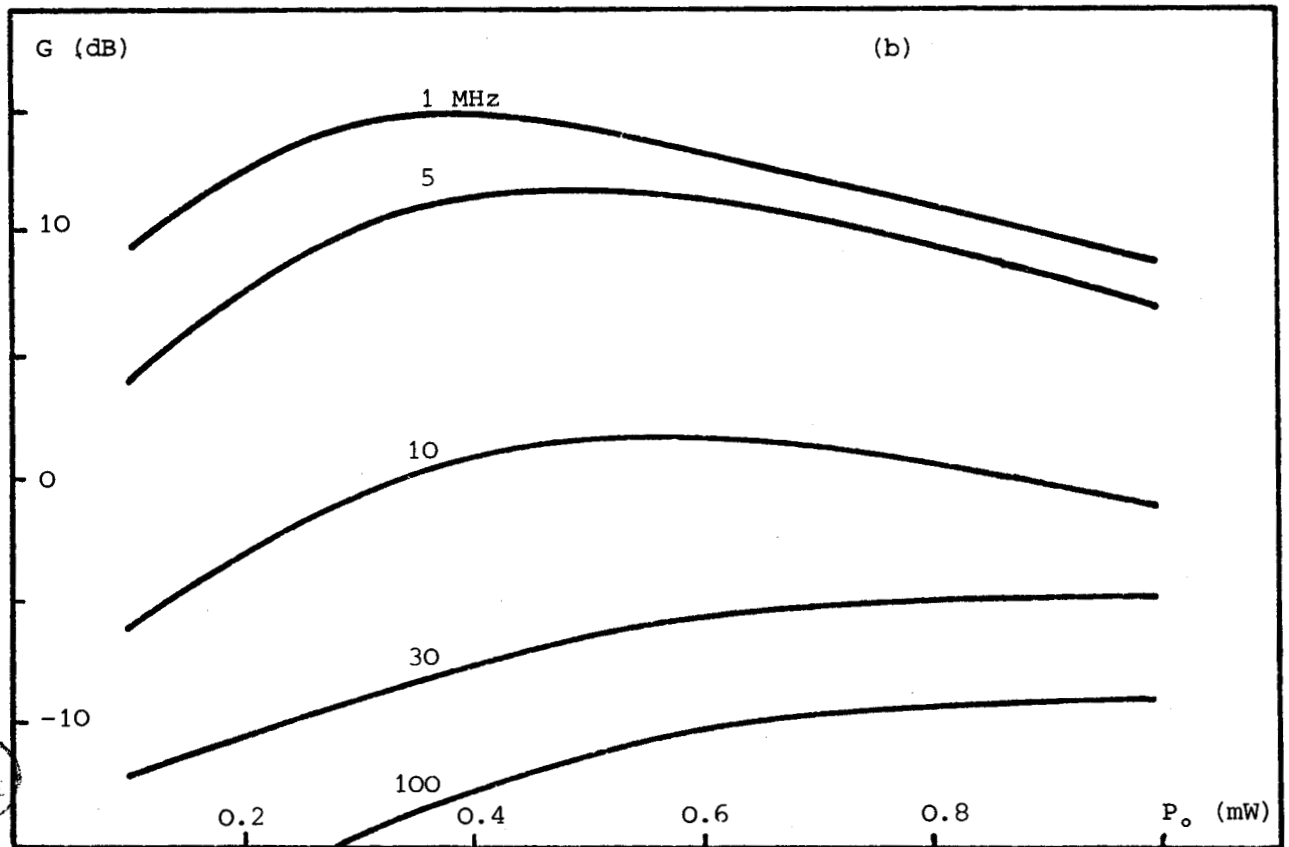
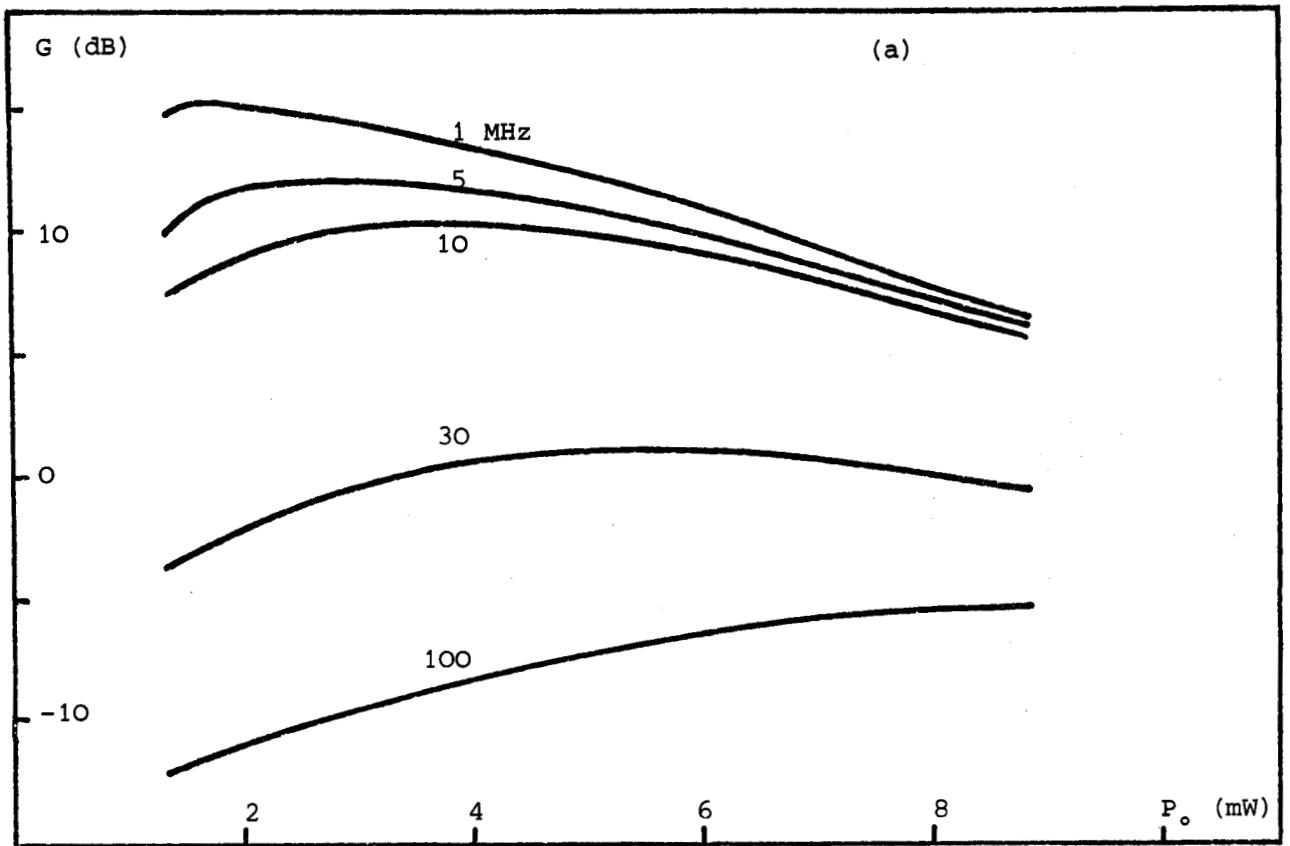


Figure IV.21 : Gain de conversion de l'oscillateur-mélangeur en fonction de la puissance d'oscillation

a) diode $P^+ N \vee P^+$ $I_o=40$ mA $f=9.5$ GHz
b) diode $N^+ P \amalg N^+$ $I_o=15$ mA $f=9.5$ GHz

en prenant la fréquence intermédiaire comme paramètre, pour des diodes de type $P^+ N \varnothing P^+$ et $N^+ P \Pi N^+$ respectivement. On peut noter : - d'une part que le gain du mélangeur augmente quand la fréquence intermédiaire décroît et pour les fréquences intermédiaires les plus faibles, ce gain conserve sensiblement la même valeur.

- d'autre part, la variation du gain en fonction de la puissance présente un maximum qui a lieu pour une puissance d'oscillation d'autant plus réduite que la fréquence intermédiaire est faible.

Par ailleurs, il est intéressant de constater que l'oscillateur-mélangeur possède un gain de conversion même pour les très faibles puissances en oscillation. Une valeur typique de ce gain est environ 10 dB pour des puissances de quelques milliwatts ou même inférieures au milliwatt pour la structure $N^+ P \Pi N^+$.

En outre, la linéarité du gain est excellente et une dynamique de l'ordre de 80 dB (1pW à 0,1mW) a été observée avec une diode $P^+ N \varnothing P^+$ pour une fréquence intermédiaire de 30 MHz^[27].

