

N° d'ordre : 344

50376
1984
H2

50376
4984
42.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Rachid ALLAM

**«MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION DES DIODES A.T.T.
DE FORTE PUISSANCE À L'ARSÉNIURE DE GALLIUM
EN BANDE J (16 GHZ)»**



Soutenue le 30 Mai 1984 devant la Commission d'Examen

MM.	G.	SALMER	Président
	J.	PRIBETICH	Rapporteur
	E.	CONSTANT	Examineur
	G.	DELAVAL	Examineur
	J.	LACOMBE	Examineur
	M.	LEFEBVRE	Examineur



سُبْحَانَكَ لَا عِلْمَ لَنَا إِلَّا مَا عَلَّمْتَنَا
إِنَّكَ أَنْتَ الْعَلِيمُ الْحَكِيمُ

صدق الله العظيم

"Loué soit ton nom, nous ne possédons d'autre science que celle que tu nous a enseignée, tu es le savant, le sage "

Sourate "La génisse"; Verset 30

CORAN SAINT

A ma mère, à mon père

A toute ma famille,

à toi,

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs de L'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Je ne saurais exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT, qui m'a accueilli dans son laboratoire, pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée au cours de cette étude, et pour l'honneur qu'il me fait de juger ce travail.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude envers Monsieur J.PRIBETICH, qui a dirigé cette étude, m'a aidé et conseillé tout au long de ce travail, ce qui a permis de le mener à son terme.

Je suis extrêmement reconnaissant envers Monsieur le Professeur SALMER d'avoir accepté de présider la commission d'examen et de juger ce travail.

Qu'il me soit permis d'exprimer mes sincères remerciements à Monsieur M.LEFEBVRE pour les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a fait profiter de son expérience scientifique, et pour l'honneur qu'il me fait de participer à ce jury. J'ai également apprécié ses grandes qualités humaines.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur G.DELAVAL, de la Direction des Recherches Etudes et Techniques, qui a accepté de participer à ce jury.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide de composants mis à notre disposition par la Division Composants Microondes de la THOMSON-CSF, et plus particulièrement par Monsieur J.LACOMBE, qui me fait de plus l'honneur de siéger à ce jury. Je l'en remercie sincèrement.

Je tiens également à remercier vivement Monsieur PLAYEZ et Madame DELOS pour l'aide apportée dans l'étude expérimentale.

Depuis mon entrée au laboratoire, j'ai beaucoup apprécié l'aide et la sympathie de Messieurs J.C. DE JAEGER, A.VANOVERSCHELDE, Y.CROSNIER, Y.DRUELLE. Qu'ils soient vivement remerciés.

Que tous mes camarades du laboratoire veuillent trouver ici l'expression de mes sincères remerciements pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée.

J'exprime toute ma gratitude à Madame VANBREMEERSCH qui a assuré la dactylographie et la mise en page de ce mémoire avec soin et la remercie pour sa patience et la qualité de son travail.

Cette étude a bénéficié du soutien de la Direction des Recherches Etudes et Techniques (DRET): Je remercie cet organisme.

Je remercie également le personnel du Centre Interuniversitaire du Traitement de l'Information (C.I.T.I) pour leur aimable collaboration.

Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs J.P.DEHORTER, S.FAUQUEMBERGUE, G.PLUQUET et D.VANOSTEEN pour la mise en forme finale de ce mémoire.

SOMMAIRE

CHAPITRE I : MODELISATION DE LA DIODE, STRUCTURES, PARAMETRES PHYSIQUES

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	3
I - <u>POSITION DU PROBLEME</u>	3
II - <u>METHODE DE MODELISATION NUMERIQUE</u>	5
III - <u>STRUCTURES UTILISEES</u>	9
III.1 Expressions simplifiées du rendement	10
III.2 Structures S.D.R.	11
III.3 Structures D.D.R.	12
IV - <u>PARAMETRES PHYSIQUES</u>	13
IV.1 Vitesse des porteurs	13
IV.2 Coefficient de diffusion des porteurs	17
IV.3 Taux d'ionisation	18
<u>CONCLUSION</u>	19

CHAPITRE II : OPTIMALISATION DE LA DIODE, ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'EPAISSEUR DE L'EPITAXIE ET DE LA NON UNIFORMITE THERMIQUE

<u>INTRODUCTION</u>	20
A <u>OPTIMALISATION DE LA DIODE EN FONCTIONNEMENT CONTINU ET IMPULSIONNEL</u>	21

I	- <u>CONDITIONS RÉALISTES DE L'OPTIMALISATION</u>	21
	1. Résistance thermique R_{th}	22
	2. Résistance de pertes R_s	24
	3. température de fonctionnement	25
II	- <u>RECHERCHE DE LA STRUCTURE OPTIMALE</u>	26
III	- <u>DÉTERMINATION DES PERFORMANCES</u>	27
	1. Valeurs des paramètres utilisées	28
	2. Détermination des densités de courant et des concentrations en impuretés optimales	29
	3. Détermination des puissances optimales	31
	a) Calcul de la surface de la diode réelle	32
	b) Résultats de l'optimisation	35
	c) Etude en fonction de la température	38
B	<u>INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE L'ÉPITAXIE</u>	41
I	- <u>STRUCTURES CONFINÉES ET NON CONFINÉES</u>	41
II	- <u>INFLUENCE SUR LE RENDEMENT</u>	42
III-	<u>INFLUENCE SUR L'IMPÉDANCE</u>	44
C	<u>ÉTUDE DE LA NON UNIFORMITÉ THERMIQUE</u>	46
I	- <u>NON UNIFORMITÉ THERMIQUE SPATIALE</u>	47
II	- <u>NON UNIFORMITÉ THERMIQUE TEMPORELLE</u>	49
	<u>CONCLUSION</u>	

CHAPITRE III : ETUDE DE LA STRUCTURE A DEUX ZONES DE TRANSIT D.D.R

<u>INTRODUCTION</u>	55
I - <u>OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE CÔTÉ P</u>	55
a) Détermination de la concentration en impuretés N_A	56
b) Influence de la largeur w_p	57
c) Influence du coefficient de diffusion et de la transition P/P^+	58
II - <u>ETUDE DE LA DIODE D.D.R</u>	58
a) Structure double L.H.L	58
b) Structure hybride	59
<u>CONCLUSION</u>	60

CHAPITRE IV : ETUDE EXPERIMENTALE ET COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

<u>INTRODUCTION</u>	62
I - <u>CARACTÉRISATION DES DIODES A.T.T.</u>	62
1 - Caractéristique $I(V)$	63
2 - Capacité en inverse $C(V)$	66
3 - Résistance de charge d'espace R_c	68
4 - Impédance hyperfréquence	69
II - <u>RÉALISATION DE L'OSCILLATEUR A.T.T.</u>	72
1 - Circuit hyperfréquence	72
a) Schéma de principe	72
b) réalisation pratique	74

2 - Mesures hyperfréquences	75
3 - Mesures de R_s	77
a) à partir de l'impédance	78
b) à partir du courant de seuil	79
III - <u>COMPARAISON THÉORIE-EXPÉRIENCE</u>	81
1 - Impédance hyperfréquence	81
2 - Puissances et rendements utiles	83
<u>CONCLUSION</u>	85

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXES

INTRODUCTION

Les dispositifs de génération de puissance à l'état solide s'imposent de plus en plus dans le domaine des hyperfréquences.

Parmi ces dispositifs, la diode à avalanche et à temps de transit (A.T.T.) constitue encore l'un des meilleurs moyens de production de puissance élevée tant en continu qu'en impulsions pour les fréquences supérieures à 10 GHz même si les progrès observés dans la réalisation du transistor à effet de champ (T.E.C) laissent entrevoir son utilisation de plus en plus importante dans le domaine des ondes centimétriques.

L'un des problèmes essentiels rencontrés dans la production de puissance dans les diodes à avalanche réside dans la nécessité d'obtenir des fonctionnements avec des rendements élevés afin de diminuer la puissance dissipée par effet joule dans le composant.

L'objectif de ce mémoire est l'optimisation des diodes A.T.T. délivrant des puissances élevées en bande J.L'intérêt et l'originalité de cette étude est d'essayer de prendre en compte les problèmes pratiques thermiques et technologiques posés par le fonctionnement de ces diodes aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel.

Dans le premier chapitre, nous expliquons d'abord le choix du modèle de simulation utilisé pour l'optimisation de la diode A.T.T. D'une part, ce modèle doit permettre de tenir compte d'une façon la plus précise possible de tous les phénomènes physiques régissant la génération et le transit des porteurs. D'autre part, il doit être suffisamment simple pour permettre une étude systématique de l'influence de chaque paramètre. Nous précisons ensuite les caractéristiques des structures utilisées pour l'obtention d'une forte puissance.

Enfin, nous discutons le choix des valeurs des princi-

paux paramètres physiques qui déterminent le transport des porteurs chauds dans l'Arséniure de Gallium.

Dans le second chapitre, nous nous efforçons de rechercher la structure de la diode caractérisée par des puissances maximales tant en régime continu qu'en impulsions à des températures assurant une bonne fiabilité.

Dans cette étude, nous prenons en compte les non uniformités spatiales ou temporelles de la température ainsi que les différents problèmes liés à la réalisation technologique des diodes (surface des composants, épaisseur de l'épitaxie, etc...).

Nous pouvons alors évaluer les puissances et rendements hyperfréquences susceptibles d'être obtenus à la fréquence $F=16\text{GHz}$ en considérant différents types de dissipateurs thermiques.

Nous nous proposons d'étudier, au troisième chapitre, les possibilités d'amélioration des performances apportée par l'utilisation de structures à deux zones de transit (D.D.R).

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la caractérisation électrique et hyperfréquence la plus complète possible des échantillons mis à notre disposition par les laboratoires industriels.

Il nous est alors possible de comparer les résultats théoriques et expérimentaux obtenus dans ce travail.

CHAPITRE I

MODELISATION DE LA DIODE, STRUCTURES,

PARAMETRES PHYSIQUES

INTRODUCTION

La simulation du fonctionnement d'une diode à avalanche et à temps de transit (A.T.T) en vue d'une optimisation réaliste, permettant la prévision de ses performances maximales, nécessite l'utilisation d'un modèle physique le plus exact possible. Celui-ci doit tenir compte de tous les phénomènes régissant la génération et le transit des porteurs. Nous expliquons, dans le premier paragraphe, le choix de ce modèle.

L'obtention d'un haut rendement et d'une forte puissance nécessite l'utilisation de structures particulières, dont nous précisons les caractéristiques dans la seconde partie.

Cette étude ne sera possible que dans la mesure où nous connaissons d'une manière suffisamment précise les principaux paramètres physiques et leurs évolutions en fonction du champ électrique et de la température.

Nous discutons le choix des valeurs de ces paramètres, qui déterminent le transport des porteurs chauds dans le semi-conducteur utilisé, dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

I.1 POSITION DU PROBLEME

La définition du modèle physique utilisé pour la simulation d'une diode A.T.T revêt une importance capitale.

La validité des résultats et des conclusions repose fondamentalement sur l'exactitude du modèle choisi et ceci quels que soient les domaines d'application (oscillation, amplification, multiplication de fréquence...etc).

Ce modèle doit décrire, d'une façon la plus correcte possible, le fonctionnement de la diode et tenir compte des phénomènes liés à la génération et au transit des porteurs.

De plus, en vue d'une optimisation réaliste, il doit permettre une étude systématique et rapide de l'influence de chacun des paramètres qui peuvent modifier les performances de la diode.

L'objectif visé est d'une part, la recherche de la structure qui nous permet d'obtenir les performances maximales et d'autre part l'évaluation de celles-ci.

Cette étude n'est pas facile et présente beaucoup de difficultés, car le nombre de paramètres à modifier pour obtenir la structure optimale est assez important.

Ainsi, pour une diode caractérisée par une structure donnée, l'expérimentateur dispose de deux paramètres : le courant I traversant la diode et l'impédance $Z = R + jX$ présentée par le circuit.

Il est nécessaire d'évaluer l'importance de ces deux paramètres dans les calculs.

La résistance négative R doit être convenablement ajustée pour l'obtention d'une puissance maximale tandis que le choix de la réactance X détermine la fréquence de l'oscillation. Nous sommes déjà en présence d'une double infinité de paramètres à explorer.