IV.4.2.3 Performances en facteur de bruit

Outre ces performances, le facteur de bruit constitue un paramètre fondamental des mélangeurs et conditionne le niveau minimum qui peut être appliqué au dispositif. Sur la figure IV.22, nous donnons l'évolution du facteur de bruit mesuré sur trois structures différentes, en fonction

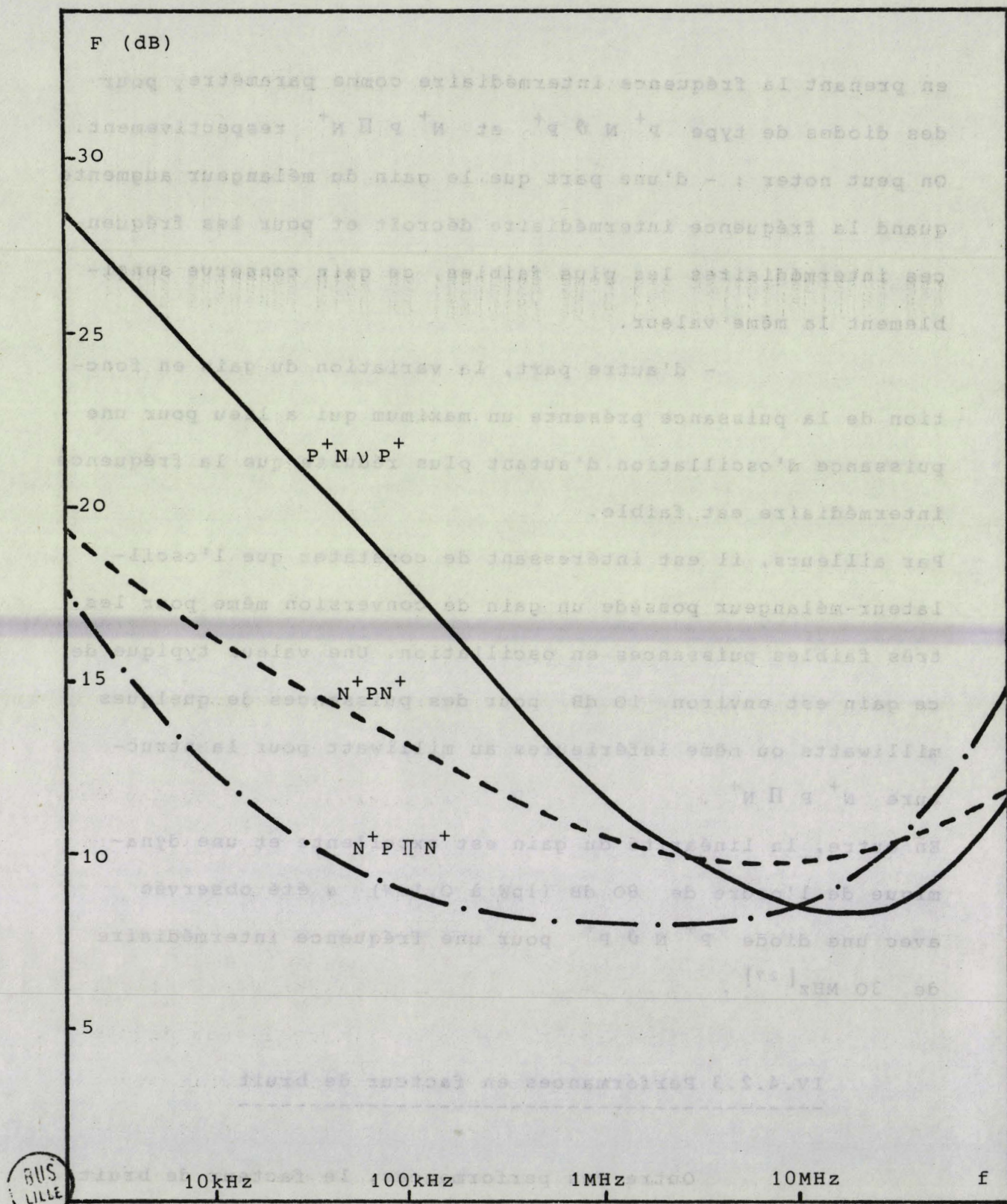


Figure IV.22 : Evolution du facteur de bruit en fonction de la fréquence intermédiaire pour trois structures Baritt différentes.

diode $P^+ N \vee P^+$	$I_o = 40$ mA	$P_o = 5$ mW	$f_o = 9.5$ GHz
diode $N^+ P N^+$	$I_o = 30$ mA	$P_o = 0.5$ mW	$f_o = 9$ GHz
diode $N^+ P \parallel N^+$	$I_o = 20$ mA	$P_o = 0.6$ mW	$f_o = 9.5$ GHz

de la fréquence intermédiaire dans les conditions de fonctionnement optimales, c'est-à-dire avec un courant de polarisation et une puissance d'oscillation permettant d'obtenir le facteur de bruit minimal.

On constate que le niveau de bruit augmente fortement quand on s'approche de la porteuse et cette dépendance a pu être expérimentalement corrélée à l'existence d'une composante de bruit en $1/f$ au sein de la diode. En effet, nous avons relevé les évolutions fréquentielles de la densité spectrale de la tension de bruit en circuit ouvert produites par ces structures. Des corrélations sont apparues avec celles du facteur de bruit en mélangeur :

- apparition d'une composante en $1/f$
 - niveau de bruit supérieur pour les diodes de type $P^+ N \oslash P^+$ et $N^+ P N^+$ par rapport à la structure $N^+ P \amalg N^+$.
- A l'opposé, pour les fréquences de battement les plus élevées, l'augmentation rapide du facteur de bruit peut être expliquée par les pertes de conversion au niveau du mélangeur.

En conclusion, la comparaison des différentes structures de diodes Baritt se révèle être en faveur du dispositif $N^+ P \amalg N^+$ en raison de son facteur de bruit plus faible. En particulier, la meilleure performance expérimentale de bruit, égale à 8.5 dB, a été mesurée sur une structure de ce type à une fréquence intermédiaire de 10 MHz^[28]. Signalons par ailleurs que ces diodes nécessitent des tensions d'alimentation qui peuvent être très faibles^[9] ce qui les rend particulièrement attractives pour la réalisation de systèmes doppler très simples.

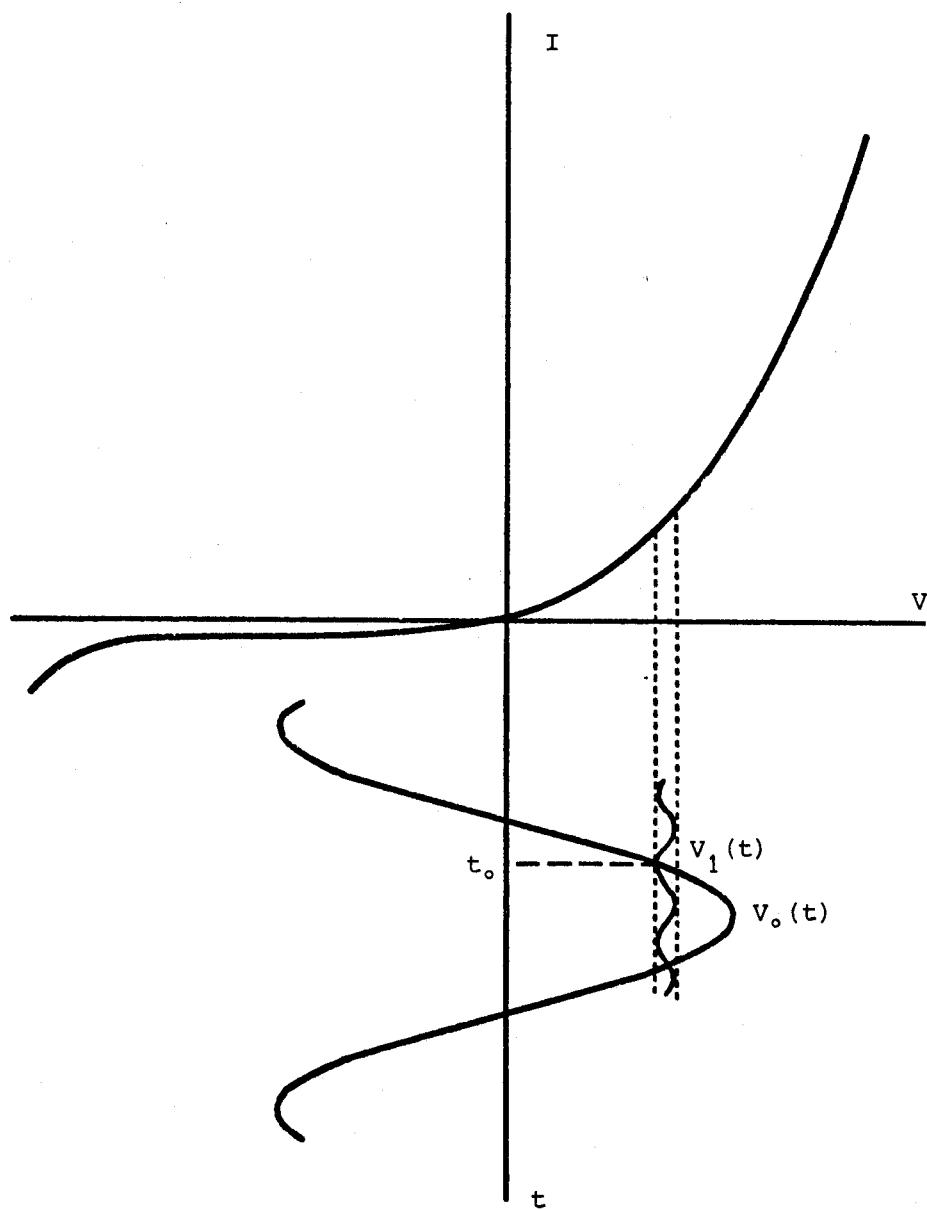


Figure IV.23 : Caractéristique non linéaire de l'injection de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt.

IV.4.3 Etude théorique

IV.4.3.1 Etude analytique du gain du mélangeur -----

Une théorie analytique du gain de conversion de l'oscillateur-mélangeur a été mise au point au laboratoire^[29] mais son développement mathématique trop volumineux nous conduit à ne donner ici que les grandes lignes de ce modèle.

Le principe de cette analyse repose sur l'interaction d'un signal fort à la fréquence d'oscillation f_0 avec le signal incident à une fréquence voisine f_1 de très faible amplitude, en présence de petits signaux aux fréquences somme et différence.

La caractéristique de la zone d'émission constitue l'élément non linéaire qu'il s'agit de modéliser. En fait, pour chaque signal de faible niveau, on linéarise cette caractéristique autour d'un point de fonctionnement^[30] qui évolue au cours du temps au rythme du signal de l'oscillateur local (fig IV.23). Les coefficients caractéristiques des relations entre les amplitudes des signaux de faible niveau dépendent alors de l'amplitude de l'oscillateur local.

IV.4.3.1.1 Comportement multifréquence de la diode

Nous sommes donc amenés à représenter le fonctionnement de la diode par une matrice d'ordre 3 traduisant les relations entre courants et tensions aux fréquences

signal f_1 , intermédiaire $f_2 = f_0 - f_1$ et image $f_3 = 2f_0 - f_1$.

Pour ce faire, nous divisons la diode Baritt en deux zones :

- une zone d'émission d'épaisseur δ où le courant de porticules injectées s'exprime classiquement par la relation

$$\tilde{i}_e = I_0 \cdot \exp \frac{qV_e}{kT} \quad (\text{IV.15})$$

avec $\tilde{V}_e = V_0 e^{j\omega_0 t} + V_1 e^{j\omega_1 t} + V_2 e^{j\omega_2 t} + V_3 e^{j\omega_3 t}$

$$|V_0 e| \gg |V_1 e|, |V_2 e| \text{ et } |V_3 e|$$

La décomposition en série de Taylor nous permet d'écrire les courants particuliers sous la forme

$$\begin{pmatrix} \tilde{i}_{2e}^* \\ \tilde{i}_{1e} \\ \tilde{i}_{3e}^* \end{pmatrix} = \frac{q}{kT} \cdot \begin{pmatrix} 1 & M_1 & M_1 \\ M_1 & 1 & M_2 \\ M_1 & M_2 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{V}_{2e}^* \\ \tilde{V}_{1e} \\ \tilde{V}_{3e}^* \end{pmatrix} \quad (\text{IV.16})$$

$$\text{avec } M_1 = \frac{B_1}{B_0} \text{ et } M_2 = \frac{B_2}{B_0}$$

B_0, B_1, B_2 ($\frac{qV_0 e}{kT}$) étant les fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre 0, 1 et 2.

On déduit alors facilement à partir de l'expression

$$i_T = i_e + j \omega C_e V_e \quad (\text{IV.17})$$

les expressions des composantes du courant total i_T .

- une zone de transit où la vitesse des porteurs est supposée constante et l'influence du coefficient de diffusion négligeable. Notons que ces conditions seront plus particulièrement vérifiées dans le cas des structures à profil variable $P^+ N \varnothing P^+$ ou $N^+ P \amalg N^+$. On écrira alors :

. le courant total dans la zone de transit

$$i_T = k i_e + j \omega C_t V_t \quad (\text{IV.18})$$

où $k = (1 - e^{-j\theta})/j\theta$ et θ l'angle de transit

$$. \text{ la tension totale } V_T = V_e + V_t \quad (\text{IV.19})$$

La combinaison des équations multifréquences IV.16,17,18,19 permet de définir alors l'hexapole équivalent à la diode Baritt aux trois fréquences considérées sous la forme

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2^* \\ V_3^* \end{pmatrix} = [Y_{ij}]^{-1} \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2^* \\ i_3^* \end{pmatrix} \quad (\text{IV.20})$$

les expressions analytiques des termes Y_{ij} de la matrice étant explicitement développées dans l'annexe 1.

IV.4.3.1.2 Expression analytique du gain

Pour le calcul des puissances d'entrée et de sortie du mélangeur, il est nécessaire de définir à présent les impédances de charge de la diode à chacune de ces fré-

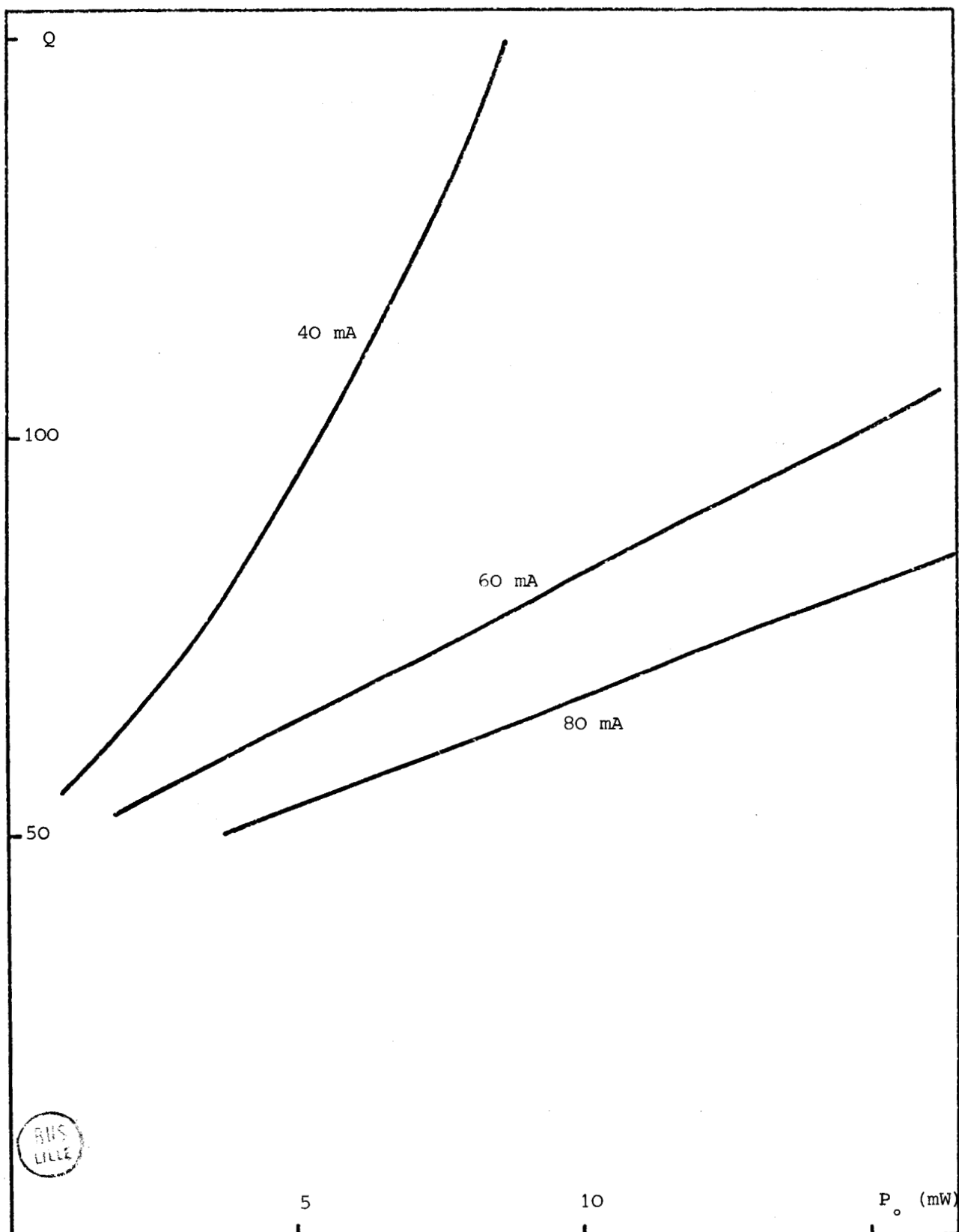


Figure IV.24 : Coefficient de qualité de l'oscillateur-mélangeur en fonction de la puissance d'oscillation pour la diode Baritt de type $P^+ N \vee P^+$ avec le courant de polarisation pour paramètre.

quences. Pour la fréquence intermédiaire, nous prenons l'impédance de charge Z_2 égale à 50Ω , valeur qui correspond aux conditions expérimentales. Pour les fréquences image et signal voisines de la fréquence d'oscillation, on peut écrire en première approximation que le circuit associé présente respectivement une impédance égale à

$$Z_{1,3} = Z_o \pm j \Delta X = \frac{1}{Y_{1,3}} \quad (\text{IV.21})$$

où Z_o est l'impédance vue par la diode à la fréquence d'oscillation et ΔX la variation de réactance donnée par la relation classique

$$\Delta X = 2 Q \operatorname{Re}(Z_o) \cdot \frac{f_1 - f_o}{f_o} \quad (\text{IV.22})$$

Q coefficient de qualité du circuit dans lequel est placée la diode, est déduit de la mesure de la bande de synchronisation par la relation

$$\Delta f = \frac{2f_o}{Q} \cdot \sqrt{\frac{P_i}{P_o}} \quad (\text{IV.23})$$

A titre d'exemple, nous traçons sur la figure IV.24, l'évolution du coefficient de qualité mesuré en fonction de la puissance d'oscillation pour l'échantillon sélectionné $P^+ N \emptyset P^+$.