De plus, le courant I peut varier, ce qui modifie la valeur de la température de fonctionnement de la diode. Cette variation de température doit être prise en considération dans les calculs théoriques et ne peut être évaluée que si les paramètres physiques de la diode sont connus.

Tout ceci montre la complexité du problème et l'importance des calculs numériques nécessaires pour déterminer les performances maximales pour une seule diode. Or, si nous voulons déterminer la structure optimale, permettant d'obtenir un rendement et une puissance maximum, cette étude doit être réalisée pour un très grand nombre de diodes, caractérisées par des surfaces S et des profils de concentrations en impuretés ($N_A - N_D$) différents.

Devant toutes ces difficultés, il apparaît intéressant d'utiliser une modélisation suffisamment exacte, mais aussi suffi-

samment simple et réaliste pour permettre la résolution de ces différents problèmes.

Pour cela, nous nous sommes servis du modèle utilisé par PRIBETICH [1] puisqu'il a donné satisfaction lors de sa comparaison aux résultats expérimentaux et qu'il nécessite des temps de calcul qui restent raisonnables.

Nous exposons dans le paragraphe suivant les aspects essentiels de ce modèle, qui est par ailleurs décrit en détail en [1].

1.2 METHODE DE MODELISATION NUMERIQUE

Le procédé le plus naturel que l'on pourrait penser utiliser est le suivant :

En premier lieu, pour une diode de structure donnée, parcourue par un courant I_0 , placée dans un circuit présentant une impédance Z , il nous faut déterminer la puissance hyperfréquence émise ainsi que la fréquence d'oscillation.

A partir de l'ensemble des résultats obtenus (Puissance, fréquence) en fonction des valeurs des impédances et du courant continu, il faut rechercher les structures permettant, à une fréquence donnée, l'obtention d'un rendement et d'une puissance hyperfréquences maximum.

La résolution du problème de cette manière est assez longue et demande un temps de calcul numérique important : beaucoup de cas inutiles sont étudiés pour obtenir ce résultat.

C'est pour cela que nous préférons procéder autrement en fixant au préalable la fréquence de travail.

La diode étant parcourue par un courant continu I_0 , nous supposons à priori qu'elle est soumise à une tension sinusoidale de la forme :

$$V(t) = V_0 + V_{HF} \sin \omega t \quad (1)$$

où ω est la pulsation correspondante à la fréquence donnée et V_0 la tension continue aux bornes de la diode.

La résolution des équations de l'électrocinétique nous permet ensuite le calcul du courant $I(t)$ traversant la diode. Nous pouvons en déduire la puissance hyperfréquence délivrée par la diode en fonction de la tension V_{HF} .

Ce procédé a été utilisé par PRIBETICH [1] pour l'étude d'une diode A.T.T à une seule zone de transit (S.D.R). Nous avons étendu cette étude, dans notre présent travail, au cas d'une diode à deux zones de transit (D.D.R).

Pour mettre en oeuvre cette méthode, nous utilisons un modèle unidimensionnel à deux zones séparées : une (ou deux) zones (s) d'avalanche, d'épaisseur δ et une (ou deux) zone (s) de transit de longueur ($W-\delta$).

Dans le cas d'une diode à une seule zone de transit (SDR), la valeur de la largeur de la zone d'émission δ est obtenue par un programme statique [2] permettant le calcul de la caractéristique $I(V)$ du composant à partir d'un profil de dopage donné.

Il est possible alors de déterminer la résistance de charge d'espace $R_c = \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1}$ et d'en déduire la valeur de δ en utilisant la relation classique suivante [3] :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon \cdot v_{ns} \cdot S} \quad (2)$$

S : surface de la diode

v_{ns} : vitesse de saturation des électrons

ϵ : permittivité diélectrique du matériau

Cette largeur δ peut être aussi déterminée directement à partir de la carte donnant le profil de champ électrique pour les structures à profil de dopage différencié.

Le traitement numérique de la zone d'avalanche est classique : la relation entre le champ électrique $E_a(t)$ et le courant de conduction $I_{ca}(t)$ dans la zone d'émission est obtenue à partir de l'équation de READ généralisée [4].

Le programme permet éventuellement de prendre en considération l'influence de phénomènes physiques importants intervenant au niveau de la zone d'avalanche :

- les interactions électron-électron
- la non localisation du taux d'ionisation
- le courant injecté
- l'ionisation dans la zone de transit
- la diffusion dans la zone d'avalanche.

Le traitement de la zone de transit nécessite la résolution des équations fondamentales de l'électrocinétique suivantes :

- l'équation de POISSON
- l'équation de conservation de la densité du courant total.

En combinant ces deux équations, nous obtenons une équation unique non linéaire aux dérivées partielles où la seule inconnue est le champ électrique $E(x,t)$.

Cette équation est mise sous la forme d'une équation aux différences finies qui est résolue par la méthode de CHOLEWSKI [5] (appelée méthode du "DOUBLE BALAYAGE") en respectant certaines conditions de stabilité.

Le traitement numérique permet de prendre en compte le rôle considérable joué par les phénomènes de transfert électro- nique ainsi que l'influence des phénomènes de diffusion sur le transit des porteurs dans la zone désertée.

Dans le cas d'une diode à deux zones de transit (DDR), il nous faut résoudre les équations de l'électrocinétique non seulement dans les deux zones d'avalanche mais aussi dans les deux zones de transit en tenant compte dans chacune d'elles du mouvement des porteurs : électrons ou trous.

La détermination des épaisseurs des zones d'avalanche dans ce cas peut difficilement être faite en utilisant la méthode décrite plus haut, à partir de la résistance de charge d'espace R_c (équation (2)).

Néanmoins, pour des structures à profil de dopage du type L.H.L, les zones d'avalanche sont parfaitement définies et nous pouvons facilement en déterminer les épaisseurs relatives.

Ce programme nous permet d'obtenir à chaque instant t pour une tension $V(t)$:

- La carte de champ électrique
- La répartition des porteurs
- La tension aux bornes de la diode.

Comme nous connaissons le courant total $I(t)$, nous pouvons calculer, par transformation de FOURIER, à la fréquence fondamentale et aux différents harmoniques :

- L'impédance $Z = R + jX$ de l'échantillon
- La puissance P_{HF} délivrée par la diode
- Le rendement hyperfréquence η_{HF}

Rappelons que ce calcul est réalisé en respectant les conditions suivantes :

- tension hyperfréquence aux bornes de la diode sinusoïdale (équation (1))
- courant de polarisation I_0 constant.

La puissance hyperfréquence délivrée aux autres harmoniques, dans ces conditions, est alors négligeable.

Finalement, nous obtenons, pour un courant de polarisation I_0 donné, l'évolution de la puissance et de l'impédance présentée par la diode en fonction de V_{HF} . Il est alors facile de déterminer le régime optimal où la puissance (ou le rendement) hyperfréquence délivrée par la diode est maximale. Ces régimes sont généralement obtenus pour des taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{V_0}$ (V_0 étant la tension continue aux bornes de la diode) compris entre 40 et 70%.

Dans la plupart de nos simulations, la température de fonctionnement T du composant est considérée comme étant constante. Néanmoins, le programme de simulation numérique comporte en outre la possibilité de calculer la température réellement

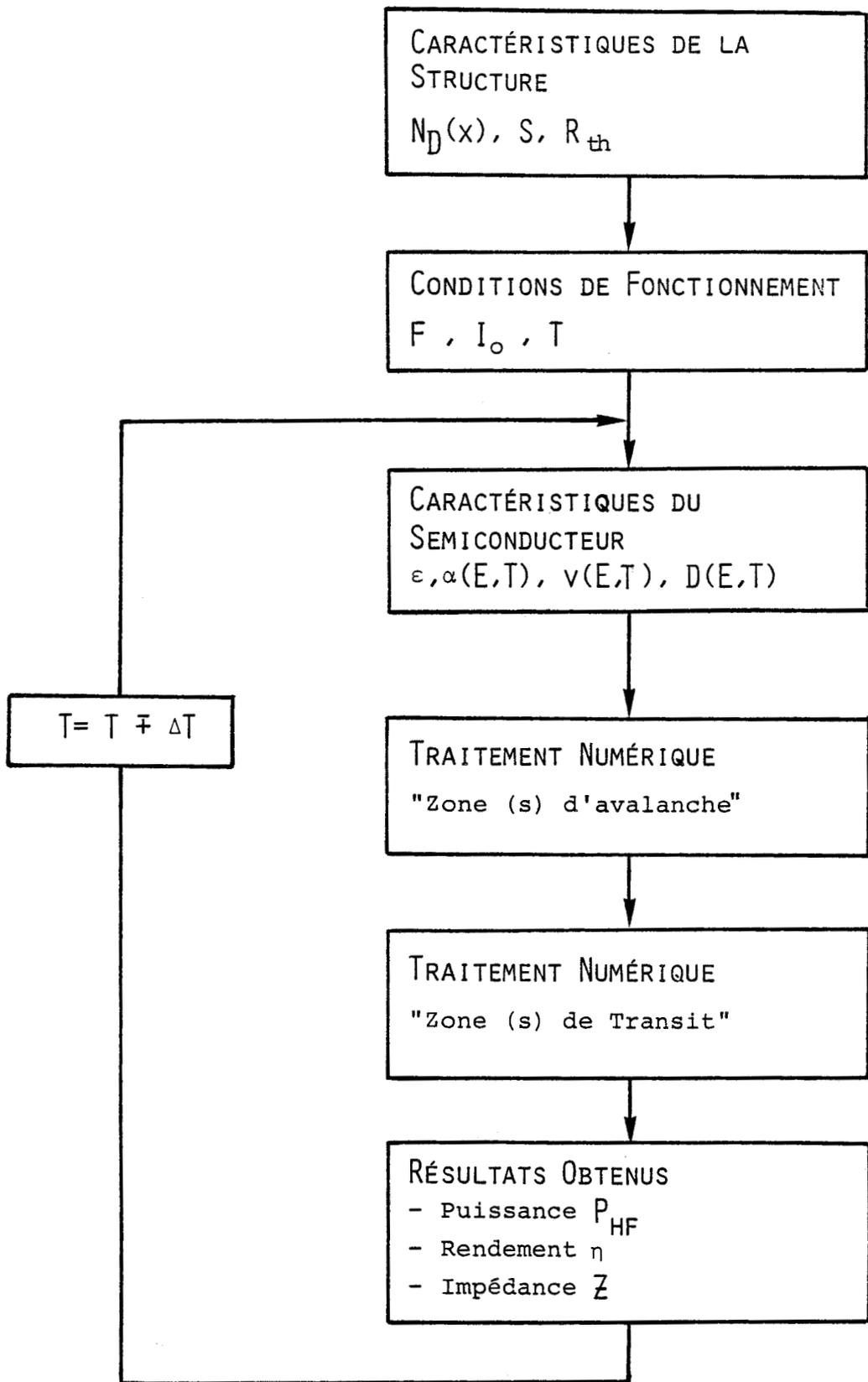


Figure I.1 : Organigramme simplifié de la procédure de simulation numérique.

atteinte par le composant en tenant compte du fait qu'une partie de la puissance continue appliquée à la diode est convertie dans le domaine hyperfréquence. A cet effet, après un premier calcul de la puissance hyperfréquence P_{HF} , le programme détermine la température de la jonction T_j par itérations successives en utilisant la relation suivante :

$$T_j = T_a + R_{th} \cdot [(V_o - \Delta V_o) \cdot I_o - P_{HF}] \quad (3)$$

avec R_{th} : Résistance thermique de la diode
 T_a : Température ambiante
 ΔV_o : Variation de la tension de polarisation continue V_o à courant I_o constant.

Nous donnons l'organigramme simplifié de la procédure numérique à la figure I.1.

Avant d'exposer les résultats obtenus par cette méthode de modélisation, il nous paraît nécessaire de définir et de décrire les structures semi-conductrices qui ont été étudiées et choisies de façon à obtenir des puissances et des rendements aussi élevés que possible.

I.3 STRUCTURES UTILISEES

La recherche des structures permettant l'obtention d'un haut rendement et d'une forte puissance a fait l'objet de nombreux travaux et des progrès importants ont été enregistrés. Plusieurs auteurs [6] , [7] , [8] , [9],[10],... etc ont montré l'intérêt de l'utilisation des structures à profil de dopage différencié pour obtenir de meilleures performances.

Ainsi, pour notre étude, nous utilisons la structure à deux paliers de champ, appelée couramment L.H.L ("LOW HIGH LOW"

dans la terminologie anglosaxonne). Des études antérieures [1] ont montré que cette structure présente plus d'avantages que la structure à deux paliers de dopage (dite H.L "High Low").

Notons que l'utilisation d'une structure à deux zones de transit (D.D.R) peut également apporter une amélioration sensible des performances et nous nous proposons de le montrer, dans le paragraphe suivant, à partir des expressions simplifiées du rendement.

I.3.1 Expressions simplifiées du rendement

En utilisant des relations simplifiées [1] pour le calcul de la puissance et du rendement émis, nous obtenons :

$$\dot{\eta} = k \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \left(1 - \frac{V_a}{V_o} \right) \quad (4)$$

Dans cette relation, interviennent les paramètres suivants:

η : rendement correspondant à la tension hyperfréquence maximale.

θ : angle de transit qui vaut : $\theta = \frac{(W-\delta) \omega}{v_{ns}}$

k : coefficient dépendant de la carte de champ électrique dans la zone de transit et de la valeur du champ de seuil E_c . Il est proportionnel au taux de modulation applicable pour que la mobilité différentielle reste nulle ou négative. Sa valeur maximale est égale à 1.

V_a : tension continue aux bornes de la zone d'avalanche.

V_o : tension continue aux bornes de la diode.

En utilisant la théorie élémentaire des diodes A.T.T, nous pouvons dégrossir le problème de recherche de la structure optimale. L'obtention d'un haut rendement et d'une forte puissance est réalisée :

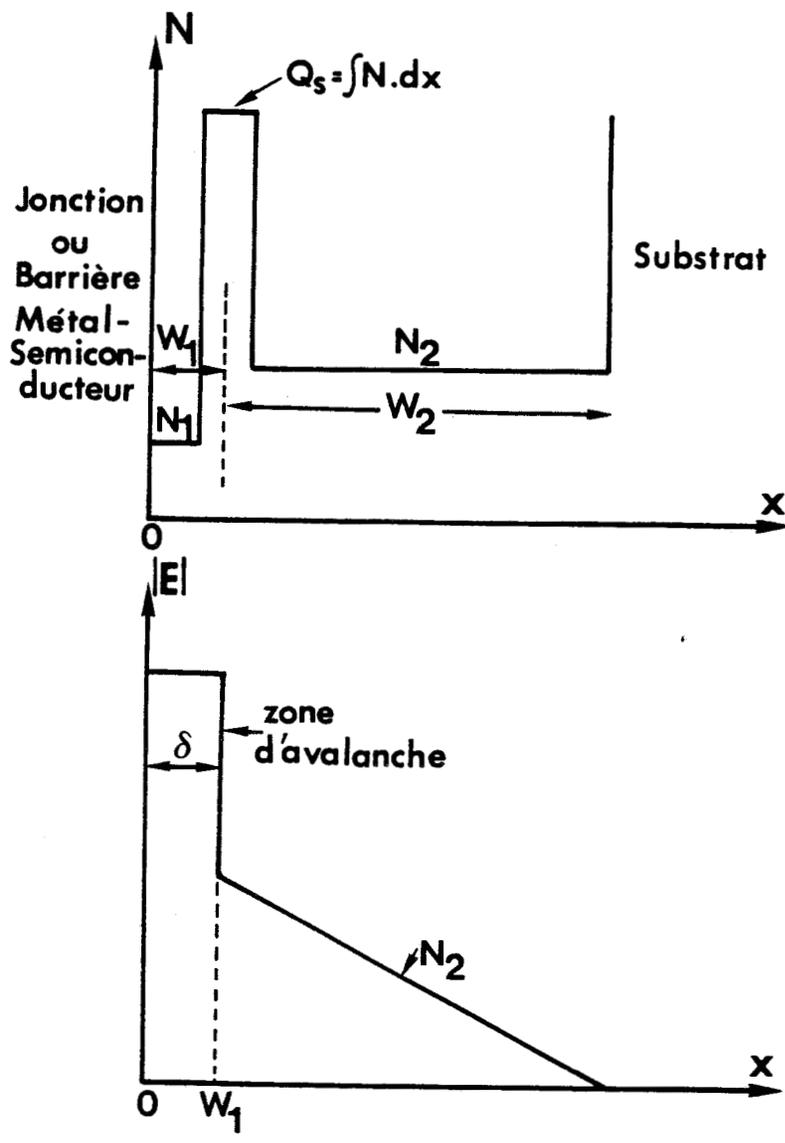


Figure I.2 : Caractéristiques de la structure L.H.L. à une seule zone de transit (S.D.R.).

- en choisissant un angle de transit $\theta = 2,3$ radians ce qui correspond à un rendement maximal:

$$\eta = 0,72 k \left(1 - \frac{V_a}{V_o}\right) \quad (5)$$

- en diminuant le rapport $\frac{V_a}{V_o}$ et en augmentant le coefficient k .

Nous décrivons dans la partie suivante, les structures qui nous permettent de réaliser ces conditions.

I.3.2 Structure S.D.R

La première structure étudiée est celle à une seule zone de transit (dite S.D.R "Single Drift Region" selon la terminologie anglosaxone), car elle présente une facilité de réalisation technologique.

Nous utilisons une structure L.H.L au GaAs définie par les paramètres suivants :

- $\underline{W_1}$: profondeur du pic de concentration en impuretés.
- Q_S : charge intégrée contenue dans ce pic. $Q_S = \int N \cdot dx$.
- N_2 : concentration en impuretés de la zone de transit.
- W_2 : largeur de la zone de transit.

La figure I.2 résume les caractéristiques de cette structure. La valeur de la concentration en impuretés N_1 est assez faible et le plus souvent inaccessible expérimentalement. Ce type de structure vérifie bien les conditions énoncées précédemment pour l'obtention d'un haut rendement et d'une forte puissance.

En effet, la zone d'avalanche est réduite à sa plus faible dimension **, d'où une diminution de la tension V_a à ses

** tenant compte des limitations technologiques.

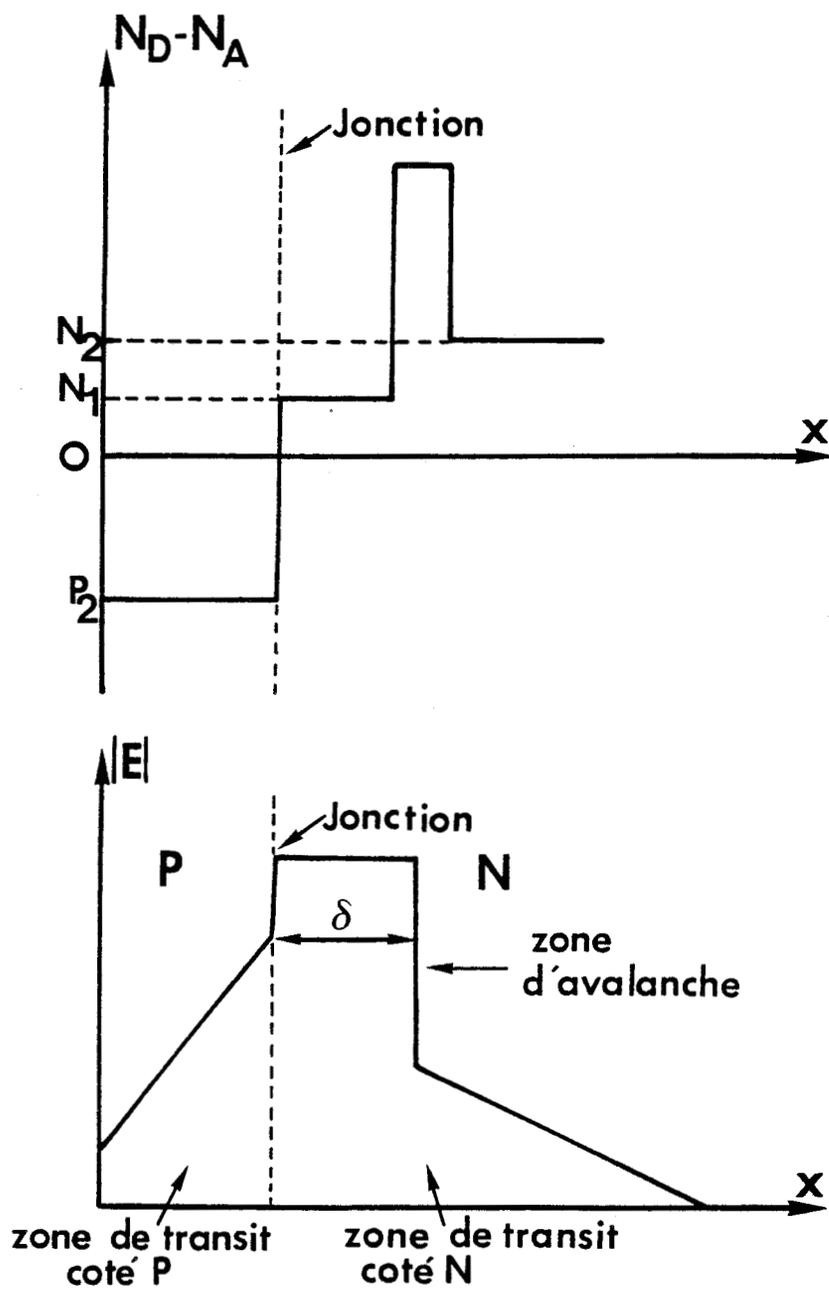


Figure I.3 : Profil de concentration en impuretés et carte de champ électrique de la structure D.D.R hybride.

bornes et ainsi que du rapport $\frac{V_a}{V_0}$. Le coefficient k est proche de l'unité car dans la zone de transit, le champ électrique est largement supérieur au champ de seuil E_C , aussi le champ hyperfréquence maximal applicable sera voisin du champ continu.

Notons que dans la plupart de nos modélisations, nous avons le plus souvent admis que le pic de concentration en impuretés de la charge intégré Q_S a la forme de DIRAC.

I.3.3 Structure D.D.R

La seconde structure étudiée est celle à deux zones de transit (dite D.D.R "Double Drift Region" selon la terminologie anglosaxone).

Nous avons vu que l'utilisation d'un profil de dopage différencié augmente les performances d'une diode, mais sa réalisation technologique est plus complexe que celle des diodes à profil uniforme, surtout pour un dopage de type P.

Pour cela, nous allons étudier deux cas :

● D.D.R Hybride

Nous utilisons un profil de dopage uniforme (ou variant légèrement, avec une pente négative ou positive) du côté P et un profil différencié (L.H.L) du côté N. La figure I.3 illustre les caractéristiques de cette structure.

● D.D.R double L.H.L

Nous utilisons un profil différencié (L.H.L) des deux côtés. (figure I.4).

Nous remarquons que pour le type de structure (D.D.R), la tension aux bornes de la zone d'avalanche est sensiblement la même que dans le cas de la structure à une seule zone de transit (S.D.R), par contre, la tension V_0 aux bornes de la diode est augmentée d'une façon importante, puisqu'elle correspond aux tensions appliquées aux deux zones de transit d'où une diminution du rapport $\frac{V_a}{V_0}$ et une augmentation du rendement et de la puissance émise par la diode.