On peut alors exprimer le gain de conversion défini comme le

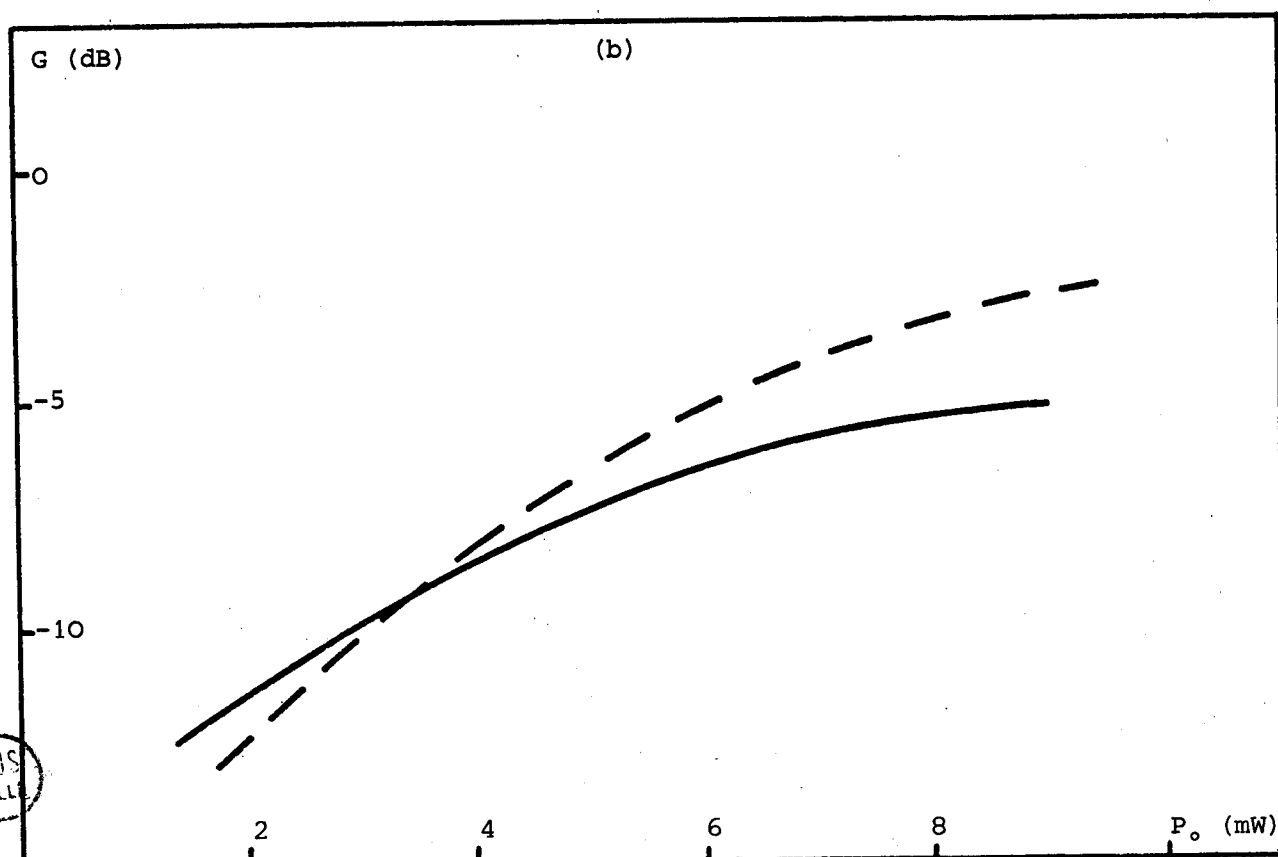
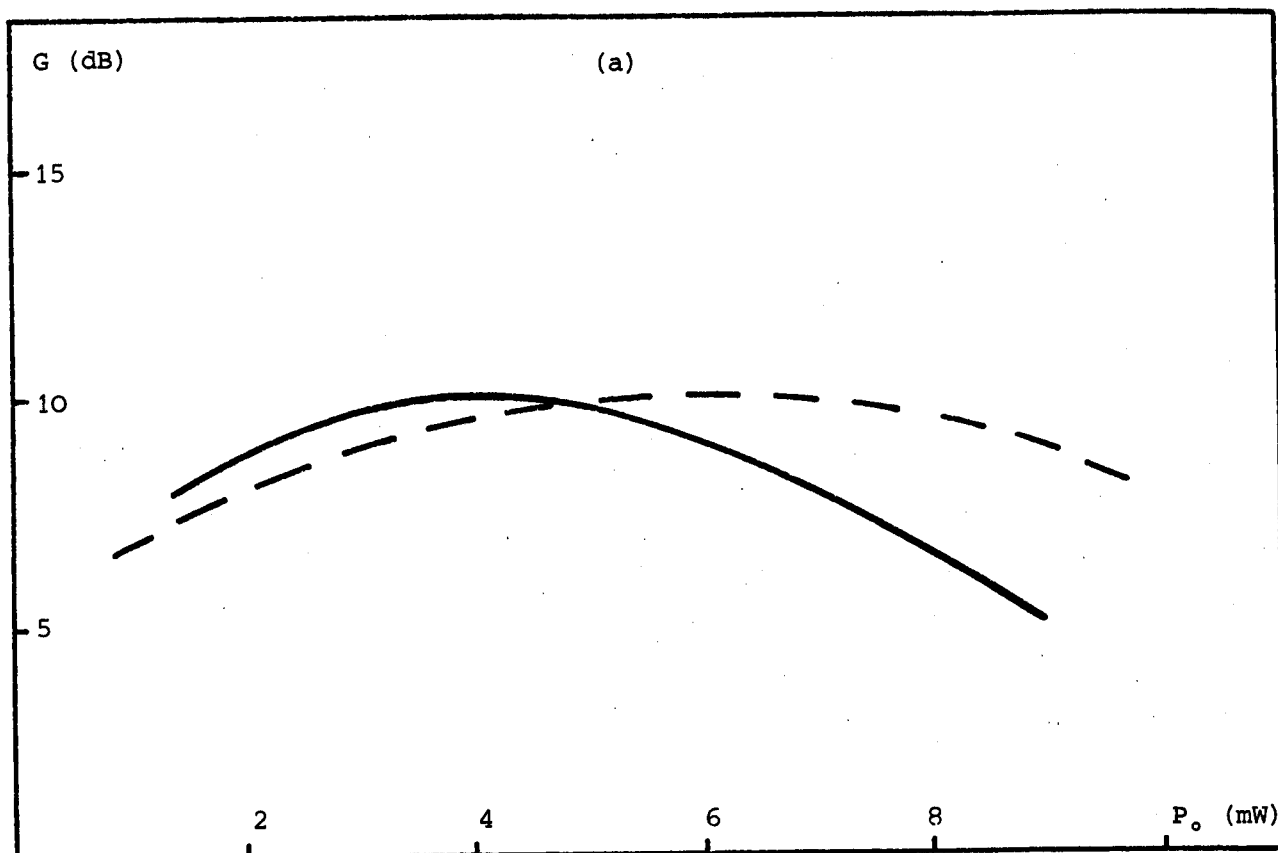


Figure IV.25 : Comparaison théorie (----) expérience (—) du gain de l'oscillateur-mélangeur en fonction de la puissance d'oscillation à deux fréquences intermédiaires : 10 MHz (a), 100 MHz (b)
Diode $P^+ N \vee P^+$.

rapport de la puissance disponible en sortie sur la puissance incidente.

$$G = \frac{P_s}{P_i} = \{1 - |\rho|^2\} \cdot \frac{\operatorname{Re}(Y_2)}{\operatorname{Re}(Y_E)} \cdot \left| \frac{y_{23}y_{31} - y_{21}(y_{33} + Y_3^*)}{(y_{22} + Y_2^*)(y_{33} + Y_3^*) - y_{23}y_{32}} \right|^2 \quad (\text{IV.24})$$

$$\text{où } |\rho| = \left| \frac{Y_1^* - Y_E}{Y_1 + Y_E} \right|$$

est le coefficient de réflexion du quadripole d'adaptation supposé sans perte, reliant la diode au banc de mesures hyperfréquences et Y_E l'admittance d'entrée de la diode à la fréquence f_1 .

L'élaboration de cette expression du gain en mélangeur a été menée par étapes successives et bien qu'utilisant des formules analytiques, cette approche théorique est d'une grande complexité et délicate à exploiter. En effet, les coefficients y_{ij} et les admittances Y_k représentent tous des nombres complexes dont certains diffèrent extrêmement peu. La précision élevée nécessaire au calcul implique une exploitation sur ordinateur.

Sur la figure IV.25, nous montrons les résultats théoriques obtenus dans le cas d'une diode $P^+ N \varnothing P^+$ où les valeurs du coefficient Q introduites dans le calcul correspondent aux grandeurs mesurées. On constate un accord théorie-expérience satisfaisant tant sur l'ordre de grandeur

du gain aux différentes fréquences intermédiaires que sur la forme de la courbe qui présente un maximum en fonction de la puissance d'oscillation d'autant plus aigu qu'on s'approche de la porteuse. Cependant, quand la fréquence intermédiaire est faible, les valeurs expérimentales du gain s'écartent notablement des prévisions théoriques. Ceci peut être imputé à un effet de synchronisation quand les fréquences f_0 et f_1 deviennent extrêmement proches, effet que ne peut traduire notre modèle théorique.

IV.4.3.2 Possibilités de la diode Baritt AsGa

Une simulation correcte du gain de conversion de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt Silicium nous conduit à examiner à présent les possibilités d'un dispositif identique utilisant les diodes Baritt de type AsGa ou InP que nous avons introduites dans le chapitre précédent.

Pour cela, nous supposons que la caractéristique de la zone d'émission est identique dans sa forme au cas du Silicium à ceci près que la valeur de la conductivité d'injection peut être différente. D'autre part, en ce qui concerne la zone de transit, le champ électrique y est choisi uniforme et les effets liés à la mobilité différentielle négative y sont pris en compte. Ainsi, le terme de propagation

$$k = \frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta} \quad (\text{IV.25})$$

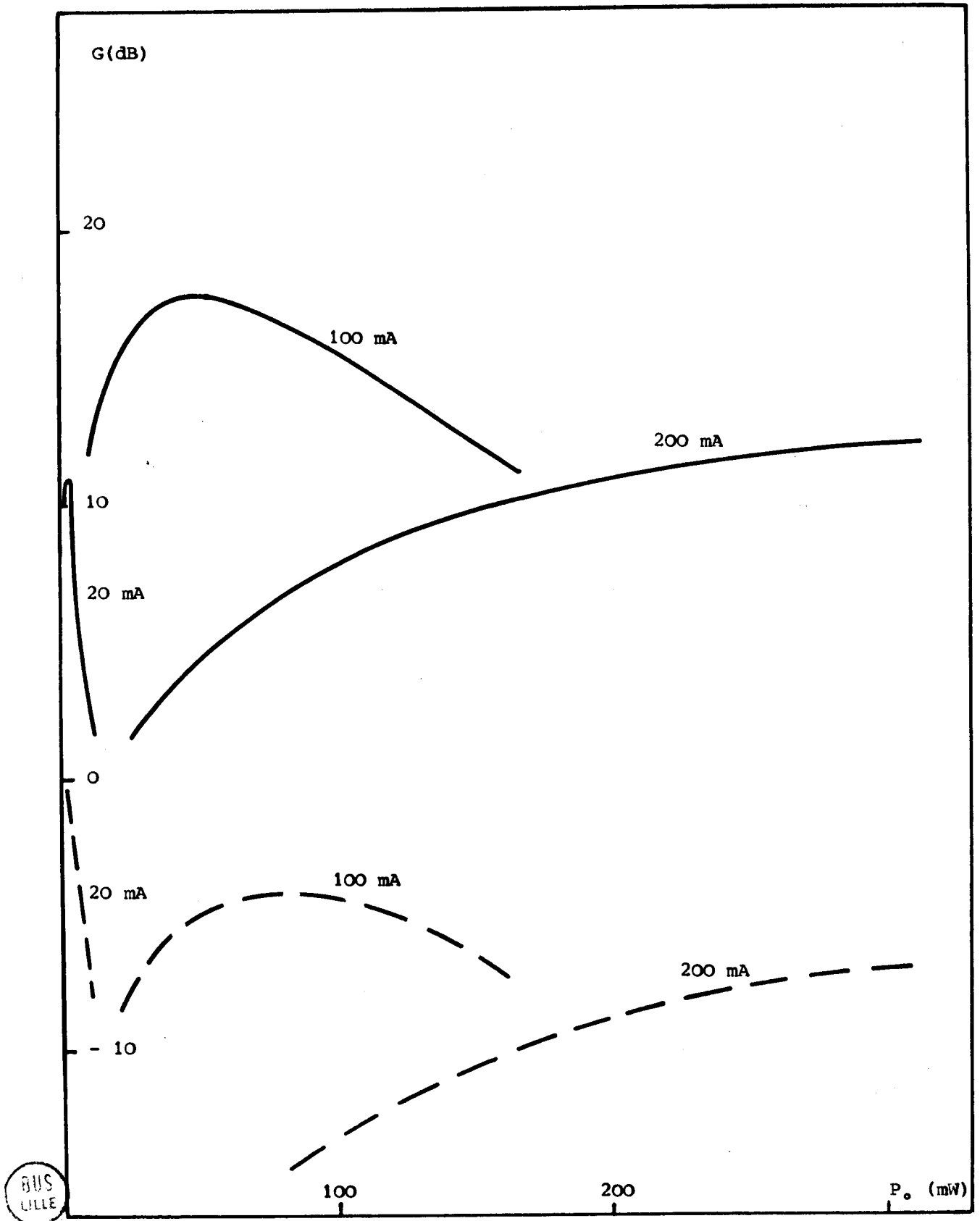


Figure IV.26 : Gain maximum de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt AsGa (—) et à diode Gunn ($\sigma_i \times 10$) (----) en fonction de la puissance d'oscillation pour différents courants continus I_o .

$f_o = 10 \text{ GHz}$

$FI = 10 \text{ MHz}$

$\sigma_d = -2$

est modifié et remplacé par l'expression

$$k = \left(1 - \frac{1+j\frac{\omega\epsilon}{\sigma_i}}{1+j\frac{\omega\epsilon}{\sigma_d}} \right) \cdot \frac{1 - \exp\left(-\frac{en\mu+j\omega\epsilon}{\epsilon v_o}\right)W}{\left(\frac{en\mu+j\omega\epsilon}{\epsilon v_o}\right)W} + \frac{1+j\frac{\omega\epsilon}{\sigma_i}}{1+j\frac{\omega\epsilon}{\sigma_d}} \quad (\text{IV.26})$$

dans les composantes y_{ij} du modèle multifréquence représentant la diode. Sur la figure IV.26, nous portons les prédictions théoriques du gain de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt AsGa pour lequel la valeur moyenne de la conductivité négative σ_d a été choisie égale à -2 , la fréquence intermédiaire étant fixée à 10 MHz. On peut noter que l'on obtient pour un courant I_o de 100 mA, un gain maximum de l'ordre de 17 dB. Par comparaison, nous avons considéré le cas de la diode Gunn en prenant une conductivité d'injection σ_i très élevée : il ne permet pas alors d'obtenir un gain en mélange. En outre, aux fréquences millimétriques ($f=40$ GHz), une valeur maximale du gain de conversion de 9 dB a été calculée pour le dispositif Baritt AsGa avec une fréquence intermédiaire de 10 MHz.

Cependant, ces résultats demeurent très approchés en raison des nombreuses simplifications nécessaires pour décrire le comportement dynamique de la diode Baritt ainsi que celui de la diode Gunn. Il serait en effet souhaitable d'utiliser une simulation numérique grand signal de l'impédance hyperfréquence afin d'obtenir des évaluations plus précises des performances. Néanmoins, on peut conclure que le

dispositif à diode Baritt AsGa laisse envisager des performances intéressantes notamment en ce qui concerne le gain de conversion et la possibilité de fonctionner en ondes millimétriques. De plus, de bonnes performances de bruit peuvent être attendues eu égard aux résultats signalés pour la diode Gunn à contact limitant [32].

IV.4.3.3 Comparaison aux autres dispositifs

Les mélangeurs hyperfréquences peuvent être divisés en deux catégories selon qu'ils nécessitent ou non l'utilisation séparée d'un oscillateur local.

- Parmi les dispositifs à oscillateur local séparé, la diode Schottky est sans conteste le plus répandu et ceci tout particulièrement en raison de son facteur de bruit très intéressant de l'ordre de 4 dB en bande X en mélangeur équilibré, et 7 dB en mélangeur simple. Cependant, pour obtenir les performances réelles de ce mélangeur, il faut tenir compte du bruit de l'oscillateur local qui lui est associé. De plus, le dispositif présente des pertes de conversion de quelques dB qui augmentent notablement pour les fréquences millimétriques.

- Parmi les dispositifs oscillateur-mélangeur, la diode Gunn a été expérimentée dans ce type d'application et par exemple, pour un oscillateur local à 33 GHz, un faible gain de conversion a pu être obtenu [33]. Notons également qu'il existe des mélangeurs intégrés réalisés en technique hybride où la diode Gunn joue le rôle d'O.L. et la diode Schottky réalise le mélange.

Pour le transistor à effet de champ, du fait de l'utilisation d'un élément actif le dispositif peut présenter un gain de conversion : à une fréquence de travail de 2.8 GHz, on peut obtenir typiquement un gain de 5.5 dB avec un facteur de bruit de 7.6 dB . Bien que ce type de mélangeur ne soit pas encore utilisable aux très hautes fréquences, il présente un facteur de bruit comparable aux diodes Schottky auquel s'ajoute la possibilité d'un gain de conversion.