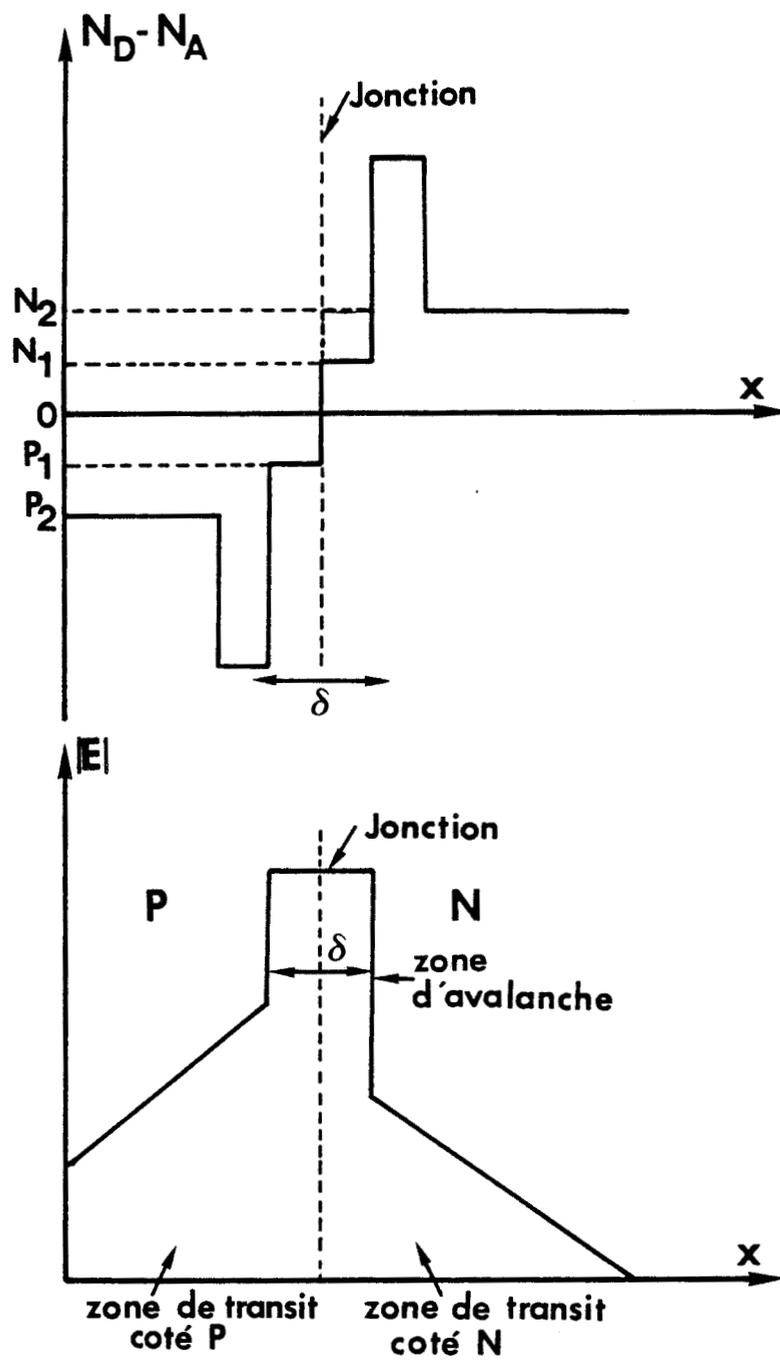


Figure I.4 : Profil de concentration en impuretés et carte de champ électrique de la structure D.D.R. double L.H.L.

Nous étudierons, dans le chapitre III, l'amélioration des performances apportée par l'utilisation d'une structure à deux zones de transit (D.D.R) par rapport à celle à une seule zone (S.D.R).

Cette étude nécessite la connaissance des principaux paramètres physiques caractéristiques du matériau utilisé. Nous précisons ceux-ci dans la partie suivante.

I.4 PARAMETRES PHYSIQUES

L'optimisation des structures haut rendement et forte puissance fonctionnant dans le régime à avalanche et temps de transit ne peut être menée à bien que dans la mesure où l'on connaît avec une précision suffisante les principaux paramètres physiques caractéristiques déterminant le transport des porteurs chauds dans le matériau semi-conducteur utilisé (l'Arséniure de Gallium dans notre cas).

Ces paramètres sont les suivants :

- La vitesse des porteurs.
- Le coefficient de diffusion.
- Les taux d'ionisation des porteurs.

Nous nous proposons de présenter les évolutions de ces paramètres caractéristiques utilisées en fonction du champ électrique et de la température.

I.4.1 Vitesse des porteurs

● Electrons

Parmi ces paramètres, la vitesse des porteurs en champ électrique élevé constitue sans doute une des données les plus importantes puisqu'elle détermine l'épaisseur de la zone désertée dans la mesure où nous choisissons un angle de transit $\theta = \frac{(W-\delta)\omega}{v_{ns}}$ égale à 2,3 radians.

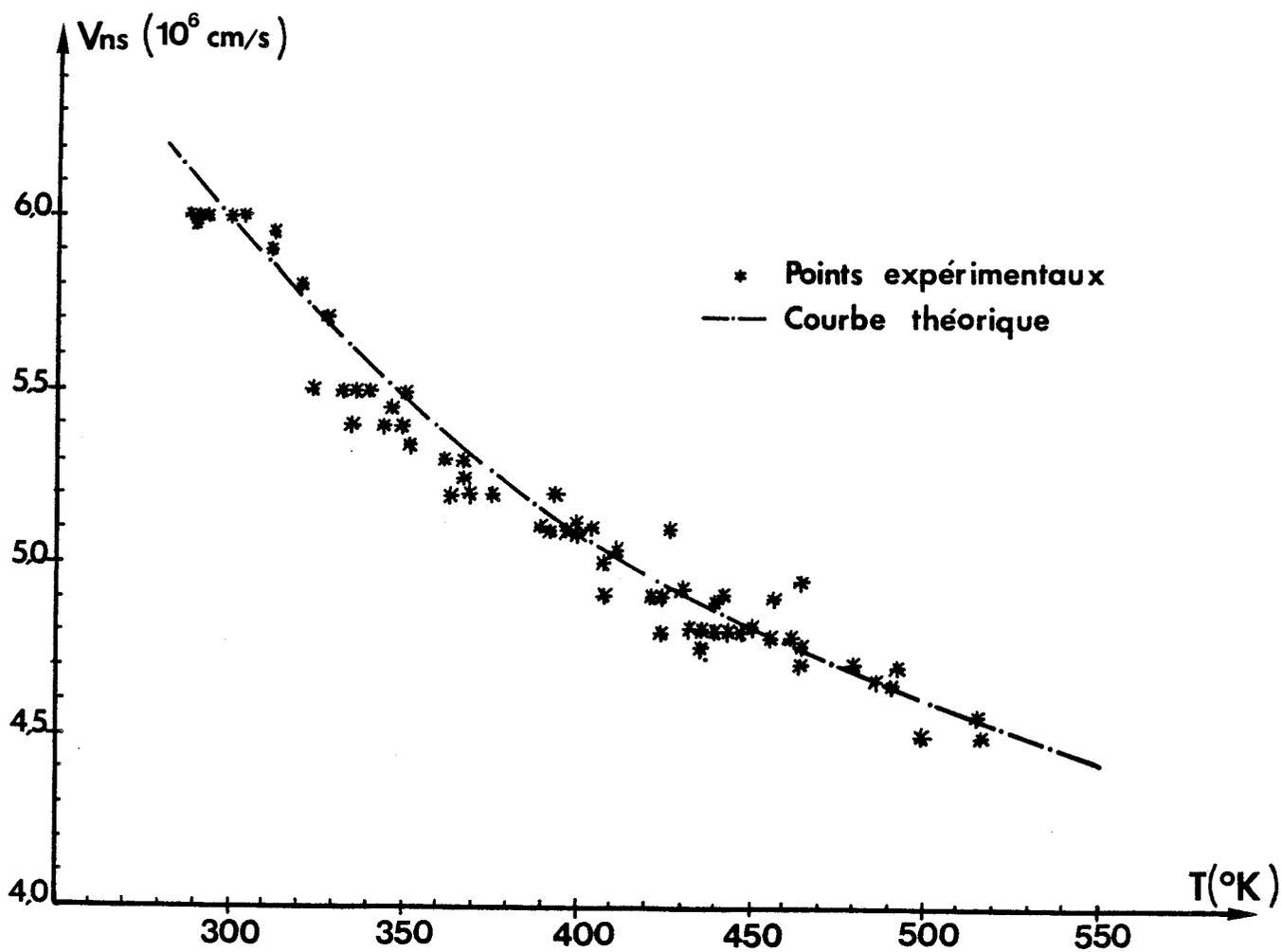


Figure I.5 : Variation de la vitesse de saturation des électrons v_{ns} en fonction de la température.

Malheureusement, les valeurs de la vitesse électronique v_{ns} , dans le GaAs en champ fort et surtout aux températures élevées auxquelles fonctionnent les diodes A.T.T, sont encore très mal connues et cette incertitude pèse lourdement sur la fiabilité des résultats obtenus dans la recherche des structures optimales.

C'est pourquoi, nous avons pensé qu'il était nécessaire de porter une attention particulière à ce problème.

Disposant d'un lot important d'échantillons GaAs fournis par la THOMSON-CSF ou réalisés par le LEP, il s'avérait possible d'essayer à partir de mesures systématiques d'impédance hyperfréquence effectuées dans une très large bande de fréquence, de déterminer les vitesses électroniques dans des conditions proches de celles rencontrées en fonctionnement.

Une campagne de mesures très complète a donc été effectuée et les résultats ont été comparés à ceux résultant d'une modélisation théorique en vue de déterminer la valeur de la vitesse électronique permettant d'obtenir le meilleur accord entre théorie et expérience.

Nous détaillons, dans le quatrième chapitre, les différentes étapes de cette détermination de la vitesse de saturation des électrons en fonction de la température de la diode et nous ne présentons ici que les résultats de cette étude.

La figure I.5 illustre le très grand nombre de résultats expérimentaux obtenus sur un nombre important de diodes. A partir de ces données, il est possible d'obtenir avec une bonne précision, l'évolution de la vitesse de saturation des électrons en fonction de la température dans une plage allant de 300 °K à 550 °K.

Cette évolution peut être exprimée par une loi empirique que nous pouvons écrire sous la forme suivante :

$$v_{ns}(T) = v_{ns}(T_0) \cdot \left[K_1 + \frac{K_2}{T} \right] \quad (6)$$

avec :

- $v_{ns}(T)$: vitesse de saturation des électrons à la température $T(^{\circ}K)$

- $v_{ns}(T_0)$: vitesse de saturation des électrons à la température $T_0 = 300^{\circ}K$. ($v_{ns}(T_0) = 6.10^6$ cm/S à $T_0 = 300^{\circ}K$)
 K_1 et K_2 : constantes ($K_1 = 0,415$ et $K_2 = 175,4^{\circ}K$).

Ainsi, pour une température $T = 500^{\circ}K$, la vitesse de saturation des électrons est $v_{ns} = 4,6.10^6$ cm/S.

Notons, que les résultats obtenus à partir de la relation (6) sont en bon accord avec ceux publiés par d'autres auteurs [11] , [12].

La relation (6) nous permet le calcul de la vitesse saturée des électrons, c'est à dire celle obtenue à des valeurs de champs électriques très élevées.

Lorsque le champ électrique E diminue, la vitesse des électrons dépend de ce champ et pour traduire cette dépendance, nous avons utilisé la forme analytique donnée par H.W.THIM [13] :

$$v_n(E,T) = \frac{\mu_n(T).E + v_{ns}(T)\left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad (7)$$

μ_n : mobilité des électrons à faible champ électrique

E_c : champ électrique de seuil ($E_c = 4.10^3$ V/cm)

v_{ns} : vitesse de saturation des électrons.

Dans cette relation, la vitesse de saturation des électrons v_{ns} dépend de la température T suivant la relation(6) tandis que la variation de la mobilité des électrons avec la température peut être exprimée par la relation suivante :

$$\mu_n(T) = \mu_n(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,38} \quad (8)$$

avec $\mu_n(T_0)$: mobilité des électrons à la température ambiante
 $T_0 = 300^{\circ}K$ ($\mu_n(T_0) = 7500$ cm²/V/S).

Cette relation est d'ailleurs utilisée par d'autres auteurs [14],[15] .

● Trous

Les résultats publiés dans la littérature concernant la vitesse des trous sont assez rares et souvent contradictoires. Des travaux récents ont été effectués au niveau de notre laboratoire par PERNISEK [16] pour la détermination de la vitesse des trous par la méthode de Monte Carlo.

A la lumière de ces différents résultats, il apparaît que la vitesse saturée des trous est assez voisine de celle des électrons. C'est pourquoi, dans un souci de simplicité, nous avons admis que $V_{ns} = V_{ps}$. Bien sûr, il serait toujours possible d'affiner ce résultat si nous disposions d'un lot de diodes de type P en effectuant une étude analogue à celle des électrons.