Enfin, on peut résumer ainsi les capacités de l'oscillateur-mélangeur à diode Baritt : un facteur de bruit relativement faible de l'ordre de 10 dB qui peut être certainement diminué, un gain de conversion élevé. Celles-ci, jointes à sa simplicité et à sa robustesse, le rendent relativement compétitif vis-à-vis des structures considérées ci-dessus et notamment dans des applications simples telles que détecteurs ou radar doppler^[34,35]

CONCLUSION

Ce dernier chapitre réservé aux résultats expérimentaux nous a permis dans un premier temps de procéder à une confrontation théorie-expérience, plus spécialement au niveau de l'impédance dynamique présentée par les dispositifs Baritt de structures très diverses. Les résultats obtenus confirment les principales prédictions fournies par notre simulation numérique en régime grand signal.

Nous avons ensuite envisagé l'utilisation de la diode Baritt dans différentes applications telles que

oscillateur, amplificateur faible niveau et faible bruit et enfin oscillateur-mélangeur. Si l'oscillateur Baritt reste une source hyperfréquence de moyenne puissance, elle n'en présente pas moins la possibilité de fonctionner à ce jour à des fréquences supérieures à 30 GHz . Ces capacités nouvelles élargissent notablement le champ d'applications du composant notamment pour des utilisations spécifiques telles que oscillateur local mais surtout en tant qu'oscillateur-mélangeur possédant un faible facteur de bruit et un gain de conversion intéressant.

REFERENCES

- [1] D. DELAGEBEAUEUF, J. LACOMBE
"Diodes oscillatrices hyperfréquences à faible température de bruit".
Rapport final D.R.M.E. n° 72-34-265, Oct. 1973.
- [2] S. AHMAD and J. FREYER
"Design and development of high-power microwave silicon Baritt diodes".
IEEE Trans. ED, Vol. 26, n° 9, pp. 1370-1373, Sept. 1979.
- [3] D.J. COLEMAN, JR.
"Transit-time oscillations in Baritt diodes".
J. Appl. Phys., Vol. 43, n° 4, pp. 1812-1818, April 1972.
- [4] S. AHMAD, J. FREYER
"High-power Pt Schottky Baritt diodes".
Electron. Lett., Vol. 12, n° 10, pp. 238-239, May 1976.
- [5] J. FREYER and P.N. FORG
"Baritt diodes for Ka-band frequencies".
IEE Proc., Vol. 127, Pt I, n° 2, pp. 78-80, April 1980.
- [6] C.P. SNAPP, P. WEISSGLAS
"On the microwave activity of punch-through injection transit-time structures".
IEEE Trans. ED, Vol. 19, n° 10, pp. 1109-1118, Oct. 1972.
- [7] D. DELAGEBEAUEUF, J. LACOMBE
"Amplification hyperfréquence faible niveau à faible bruit à l'aide de diodes à injection thermoïonique".
Rapport final DGRST n° 73.7.1465, Oct. 1974.
- [8] D. DELAGEBEAUEUF, J. LACOMBE
"Power limitation of punch-through injection transit-time oscillators".
Electron. Lett., Vol. 9, n° 23, pp. 538-539, Nov. 1973.

- [9] **D. DELAGEBEAUDEUF**
"Low-voltage punch-through injection structure".
Electron. Lett., Vol. 10, n° 10, pp. 166-167, May 1974.
- [10] **J. FREYER, S. AHMAD and W. HARTH**
"High power low noise Pt-Schottky Baritt diodes".
Proc. European Microwave Conference , pp. 30-33,
Rome, Sept. 1976.
- [11] **O. EKNOYAN, E.S. YANG, S.M. SZE**
"Multilayered ion-implanted Baritt diodes with improved efficiency".
Solid State Electron., Vol. 20, pp. 291-295, 1977.
- [12] **O. EKNOYAN, S.M. SZE, E.S. YANG, R.M. RYDER**
"Improved efficiency microwave Baritt oscillators by delayed injection".
Proc. IEEE, pp. 1620-1621, Nov. 1975.
- [13] **J. FREYER, W. HARTH**
"Efficient microwave $P^+ N P^+$ Baritt diodes".
Electron. Lett., Vol. 11, n° 7, pp. 140-141, April 1975.
- [14] **B.M. ARMSTRONG, R.A. MOORE, H.S. GAMBLE and J. WAKEFIELD**
"A technique for fabricating oxide passivated Baritt diodes".
J. Electrochem. Soc., pp. 1462-1463, Sept. 1977.
- [15] **J.L. CHU and S.M. SZE**
"Microwave oscillations in PNP reach-through Baritt diodes".
Solid-State Electron., Vol. 16, pp. 85-91, 1973.
- [16] **C.P. SNAPP, P. WEISSGLAS**
"Experimental comparison of silicon $p^+ - n - p^+$ and $Cr - n - p^+$ transit-time oscillators".
Electron. Lett., Vol. 7, n° 25, pp. 743-744, Dec. 1971.
- [17] **J.R. EAST, H. NGUYEN-BA and G.I. HADDAD**
"Microwave and mm wave Baritt doppler detectors".
Microwave Journal, Vol. 19, pp. 51-55, 1976.

- [18] C.A. LEE and G.C. DALMAN
"A low-noise KU-Band silicon Pt-n-p⁺ diode oscillator".
Microwave Res. Rept., n° 10711, Oct. 1971.
- [19] C.A. LEE, G.C. DALMAN
"Local oscillator noise in a silicon Pt-n-p⁺ microwave diode source".
Electron. Lett., Vol. 7, n° 18, pp. 565-566, Sept. 1971.
- [20] J. HELMCKE, H. HERBST, M. CLAASSEN, W. HARTH
"F.M. - Noise and bias current fluctuations of a silicon Pd-N-P⁺ microwave oscillator".
Electron. Lett., Vol. 8, n° 6, pp. 158-159, March 1972.
- [21] S.G. LIU and J.J. RISKO
"Low noise punch-through PNVP, PNP and PN-metal microwave diodes".
RCA Rev., Vol. 32, pp. 636-644, Dec. 1971.
- [22] G. BJORKMAN, C.P. SNAPP
"Small-signal noise behaviour of companion p⁺-n-p⁺ and p⁺-n-v-p⁺ punch-through microwave diodes".
Electron. Lett., Vol. 8, pp. 501-503, 1972.
- [23] T.G. VAN DE ROER
"D.C. and small-signal a.c. properties of silicon Baritt diodes".
Thesis, Eindhoven, 1977.
- [24] W. SHOCKLEY, J.A. COPELAND, R.P. JAMES
"The impedance field method of noise calculation in active semiconductor devices".
E.D. Per Olov Löwdin, Academic Press, pp. 537-563, 1966.
- [25] A. SJOLUND
"Small-signal analysis of punch-through injection microwave devices".
Solid-State Electron, Vol. 6, pp. 559-569, 1973

- [26] E. CONSTANT, B. CARNEZ
"Amplificateurs hyperfréquences à diode Gunn, avalanche et Baritt".
L'onde électrique, Vol. 56, n° 8-9, pp. 349-357, 1976
- [27] A. VANOVERSCHELDE, J. RAMAUT, G. SALMER, D. MEIGNANT
"Low noise-oscillating punch-through diode mixer with conversion gain".
ESSDERC, Nottingham, 1974.
- [28] A. VANOVERSCHELDE, G. SALMER, J. RAMAUT, D. MEIGNANT
"The use of punch-through diodes in self-oscillating mixers".
J. Phys. D:Appl. Phys. Vol. 8, pp. 1108-1114, 1975.
- [29] J. RAMAUT
Thèse 3° cycle (à paraître).
- [30] J.P. POITEVIN
"Introduction aux phénomènes non linéaires en hyperfréquences".
L'onde électrique, Vol. 45, n° 454, pp. 60-68, 1965.
- [31] D. MEIGNANT
"Amplification hyperfréquence faible bruit à diodes à injection thermoionique et temps de transit".
Thèse 3° cycle, Lille, 1975.
- [32] J.E. SITCH and P.N. ROBSON
"The noise measure of GaAs and InP transferred electron amplifiers".
IEEE Trans. ED-23, n° 9, pp. 1086-1094, Sept. 1976.
- [33] M.J. LAZARUS, E.D. BULLIMORE, S. NOVAK
"A sensitive millimeter wave self-oscillating Gunn diode mixer".
Proc. IEEE, pp. 812-814, May 1971.

[3 4]

P.J. McCLEER and G.I. HADDAD

"Baritt diode video detectors".

IEEE conference, pp. 372-374, 1978.

[3 5]

J.R. EAST, H. NGUYEN-BA, G.I. HADDAD

*"Design, fabrication, and evaluation of Baritt devices
for doppler system applications".*

IEEE, Trans. M.T.T., Vol. 24, n° 12, pp. 943-948, Dec. 1976.

CONCLUSION

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire était d'étudier tant sur le plan théorique qu'expérimental, les propriétés hyperfréquences des dispositifs à émission de champ thermoionique et temps de transit et de rechercher les caractéristiques des structures optimales pour les différentes applications possibles, en particulier la génération d'ondes hyperfréquences.

Au terme de ce travail, nous pouvons dresser un premier bilan. Différents modèles de simulation analytiques mais aussi et plus spécialement une modélisation numérique aussi réaliste que possible, permettent de mettre en évidence l'influence critique de nombreux phénomènes physiques qui influent sur les performances hyperfréquences de la diode Baritt. En particulier, le rôle joué par l'effet de la modulation de vitesse se révèle fondamental tant en régime linéaire que dans les conditions dynamiques grand signal. Une optimisation des performances en oscillation prenant en compte cet effet conduit à une structure optimale dont la distribution des impuretés est variable à l'intérieur de la structure. Ce résultat est confirmé dans une certaine mesure, par les bonnes performances expérimentales obtenues à partir de cette configuration de dopage.

Cependant, la valeur relativement faible de la résistance négative de la diode fait que l'oscillateur Baritt est très sensible aux pertes liées à la fabrication du composant mais aussi à celles du circuit hyperfréquence. Ainsi, le perfectionnement des technologies de réalisation des échantillons peut conduire à une amélioration sensible des performances et plus spécialement dans la gamme d'ondes millimétriques. Par ailleurs, nous proposons dans l'optique d'exalter la résistance négative, une structure nouvelle qui, grâce à l'utilisation simultanée de l'émission de champ thermoionique, des phénomènes de transit et de transfert électronique des matériaux tels que l'arséniure de gallium et le phosphore d'indium, devrait améliorer de façon spectaculaire les possibilités du dispositif.

Néanmoins, la diode Baritt reste un composant de moyenne puissance et ceci est le résultat d'une émission de charges instantanée. Elle ne peut donc entrer en compétition avec les diodes Gunn et avalanche là où ces dispositifs conviennent le mieux mais, grâce à des performances de bruit intéressantes, une consommation de puissance réduite, une technologie simple et une très bonne fiabilité, la diode Baritt peut être complémentaire des sources dipolaires. Ainsi, elle est parfaitement adaptée dans de nombreuses applications de faible puissance telles que détecteur d'approche, radar Doppler ou oscillateur-mélangeur pour systèmes de réception en hyperfréquences. Les résultats intéressants que nous avons obtenus permettent d'envisager une utilisation attractive du

dispositif et justifient les travaux entrepris actuellement dans ce domaine, dans différents laboratoires.

Aussi nous semble-t-il important de poursuivre et de compléter ce travail tant d'un point de vue expérimental que théorique, notamment dans la gamme d'ondes millimétriques. Par ailleurs, de façon plus prospective, une seconde direction de recherche concerne l'emploi de composés ternaires ou quaternaires qui présente beaucoup d'intérêt et pourrait déboucher sur des dispositifs de type Dovett encore plus attrayants.

Ce sont donc deux continuations possibles de ce travail qu'il nous paraît particulièrement intéressant d'entreprendre au laboratoire.

ANNEXE

Comportement multifréquence de la diode Baritt

A partir des équations IV 16, 17, 18, 19, on peut définir les relations liant les courant totaux aux tensions aux bornes de la diode Baritt aux trois fréquences : signal f_1 , intermédiaire f_2 et image f_3 par

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2^* \\ i_3^* \end{pmatrix} = [y_{ij}] \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2^* \\ v_3^* \end{pmatrix}$$

avec

$$y_{11} = \frac{1}{\Delta \cdot Z_1} \cdot \left\{ 1 - M_1^2 \cdot S_2^* \left(S_3^* + \frac{1}{1+j\omega_1\tau} \right) - M_2^2 \cdot \frac{S_3^*}{1+j\omega_1\tau} + 2M_1^2 M_2 \cdot \frac{S_2^* S_3^*}{1+j\omega_1\tau} \right\}$$

$$y_{22} = \frac{1}{\Delta Z_2^*} \cdot \left\{ 1 - M_1^2 \cdot \frac{S_1 + S_3^*}{1-j\omega_2\tau} - M_2^2 \cdot S_1 S_3^* + 2M_1^2 M_2 \cdot \frac{S_1 S_3^*}{1-j\omega_2\tau} \right\}$$

$$y_{33} = \frac{1}{\Delta \cdot Z_3^*} \cdot \left\{ 1 - M_1^2 S_2^* \cdot \left(S_1 + \frac{1}{1-j\omega_3\tau} \right) - M_2^2 \cdot \frac{S_1}{1-j\omega_3\tau} + 2M_1^2 M_2 \cdot \frac{S_1 S_2^*}{1-j\omega_3\tau} \right\}$$

$$Y_{12} = \frac{1}{\Delta Z_2^*} \cdot \{ M_1 (1 - M_2 S_3^*) \} \cdot \frac{1 - S_1 (1 + j\omega_1 \tau)}{1 - j\omega_2 \tau} \}$$

$$Y_{21} = \frac{1}{\Delta Z_1} \cdot \{ M_1 (1 - M_2 S_3^*) \} \cdot \frac{1 - S_2^* (1 - j\omega_2 \tau)}{1 + j\omega_1 \tau} \}$$

$$Y_{13} = \frac{1}{\Delta Z_3^*} \cdot \{ (M_2 - M_1^2 \cdot S_2^*) \} \cdot \frac{1 - S_1 (1 + j\omega_1 \tau)}{1 - j\omega_3 \tau} \}$$

$$Y_{31} = \frac{1}{\Delta Z_1} \cdot \{ (M_2 - M_1^2 S_2^*) \} \cdot \frac{1 - S_3^* (1 - j\omega_3 \tau)}{1 + j\omega_1 \tau} \}$$

$$Y_{23} = \frac{1}{\Delta Z_3^*} \cdot \{ M_1 (1 - M_2 S_1) \} \cdot \frac{1 - S_2^* (1 - j\omega_2 \tau)}{1 - j\omega_3 \tau} \}$$

$$Y_{32} = \frac{1}{\Delta Z_2^*} \cdot \{ M_1 (1 - M_2 S_1) \} \cdot \frac{1 - S_3^* (1 - j\omega_3 \tau)}{1 - j\omega_2 \tau} \}$$

$$\Delta = 1 - M_1^2 S_2^* (S_1 + S_3^*) - M_2^2 S_3^* S_1 + 2 M_1^2 M_2 S_2^* S_3^* S_1$$

$$\text{avec } S = \frac{1 - k}{1 - k + j\omega\tau} \quad \text{où } k = \frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta}$$

$$Z = \frac{1}{jC\omega} \cdot \left(1 - \frac{k}{1 + j\omega\tau} \right) \quad \text{impédance petit signal}$$

$$\tau = \frac{C_e}{I_o} \cdot \frac{V_e}{2M_1 \left(\frac{qV_e}{kT} \right)} \rightarrow \frac{C_e}{qI_o/kT} \text{ (en régime linéaire)}$$

Gain de l'oscillateur - mélangeur

Dans l'expression IV.24 du gain de conversion,

$$G = (1 - |\rho|^2) \cdot \frac{\text{Réal}(Y_2)}{\text{Réal}(Y_E)} \cdot \left| \frac{Y_{23}Y_{32} - Y_{21}(Y_{33} + Y_3^*)}{(Y_{22} + Y_2^*)(Y_{33} + Y_3^*) - Y_{23}Y_{32}} \right|^2$$

$$\text{où } |\rho| = \left| \frac{Y_1^* - Y_E}{Y_1 + Y_E} \right|$$

Les admittances Y_1 et Y_2 sont données par IV 21.

Quant à Y_E l'admittance d'entrée de la diode à la fréquence f_1 , elle est donnée par

$$Y_E = Y_{11} - \{ Y_{12}[Y_{21}(Y_{33} + Y_3^*) - Y_{23}Y_{31}] - Y_{13}[Y_{21}Y_{32} - Y_{31}(Y_{22} + Y_2^*)] \} / \{ (Y_{22} + Y_2^*)(Y_{33} + Y_3^*) - Y_{23}Y_{32} \}$$

BIBLIOGRAPHIE

S. AHMAD, J. FREYER and M. CLAASSEN

"Simple method of determining the large-signal negative resistance of baritt diodes".

Solid-State and Electron Devices, Vol.1, n°4, pp.130-132, July 1977.

P. ANTOGNETTI, A. CHIABRERA

"Small-signal theory of transit-time diodes".

Solid-State Electron., Vol. 16, pp. 345-350, 1973.

B.M. ARMSTRONG, J. CHRISTIE, H.S. GAMBLE, J.A.C. STEWART
and J. WAKEFIELD

"Above X-Band performance of Baritt diodes".

DEEE, pp. 182-186.

G. BACCARANI, P.U. CALZOLARI and S. GRAFFI

"Current transport in MSM devices".

J. Appl. Phys., Vol. 45, n° 1, Janv. 1974.

J. CHRISTIE and J.A. STEWART

"Small-signal baritt noise measures".

IEEE Trans. ED 22, pp. 836-841, Oct. 1975.

J. CHRISTIE and J.A.C. STEWART

"Comparison of metal $N P^+$ and $P^+ N P^+$ baritt small-signal noise measures".

Electron. Lett., Vol. 9, n° 23, pp. 553-555, Nov. 1973.

D. DE COGAN

"The baritt diode : a newcomer to the family".

Phys. Technol. pp.18-21, Janv. 1977.

D. DE COGAN and Th. G. VAN DE ROER

"The temperature stability of punch-through diodes".

Solid-State Electron., Vol. 21, pp. 897-900, 1978.

E.P. EERNISSE

"Small-signal negative conductance in baritt devices".

Appl. Phys. Lett., Vol. 20, n° 8, pp. 301-304, Apr. 1972.

J.L. FIKART

"AM and FM noise of Baritt oscillators".

IEEE Trans. M.T.T., Vol. 22, n° 5, pp. 517-523, May 1974.

J. FREYER and S. AHMAD

"Measurement of heat-flow resistance in baritt diodes".