Ce choix correspond aussi à celui pris par d'autres auteurs [12],[17] .

Les valeurs des vitesses de saturation des trous que nous utilisons sont légèrement plus faibles que celles obtenues par la méthode Monte Carlo, car elles correspondent à des valeurs moyennes dans des conditions proches de celles rencontrées en fonctionnement.

Cette différence peut s'expliquer aussi par l'écart déjà constaté entre les valeurs théoriques données par la méthode de Monte Carlo et nos résultats expérimentaux pour la vitesse de saturation des électrons.

L'évolution de la vitesse des trous en fonction du champ électrique peut être exprimée par la relation suivante [18] :

$$v_p(E,T) = v_{ps}(T) \left[1 - \exp(-\mu_p(T) \cdot |E| / v_{ps}(T)) \right] \quad (9)$$

Cette évolution est comparable à celle donnée par DALLAL [19] et HOLWAY [12] .

	COEFFICIENT DE DIFFUSION $D(E)$	$D_0(\tau)$	D_s	E_c
Electrons	$D_n(E) = \frac{D_{no}(\tau) + D_{ns}(E) \left(\frac{E}{E_{cn}}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_{cn}}\right)^4}$	$D_{no}(\tau) = \frac{kT}{q} \mu_n(\tau)$	20 cm ² /s	5,78 kv/cm
Trous	$D_p(E) = \left(D_{po}(\tau) - D_{ps} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{E}{E_{cp}}} \right) + D_{ps}$	$D_{po}(\tau) = \frac{kT}{q} \mu_p(\tau)$	2 cm ² /s	10 kv/cm

TABLEAU I : LOIS D'ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION $D(E)$ DES ÉLECTRONS ET DES TROUS EN FONCTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE.

La dépendance de la vitesse de saturation des trous en fonction de la température est donnée par la relation (6).

Pour traduire la variation de la mobilité des trous en fonction de la température, nous utilisons l'expression analytique de HILL [20] :

$$\mu_p(T) = \mu_p(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2,41} \quad (10)$$

avec $\mu_p(T_0)$: mobilité des trous à la température ambiante $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ($\mu_p(T_0) = 400 \text{ cm}^2/\text{V/S}$).

Remarque : Dans une récente publication, HADDAD et AL [18] utilisent les valeurs suivantes pour la vitesse de saturation à une température $T = 500^\circ\text{K}$

$$\begin{aligned} \text{électrons} : v_{ns} &= 5.10^6 \text{ cm/S} \\ \text{trous} : v_{ps} &= 5,2.10^6 \text{ cm/S.} \end{aligned}$$

Nous remarquons que ces valeurs ne sont pas très éloignées de celles que nous utilisons.

I.4.2 Coefficient de diffusion des porteurs

Les lois d'évolution utilisées dans notre simulation pour traduire les variations du coefficient de diffusion des trous et des électrons en fonction du champ électrique sont données au tableau I.

Pour les électrons, cette loi déjà utilisée dans notre laboratoire, représente une bonne approximation des résultats présentés par KALLBACK [21].

Pour les trous, il n'existe, à notre connaissance aucune étude concernant la variation de ce coefficient D_p avec le

$$\alpha = a \cdot \exp\left(-\frac{b}{E}\right)^m$$

	a_n (cm ⁻¹)	b_n (V/cm)	a_p (cm ⁻¹)	b_p (V/cm)	m_n	m_p	RÉFÉRENCES
$\alpha_n \neq \alpha_p$	$9,12 \cdot 10^4$	$4,77 \cdot 10^5$	$3,47 \cdot 10^6$	$2,18 \cdot 10^6$	3,48	1	PEARSALL ET AL < 100 > [22]
	$7,76 \cdot 10^4$	$4,45 \cdot 10^5$	$6,31 \cdot 10^6$	$2,31 \cdot 10^6$	6,91	1	PEARSALL ET AL < 111 > [22]
	$5,6 \cdot 10^6$	$2,41 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	$1,57 \cdot 10^6$	1	1	ITO ET AL [23]
	$1,2 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^8$	$2,9 \cdot 10^6$	1	1	STILLMAN ET AL [24]
	$1,97 \cdot 10^5$	$5,58 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^5$	$6,34 \cdot 10^5$	2	2	champs faibles
	$4,54 \cdot 10^5$	$6,28 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^5$	$6,34 \cdot 10^5$	2	2	" moyens LAW ET
	$1,83 \cdot 10^5$	$5,79 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^5$	$6,34 \cdot 10^5$	2	2	" forts LEE [25]
$\alpha_n = \alpha_p$	$2,0 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$	2	2	HALL ET LECK [26]
	$2,5 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^5$	2	2	PRIBETICH [1]

TABEAU II : RÉSUMÉ DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES UTILISÉS POUR LE CALCUL DU TAUX D'IONISATION PAR DIFFÉRENTS AUTEURS.

champ électrique. Aussi, pour traduire cette évolution, nous avons défini une loi empirique (donnée au tableau I) à partir de la relation d'Einstein.

Nous avons limité la valeur minimale de ce coefficient de diffusion des trous aux valeurs élevées du champ électrique à $D_{sp} = 2 \text{ cm}^2/\text{S}$.

Cette valeur minimale a été choisie afin de rester dans les limites raisonnables pour que les conditions de stabilité du programme de simulation numérique soient vérifiées sans augmenter d'une manière trop importante la durée (donc le coût) des calculs.

Pour connaître l'évolution du coefficient de diffusion des porteurs en fonction de la température, nous n'avons tenu compte que de la variation du coefficient de diffusion à champ nul $D_0(T)$ avec la température.

I.4.3 Taux d'ionisation

Depuis quelques années, les résultats publiés remettent en cause l'égalité des taux d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p (égalité qui était communément admise auparavant) .

Nous résumons dans le tableau II les paramètres utilisés pour décrire l'évolution de ces taux d'ionisation en fonction du champ électrique publiés par un certain nombre d'auteurs [1] , [22] à [26] . La figure I.6 représente l'évolution du taux d'ionisation en fonction du champ électrique E utilisée par ces différents auteurs.

A partir de ces valeurs, nous avons calculé les tensions d'avalanche V_a pour des diodes à profil de dopage uniforme. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure I.7 où nous donnons l'évolution de la tension d'avalanche V_a en fonction de la concentration en impuretés N_D .

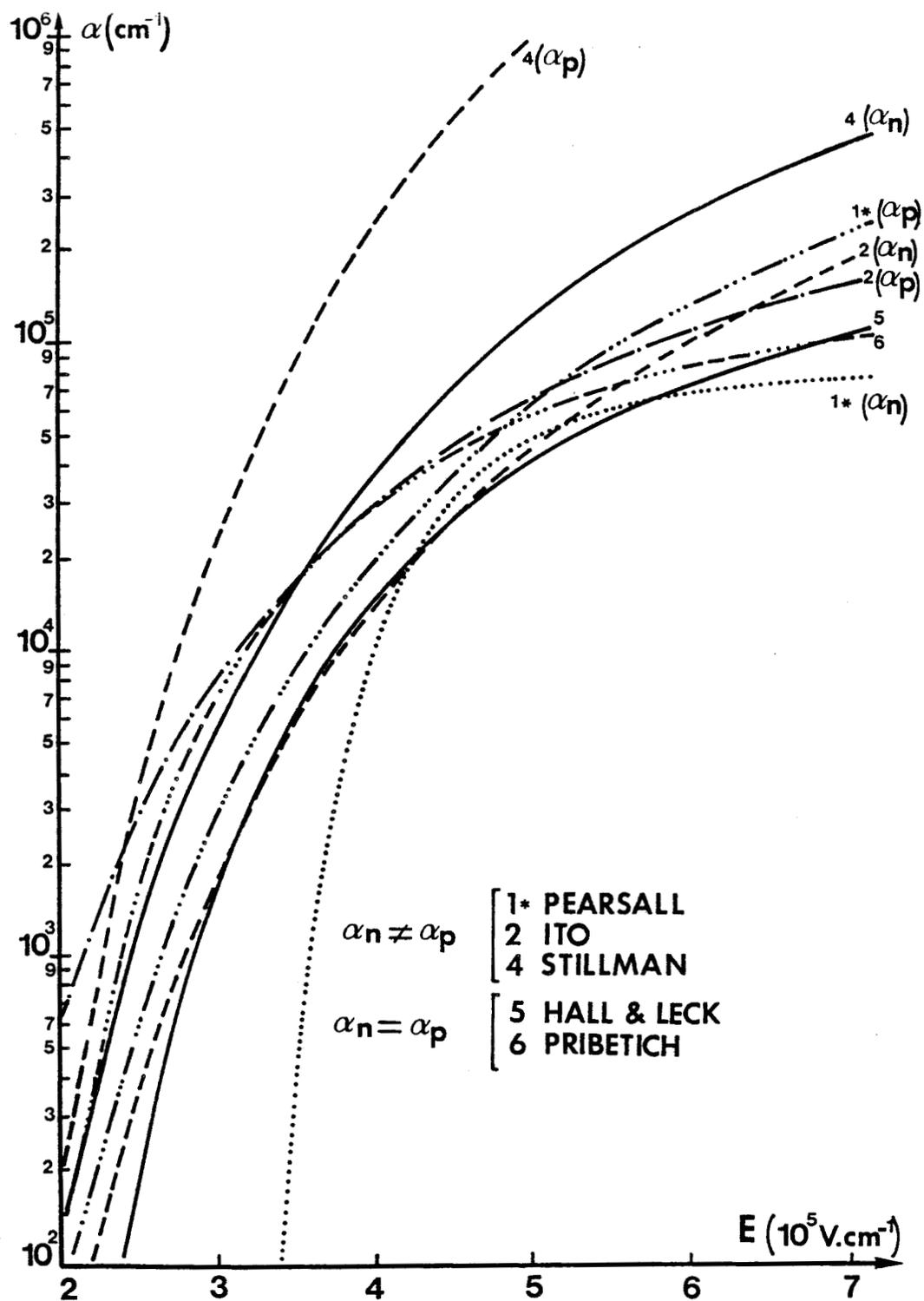


Figure I.6 : Evolution du taux d'ionisation des porteurs α en fonction du champ électrique E utilisée par différents auteurs.