Electron. Lett., Vol. 12, n° 20, pp. 527-528, Sept. 1976.

J. FREYER, W. HARTH

"Efficient microwave P^+NP^+ baritt diodes".

Electron. Lett., Vol. 11, n° 7, pp. 140-141, April 1975.

K. HARA and T. IKOMA

"D.C. and small-signal characteristics of punch-through baritt diodes".

Trans. I.J. Vol. E 59, n° 2, pp. 1-6, Feb. 1976.

V.M. HARUTUNIAN and V.V. BUNIATIAN

"The influence of capture of the injected current carriers on the characteristics of baritt diodes".

Solid-State Electron., Vol. 20, pp. 491-497, 1977.

V.M. HARUTUNIAN and V.V. BUNIATIAN

"The noise characteristics of baritt diodes with traps".

Solid-State and E.D., Vol. 3, n° 5, pp. 155-160, Sept. 1979.

H.A. HAUS, H. STATZ, R.A. PUCCEL

"Noise measure of metal-semiconductor-metal, Schottky-barrier microwave diodes".

Electron. Lett., Vol. 7, n° 22, pp. 667-668, Nov. 1971.

H. HERBST, W. HARTH

"Frequency-modulation sensitivity and frequency-pushing factor of a $Pd-N-P^+$ punch-through microwave diode"

Electron. Lett., Vol. 8, n° 14, pp. 358-359, July 1972.

B. KÄLLBÄCK

"Noise properties of the injection-limited Gunn diode".
Electron. Lett., Vol. 8, n° 19, pp. 476-477, Sept. 1972.

M. KARASEK

"Large-signal analysis of the silicon PNP baritt diode".
Solid-State Electron., Vol. 19, pp. 625-631, 1976.

K. KAWARADA and Y. MIZUSHIMA

"Large-signal analysis on negative-resistance diode due to punch-through-injection and transist-time effect".
Jap. J. Appl. Phys., Vol. 12, n° 3, pp. 423-433, March 1973.

G.K. MONTRESS, M.S. GUPTA

"Microwave characterization of silicon baritt diodes under large-signal conditions".
IEEE Trans. M.T.T., Vol. 27, n° 5, pp. 458-462, May 1979.

J. NARAIN, J.M. BORREGO, R.J. GUTMANN

"Effect of chromium thickness on AuCr-nSi schottky and AuCr-n-p⁺Si baritt diodes".
Electron. Lett., Vol. 11, n° 8, pp. 178-179, Apr. 1975.

P.J. KANNAM

"Design concepts of high energy punch-through structures".
IEEE Trans. ED, Vol. 23, n° 8, pp. 879-882, Aug. 1972.

M. KAWAMURA, K. SHIBATA, K. YOSHIDA

"Low temperature characteristics of a baritt diode".
Int. J. Electron., Vol. 44, n° 1, pp. 105-111, 1978.

J.M. KENNEY

"The simultaneous measurement of gain and noise using only noise generators".
IEEE Trans. M.T.T., Vol. 16, n° 9, pp. 603-607, Sept. 1968.

J. LACOMBE

"Fonctionnement des diodes à injection thermoionique en mode de transit".

Revue Tech., Vol. 4, n° 3, pp. 467-480, Sept. 1972.

M. MATSUMURA

"Large-signal analysis of silicon Baritt diodes".

NEC Research & Development n° 32, Jan. 1974.

M. MATSUMURA

"Small signal admittance of Baritt diodes".

IEEE Trans. ED, pp. 1131-1133, Oct. 1972.

N. MARIN

"Small signal theoretical analysis of Schottky barrier Baritt diodes".

Rev. Roum. Phys. Tome 20, n° 8, pp. 797-811, 1975.

K. OKAZAKI, N.S. CHANG, Y. MATSUO

"A frequency-independent large-signal equivalent circuit for a baritt diode and its application to an amplifier".

IEEE Trans. M.T.T., pp. 527-529, Aug. 1976.

H.W. RUEGG

"A proposed punch-through microwave negative-resistance diode".

IEEE Trans. ED, Vol. 15, n° 8, pp. 577-585, Aug. 1968.

V.S. SATYANARAYANA, V. SUBRAHMANYAM

"Small-signal dc & ac analysis of baritt diode".

Ind. J. Pure & Appl. phys., Vol. 13, pp. 746-751, Nov. 1975.

J.E. SITCH, P.N. ROBSON, C.G. ENGLEFIELD, A. MAJERFELD
and F. HASEGAWA

"The effect of the material velocity-field characteristic on the small signal microwave impedance of punch-through devices".

IEEE Trans. ED-23, n° 10, pp. 1170-1176, Oct. 1976.

J.A.C. STEWART, J. WAKEFIELD

"Simulation of Pt-n-p⁺ silicon punch-through device".

Electron. Lett., Vol. 8, n° 15, pp. 378-379, July 1972.

J.A.C. STEWART, D.R. CONN and H.R. MITCHELL

"Small-signal lumped model for Impatt diodes".

Int. J. Electron., Vol. 29, n° 4, pp. 301-313, 1970.

J.A.C. STEWART

"Baritt-diode large-signal performance".

Electron. Lett., Vol. 10, n° 10, pp. 193-194, May 1974.

J.A.C. STEWART

"P⁺NP⁺ Baritt-diode design".

Electron. Lett., Vol. 11, n° 19, pp. 460-461, Sept. 1975.

I. STOEVE and J. FREYER

"D.C. characteristics of Si₃N₄ passivated m-n-p⁺ punch-through diodes".

Solid-State ED, Vol. 2, n° 4, pp. 121-122, July 1978.

N.B. SULTAN, G.T. WRIGHT

"Electronic tuning of the punch-through injection transit-time (PITT) microwave oscillator".

IEEE Trans. M.T.T., pp. 773-775, Nov. 1972.

S.M. SZE, D.J. COLEMAN, J.R. and A. LOYA

"Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures".

Solid-State Electron., Vol. 14, pp. 1209-1218, 1971.

Th.G. VAN DE ROER, J.J.M. KWASPEN

"Pulsed measurement of baritt-diode impedance against current and temperature".

Electron. Lett., Vol. 11, n° 8, pp. 165-166, April 1975.

M.T. VLAARDINGERBROEK, Th.G. VAN DE ROER

"On the theory of punch-through diodes".

Appl. Phys. Lett., Vol. 22, n° 4, pp. 146-148, Sept. 1972.

K.P. WELLER

"Small-signal theory of a transit-time negative-resistance device utilizing injection from a schottky barrier".

R.C.A. Review, Vol. 32, pp. 372-383.

G.T. WRIGHT

"Small-signal characteristics of semiconductor punch-through injection and transit-time diodes".

Solid-State Electron., Vol. 16, pp. 903-912, 1973.

S.Y. YU and G. THOMAS

"Small-signal analysis and optimization of the baritt diode".

Solid-State Electron., Vol. 20, pp. 831-836.

S. AHMAD

"Injection phase delay in high-power Baritt oscillators".

IEE Proc., Vol. 127, Pt 1, n° 3, pp. 109-110, June 1980.

O. EKNOYAN, S.M. SZE, E.S. YANG

"Microwave Baritt diode with retarding field-an investigation".

Solid-State Electron., Vol. 20, pp. 285-295, 1977.

H. NGUYEN-BA, G.I. HADDAD

"Effects of doping profile on the performance of Baritt devices".

IEEE. Trans. ED, Vol. 24, n° 9, pp. 1154-1163, Sept. 1977.

K. OKAZAKI, N. SOCK CHANG and Y. MATSUO

"Experimental studies on large-signal operation of Baritt-diode amplifiers".

Electron. and Communications in Japan, Vol. 58-B, n° 5, pp. 75-82, 1975.

K. OKAZAKI, N. SOCK CHANG and Y. MATSUO

"A frequency-independent large-signal equivalent circuit for a Baritt diode and its application to an amplifier".

IEEE Trans. M.T.T., pp. 527-529, Aug. 1976.

U.B. SHEOREY, I. LUNDSTRÖM, E.A. ASH

"Analysis of punch-through-injection for a transit-time negative resistance diode".

Int. J. Electron., Vol. 30, n° 1, pp. 19-32, 1971.

Th.G. VAN DE ROER

"The schottky effect in punch-through diodes".

J. Appl. Phys., Vol. 48, n° 9, pp. 3835-3837, Sept. 1977.

G.T. WRIGHT

"A simplified theory of the Baritt silicon microwave diode".

Solid-State Electron. Vol. 19, pp. 615-623, 1976.

J.R. EAST, H. NGUYEN-BA and G.I. HADDAD

"Microwave and mm wave Baritt doppler detectors".

Microwave Journal, Vol. 19, p. 51-55, 1976.

P. WEISSGLAS

"Avalanche and barrier injection devices".

Microwave Devices, J. Wiley and Sons, 1976.

T. NYGREN, R. SJÖLUND

"Sensitivity of doppler radar with self-detecting diode oscillators".

IEEE Trans. MTT-22, pp. 494-498, 1974.

D. DASCALU

"Transit-time effects in unipolar solid-state devices".

Abacus Press, 1974.

Z.N. KASSAB, P.W. WEBB

"The use of Baritt diodes in self-oscillating mixers".

10° Proc. European Microwave Conference, Varsovie, Sept. 1980.