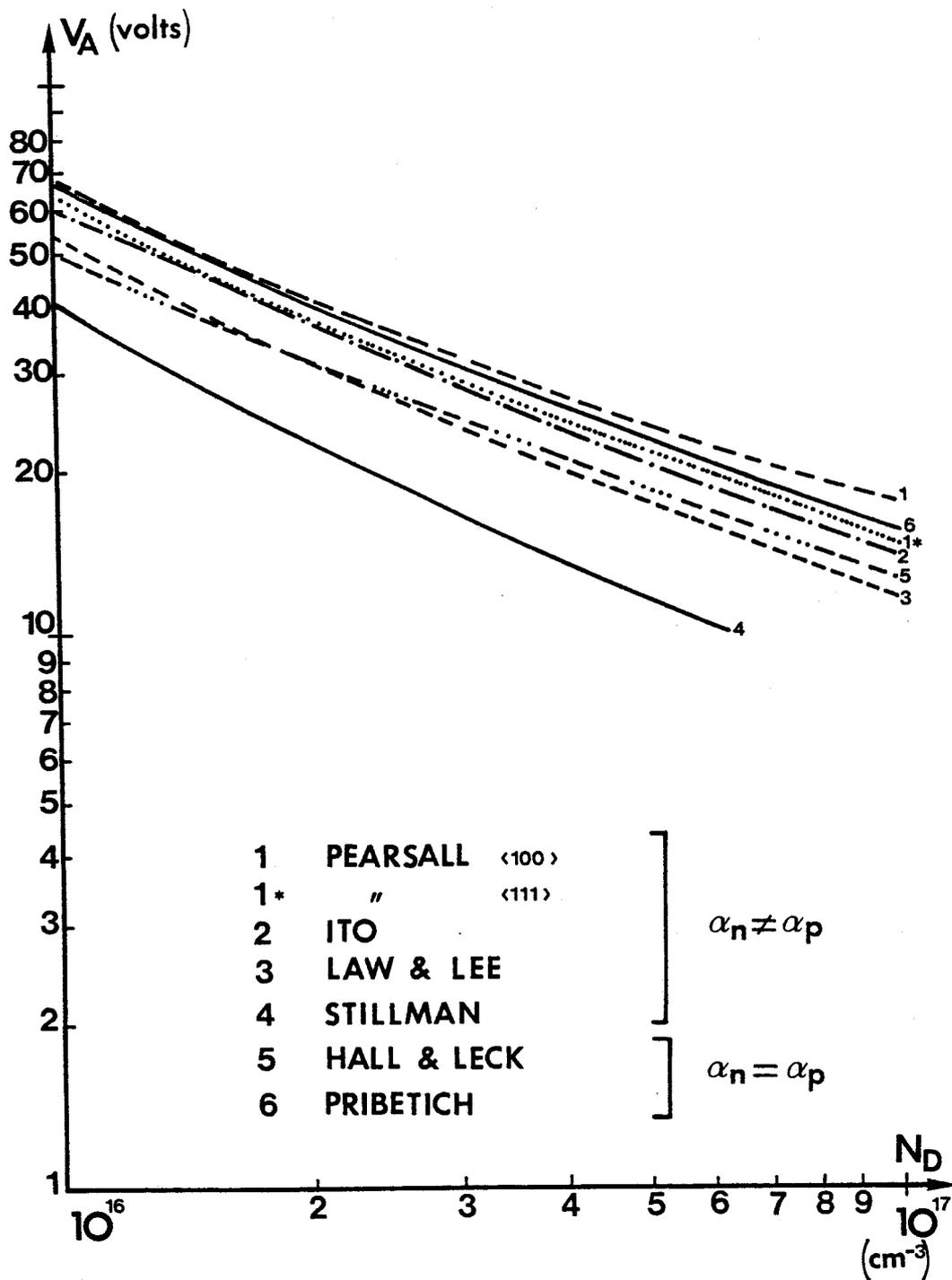


Figure I.7 : Variations de la tension d'avalanche V_A en fonction de la concentration en impuretés N_D pour différentes valeurs du taux d'ionisation des porteurs.

$$\begin{cases} a_n(T) = a_n(T_0) [1 + da_n(T - T_0)] \\ b_n(T) = b_n(T_0) [1 + db_n(T - T_0)] \end{cases}$$

$$T_0 = 300 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\begin{cases} a_n(T_0) = 2.5 \cdot 10^5 \text{ cm} & b_n(T_0) = 6.7 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \\ da_n = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } (^{\circ}\text{K})^{-1} & db_n = 11.2 \cdot 10^{-4} \text{ } (^{\circ}\text{K})^{-1} \end{cases}$$

TABLEAU III : VARIATION AVEC LA TEMPÉRATURE DES PARAMÈTRES INTERVENANT DANS LE CALCUL DU TAUX D'IONISATION.

Nous constatons que les valeurs que nous utilisons ne donnent pas des résultats très différents de ceux obtenus par d'autres auteurs qui admettent que α_n est différent de α_p : nous pouvons donc conclure que, même si l'hypothèse de l'égalité des taux d'ionisation α_n et α_p ne correspond pas exactement à la réalité, les valeurs que nous utilisons représentent un taux d'ionisation moyen qui rend correctement compte du phénomène d'avalanche.

Dans une récente publication [18] , HADDAD et Al utilisent eux aussi l'égalité des taux d'ionisation.

Nous donnons au tableau III, les variations avec la température des paramètres intervenant dans le calcul du taux d'ionisation que nous avons utilisées.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes efforcés de choisir, puis d'exposer le modèle de simulation que nous nous proposons d'utiliser pour décrire avec suffisamment d'exactitude, de réalisme et de facilité d'utilisation, les performances hyperfréquences d'une diode A.T.T.

Nous avons ensuite défini les structures que nous nous proposons d'étudier et qui doivent nous permettre l'obtention de meilleures performances.

Enfin, nous avons décrit et tenté de justifier le choix des données physiques caractéristiques du matériau que nous avons introduites dans nos programmes de simulation numériques.

Il nous reste maintenant à chiffrer les performances attendues d'une diode A.T.T et à étudier l'influence d'un certain nombre de phénomènes physiques qui sont susceptibles de modifier ces performances.

CHAPITRE II

OPTIMALISATION DE LA DIODE, ETUDE DE L'INFLUENCE

DE L'EPAISSEUR DE L'EPITAXIE ET DE LA NON

UNIFORMITE THERMIQUE

INTRODUCTION

Nous nous proposons dans ce chapitre de définir la structure optimale de la diode A.T.T qui va nous permettre d'obtenir les puissances maximales aussi bien en régime continu qu'en impulsions dans des conditions de fonctionnement réalistes.

Ce travail d'optimisation nous conduit, dans la première partie, à préciser les paramètres (concentration en impuretés, épaisseur d'épitaxie, surface) et les conditions de fonctionnement (densité de courant, température, fréquence) pour obtenir ces résultats.

Nous étudions ensuite, dans la seconde partie, les variations des performances qui peuvent résulter de l'utilisation d'épitaxies plus épaisses.

Enfin, nous prenons en compte les non uniformités de température (radiale et temporelle) et nous évaluons leurs influences sur les performances obtenues précédemment.

PARTIE A : "OPTIMALISATION DE LA DIODE EN FONCTIONNEMENT
CONTINU ET IMPULSIONNEL"

INTRODUCTION

Le but de cette étude est d'évaluer d'une façon aussi réaliste que possible les puissances maximales susceptibles d'être obtenues par l'oscillateur à diode A.T.T. en régime de fonctionnement continu et impulsionnel à des températures assurant une bonne fiabilité.

Il s'agit d'une tâche longue et difficile, dans la mesure où le fonctionnement de la diode dépend d'un nombre important de paramètres (surface, densité de courant, dopage,...etc) qui jouent un rôle considérable et dont il faut déterminer les valeurs optimales en vue de définir la structure et les conditions permettant d'obtenir les performances maximales tout en gardant, comme nous le verrons dans la première partie de ce travail, des températures de fonctionnement aussi réalistes que possible.

La recherche de cette structure optimale et des paramètres qui la caractérisent est décrite dans la seconde partie.

Nous pouvons alors évaluer la puissance et le rendement hyperfréquences maximum susceptibles d'être obtenus en modes de fonctionnement continu et impulsionnel pour la structure optimale en considérant différents types de dissipateurs thermiques (cuivre et diamant).

A.I CONDITIONS RÉALISTES DE L'OPTIMALISATION

L'optimisation de la structure doit être réalisée dans les conditions les plus réalistes possibles, c'est à dire en tenant compte [27] :

- des possibilités de dissipation thermique de la diode liées à la résistance thermique R_{th} .
- des pertes dans le circuit, le substrat et les contacts de la diode liées à la résistance de perte R_s .
- de la nécessité de fonctionner à des températures T assurant une bonne fiabilité.

Nous allons d'abord expliciter le choix des valeurs de ces paramètres (R_{th} , R_s , T) qui nous permettent d'obtenir ces conditions réalistes.

A.I.1 Résistance thermique R_{th}

Le premier paramètre important est la résistance thermique. Elle nous renseigne sur l'élévation de température au sein de la diode, sous l'effet de la puissance continue appliquée. Il est donc nécessaire de pouvoir estimer la valeur de ce paramètre, mais aussi d'en connaître l'évolution en fonction de la surface de l'échantillon puisque, comme nous le verrons par la suite, toute augmentation de puissance pour une structure donnée pourra être obtenue par une augmentation de la surface du composant.

Cette étude des variations de R_{th} avec la surface du composant sera effectuée non seulement pour des radiateurs classiques (cuivre) mais également pour ceux en diamant.

Dans ce but, nous avons déterminé expérimentalement, la résistance thermique R_{th} pour des échantillons GaAs réalisés par la THOMSON-CSF à partir de la caractéristique $I = f(V)$ en continu et en impulsions pour différentes températures de boîtier.

Nous ne donnons dans cette partie que les résultats obtenus. La méthode utilisée pour la détermination de cette résistance thermique sera détaillée au quatrième chapitre, lors de l'étude expérimentale.

Parallèlement à ce travail expérimental, nous avons entrepris une étude bibliographique afin de déterminer l'évolution de

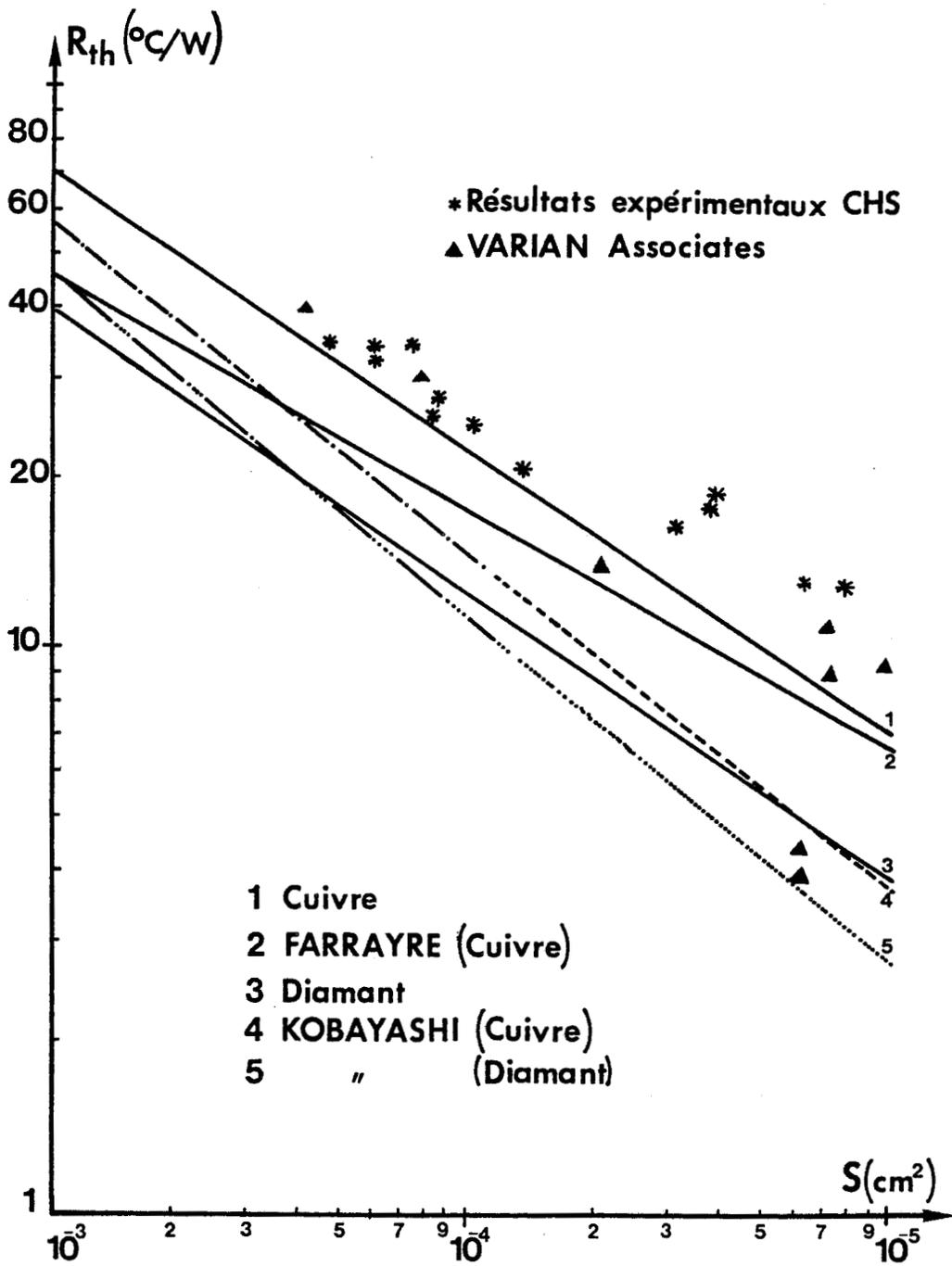


Figure II.1 : Evolution de la résistance thermique R_{th} en fonction de la surface du composant S pour le cuivre et le diamant.

la résistance thermique R_{th} , en fonction de la surface S du composant.

A la lumière de ces différents résultats, nous pouvons considérer avec une bonne approximation que la résistance thermique est sensiblement inversement proportionnelle au diamètre du composant et peut être exprimée par la relation théorique suivante :

$$R_{th} = \frac{K'}{\Phi} = \frac{k'}{\sqrt{S}} \quad (11)$$

avec :

ϕ : diamètre du composant

S : surface du composant

k' : coefficient $k' = 0,225$ ($^{\circ}\text{C.cm/W}$) pour le cuivre

$k' = 0,125$ ($^{\circ}\text{C.cm/W}$) pour le diamant

K' : coefficient $K' = \frac{2k'}{\Pi}$

Nous utiliserons cette relation dans la suite de notre étude pour représenter les évolutions de la résistance thermique en fonction de la surface du composant.

Nous présentons sur la figure II.1, l'ensemble de nos résultats (théoriques et pratiques) ainsi que les résultats obtenus par d'autres auteurs [28] , [29] , [30] .

Nous constatons que nos résultats sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par ces auteurs.

Nous donnons dans le tableau ci-dessous les valeurs réalistes de la résistance thermique que nous avons prises pour une diode ayant une surface $S_0 = 10^{-4} \text{cm}^2$ (ce qui correspond à un diamètre $\phi \# 113 \mu\text{m}$) :

Cuivre	$R_{th} = 22,5 \text{ } ^{\circ}\text{C/W}$
Diamant	$R_{th} = 12,5 \text{ } ^{\circ}\text{C/W}$

Le second paramètre important est la résistance de pertes R_s .

A.I.2 Résistance de perte R_s

Cette résistance R_s (en série avec la diode) est due à la résistance des fils de liaison pastille semiconductrice-boitier et aux pertes dans le substrat et le circuit.

Elle influence considérablement les performances en diminuant notablement celles-ci.

En effet, si nous appelons P_e la puissance émise par la diode sans tenir compte des pertes et P_u la puissance utile (qui en tient compte), la relation entre ces deux grandeurs est donnée par la formule suivante :

$$P_u = P_e \left(1 - \frac{R_s}{|R_D|} \right) \quad (12)$$

avec R_D : résistance négative de la diode.

En régime d'oscillation à forte puissance, la résistance négative R_D présentée par la diode est généralement de l'ordre de quelques ohms.

Pour connaître la valeur de la résistance R_s , nous avons effectué des mesures expérimentales sur les composants dont nous disposons. Les résultats obtenus montrent que cette résistance est comprise entre 0,5 et 1 Ω .

Afin d'obtenir des puissances utiles ne diffèrent que légèrement des puissances émises, il faut minimiser le rapport $\frac{R_s}{|R_D|}$. Pour cela, la réduction de la valeur de la résistance R_s constitue donc un objectif très important dont il faudra tenir compte dans la technologie de réalisation des diodes A.T.T.

Les deux valeurs limites de la résistance R_s (déterminées par l'expérience) seront utilisées dans nos simulations théoriques.

Un autre paramètre qui joue un rôle important est la température à laquelle est portée la zone active de la diode.

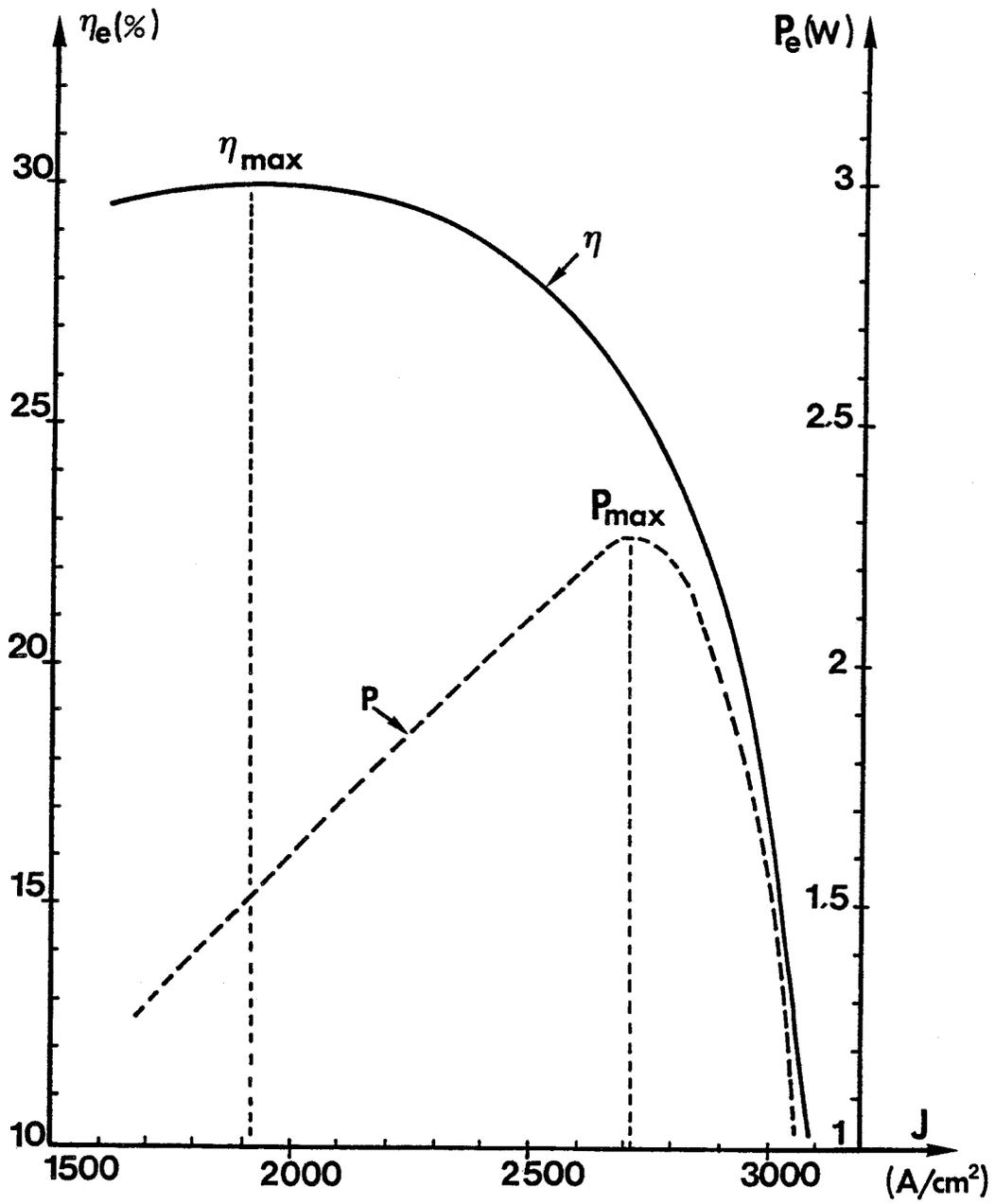


Figure II.2 : Evolutions du rendement η et de la puissance hyperfréquence P_{HF} en fonction de la densité de courant J .

A.I.3 Température de fonctionnement

Les performances d'un oscillateur hyperfréquence sont essentiellement dépendantes de la température de fonctionnement. De plus, celle-ci dépend aussi de la résistance thermique du composant comme nous l'avons vu.

Le choix de la température de fonctionnement va résulter d'un compromis entre la nécessité d'obtenir une bonne fiabilité mais aussi une puissance hyperfréquence élevée. Si nous choisissons une température de fonctionnement faible, la fiabilité du système sera meilleure, mais il ne nous sera pas possible d'obtenir des puissances élevées compte tenu de la limitation de la puissance continue qu'il nous faudra appliquer à la diode.

Au cours d'une étude précédente effectuée au laboratoire [1] où l'objectif visé était l'obtention d'un haut rendement, la température choisie était de 400°K (123°C).

Notre objectif actuel est la recherche d'une puissance maximale. Celle-ci est généralement obtenue pour des valeurs de densités de courant plus élevées que celles correspondantes au rendement maximum. C'est ce que nous constatons sur les courbes présentées sur la figure II.2. En effet, le rendement maximum est obtenu pour une densité de courant J de l'ordre de 1900 A/cm² alors que le maximum de puissance l'est pour $J \approx 2700$ A/cm². La puissance continue appliquée à la diode sera plus importante dans le deuxième cas et il paraît donc logique de choisir une température plus élevée. La température de fonctionnement retenue est finalement de 500°K (227°C).

Le choix de cette valeur de température permet de conserver encore une bonne fiabilité tout en permettant d'appliquer une puissance continue plus importante.

Une étude complémentaire sur les variations des performances en fonction de la température sera donnée à la fin de ce paragraphe.

Une fois définies les conditions réalistes de fonctionnement, il s'agit maintenant de caractériser la structure que nous allons étudier.

A.II RECHERCHE DE LA STRUCTURE OPTIMALE

Nous avons défini dans le premier chapitre, la structure qui apparaît la plus favorable pour l'obtention d'un haut rendement et d'une forte puissance. Il s'agit de la structure à deux zones de transit (D.D.R). Avant d'étudier cette structure, relativement complexe, il est intéressant d'étudier une structure plus simple susceptible elle aussi de donner lieu à des performances élevées. Il s'agit de la structure à une seule zone de transit (S.D.R).

L'intérêt de cette démarche réside dans le fait qu'elle constitue une étape intéressante dans l'étude des diodes à double zone de transit dans la mesure où il nous sera possible d'obtenir des renseignements utiles pour l'optimalisation de la zone de transit du côté N (des électrons) dans la structure D.D.R.

La structure S.D.R, à profil de dopage L.H.L est définie par les quatre paramètres (W_1 , Q_s , N_2 , W_2).

Pour nos modélisations théoriques, nous avons choisi les valeurs suivantes pour :

- W_1 : profondeur du pic de concentration en impuretés égale à $0,15\mu\text{m}$ [1]. Cette valeur a été fixée pour des raisons technologiques, dans la mesure où il apparaît difficile de réaliser de façon reproductible des profondeurs plus faibles.
- Q_s : charge intégrée de ce pic de concentration en impuretés, prenant des valeurs comprises entre 3 et $3,5 \cdot 10^{-12} \text{cm}^{-2}$ [1], ce qui correspond à une différence de champ électrique entre la zone d'avalanche et la zone de transit comprise entre $4,3 \cdot 10^5$ et $5 \cdot 10^5 \text{V/cm}$.

Ces valeurs de Q_s sont suffisamment élevées pour éviter des effets d'avalanche dans la zone de transit et suffisamment faibles pour garder un champ électrique permettant le transit des porteurs à la vitesse de saturation v_{ns} évitant ainsi les phénomènes liés à la mobilité en champ faible.

L'optimisation a donc surtout porté sur les paramètres W_2 (épaisseur de l'épitaxie) et N_2 (concentration en impuretés de celle-ci).

L'objectif visé est de déterminer les valeurs optimales de N_2 et W_2 permettant d'obtenir soit un rendement, soit une puissance optimum. A cet effet, il faudra pour chaque couple (N_2, W_2) trouver d'abord la densité de courant J optimale, puis rechercher la surface S du composant qui nous donne la puissance hyperfréquence maximale en tenant compte de certaines limitations (comme nous le verrons ultérieurement).

Notre structure optimale sera donc caractérisée par les paramètres suivants :

- Concentration en impuretés N_2 .
- Epaisseur de l'épitaxie W_2 .
- Densité de courant J .
- Surface S .

Il faut ensuite déterminer les performances optimales d'une diode A.T.T. fonctionnant aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel, pour plusieurs types de radiateurs (cuivre et diamant) permettant d'obtenir un fonctionnement à la température choisie.

A.III DÉTERMINATION DES PERFORMANCES

A.III.1 Valeurs des paramètres utilisés

Avant d'exposer les résultats de cette étude, nous expliquons le choix des valeurs utilisées pour un certain nombre de paramètres et certaines hypothèses qui permettent de simplifier ce travail.

Ces paramètres sont la fréquence et la surface du composant. Les hypothèses concernent le problème thermique.

● FRÉQUENCE :

Notre travail a été réalisé dans le cadre d'un contrat de recherches avec la DRET [B1] où la fréquence de travail est fixée dans le cahier de charges à 16 GHz (bande J). Pour cela, l'ensemble des résultats que nous présentons est donc donné pour cette valeur de fréquence.

● SURFACE :

Toutes nos modélisations numériques ont été effectuées en prenant une surface de diode $S_0 = 10^{-4} \text{cm}^2$ ($\phi \# 113 \mu\text{m}$).

Nous calculons ainsi la puissance et le rendement émis par cette diode de surface S_0 .

Pour déterminer les performances d'une diode de surface S quelconque, il suffira de connaître l'évolution de la puissance et du rendement avec S : le rendement est indépendant de la surface du composant alors que la puissance est proportionnelle à cette surface. Nous pouvons alors facilement en déduire les performances.

● PROBLÈME THERMIQUE :

Notre programme numérique comporte la possibilité de calculer la température réelle atteinte par la diode. Nous n'avons pas utilisé cette possibilité, car elle nécessite un temps de calcul numérique important et sera donc coûteuse. C'est pour cette raison que dans notre étude numérique, nous considérons que la température est constante, indépendante du courant de polarisation et de la puissance hyperfréquence fournie par la diode. Cette hypothèse ne correspond pas à la réalité expérimentale, mais nous l'avons utilisée dans un souci de simplicité.

Il est cependant toujours possible, connaissant d'une part les conditions de fonctionnement (J_0, V_0), d'autre part l'évolution de la résistance thermique R_{th} en fonction de la surface, de calculer la surface de la diode qui fonctionnerait réellement à la température retenue ($T=500^\circ\text{K}$) et qui permettrait donc d'obtenir les résultats que nous avons simulés. Par ailleurs, dans nos simulations numériques, nous avons admis que la température est uniforme dans toute la zone active du composant.

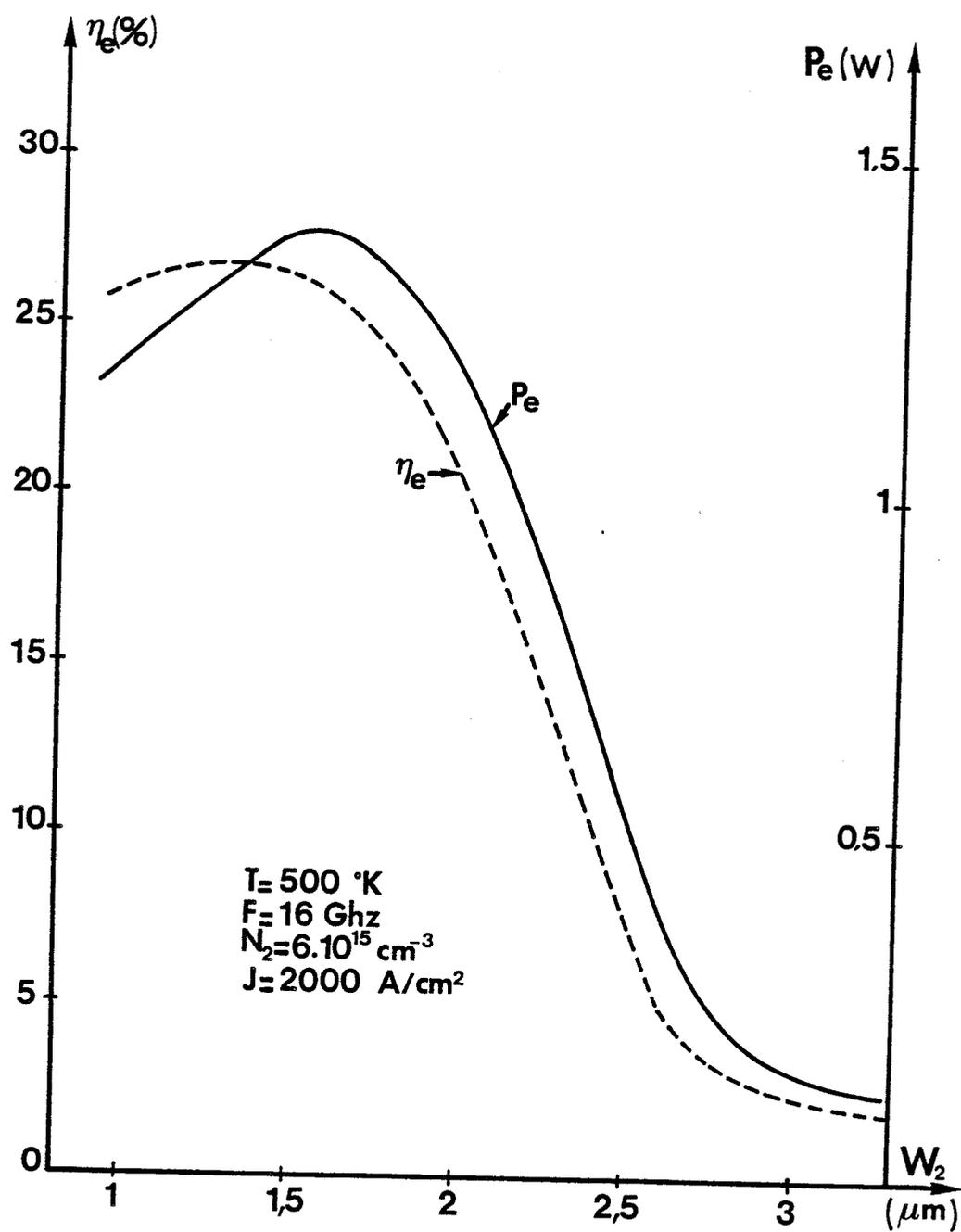


Figure II.3 : Evolution de la puissance hyperfréquence P_{HF} et du rendement η en fonction de l'épaisseur de l'épitaxie W_2

D'autre part, dans le cas d'un fonctionnement en régime impulsif, la durée de l'impulsion est suffisamment courte pour considérer que les variations de la température sont faibles. Nous admettons que cette température est constante et indépendante du temps pendant toute la durée d'application de l'impulsion.

Ces deux hypothèses simplificatrices seront discutées dans la troisième partie de ce chapitre et nous étudierons l'influence d'une non uniformité thermique spatiale ou temporelle sur les performances de la diode.

Il nous faut maintenant déterminer les paramètres de la structure (N_2, W_2) et la valeur de la densité de courant J permettant d'obtenir les performances optimales.

A.III.2 Détermination des densités de courant et des concentrations en impuretés optimales

En tenant compte des remarques faites dans le paragraphe précédent, nous déterminons dans cette partie les valeurs optimales de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 , de la densité de courant J et de la concentration en impuretés N_2 de la structure.

Nous résumons les valeurs des paramètres fixes utilisés pour la structure choisie :

- Fréquence $F = 16$ GHz
- Surface $S_0 = 10^{-4}$ cm² ($\phi \# 113\mu\text{m}$)
- Largeur $W_1 = 0,15\mu\text{m}$.

Afin de limiter la durée des calculs numériques, nous avons tout d'abord cherché la valeur optimale de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 . Pour cela, nous avons représenté sur la figure II.3, l'évolution de la puissance hyperfréquence P_{HF} et du rendement η émis en fonction de W_2 : nous constatons que nous obtenons un maximum en puissance pour une valeur de W_2 de l'ordre de $1,67\mu\text{m}$. Cette valeur optimale de l'épaisseur de l'épitaxie sera utilisée dans la suite de notre étude.

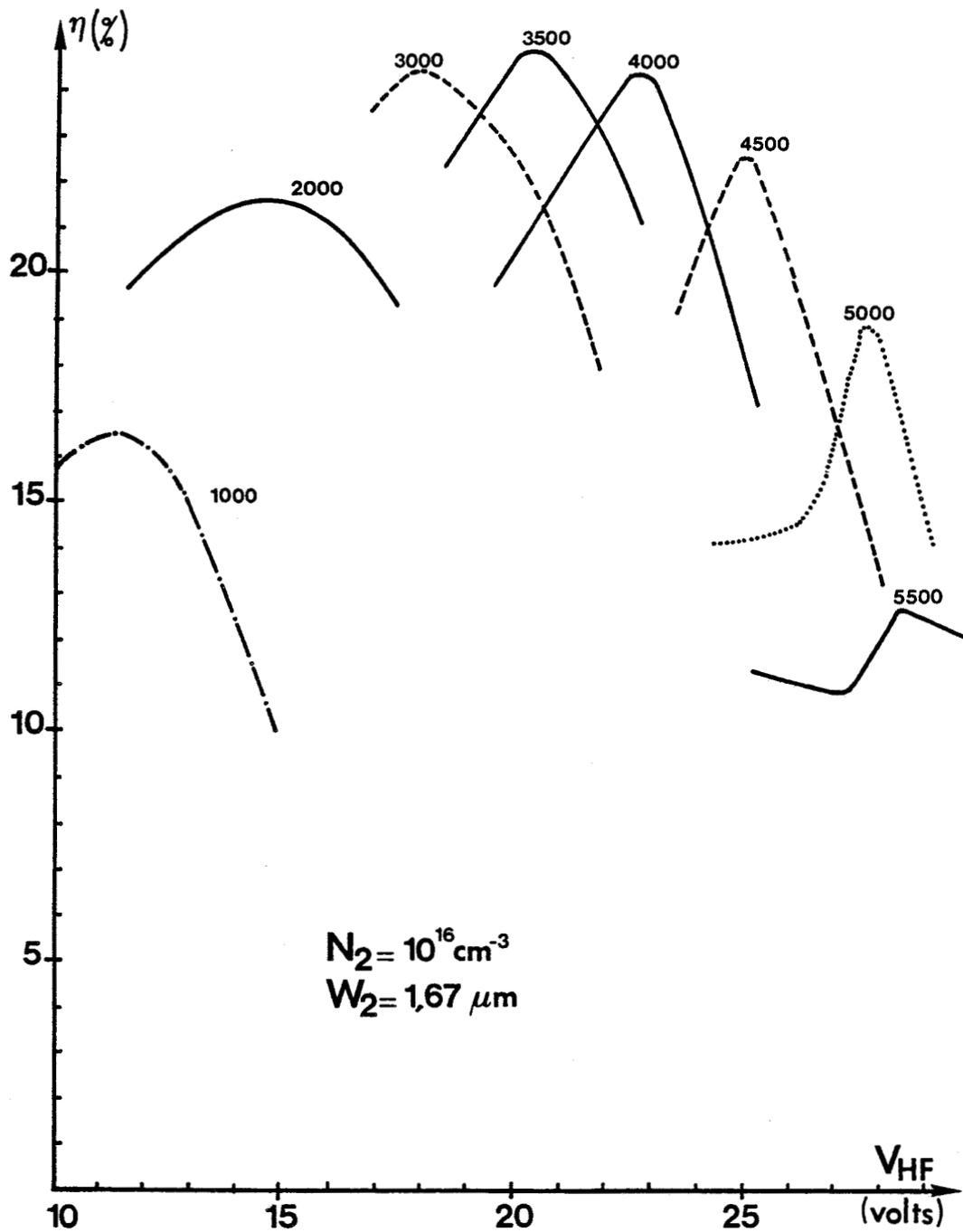


Figure II.4 : Variations du rendement η avec la tension hyperfréquence pour différentes valeurs de la densité de courant J_0 .

Notons qu'une étude complémentaire sur les variations des performances en fonction de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 sera effectuée dans la seconde partie du chapitre afin d'étudier la diminution de puissance qui pourrait résulter de l'utilisation d'une épaisseur d'épitaxie plus grande.

Il nous faut maintenant rechercher les valeurs optimales de la concentration en impuretés N_2 et de la densité de courant J_0 . Pour cela, nous procédons de la façon suivante :

Pour une valeur de la concentration en impuretés N_2 et pour une densité de courant J_0 données, nous calculons numériquement la puissance et le rendement hyperfréquences émis en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} . Nous répétons ensuite ce calcul pour d'autres valeurs de densité J_0 .

La figure II.4 illustre un exemple du travail effectué pour un dopage $N_2 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et pour des densités de courant variant de 1000 à 5500 A/cm².

Le programme numérique nous permet d'obtenir en même temps la résistance négative R_D de la diode.

Nous avons reporté sur la figure II.5, son évolution en fonction de la tension V_{HF} .

Cela nous permet de déceler des fonctionnements particuliers (tel que le "surfing mode " par exemple).

A partir de ces résultats, nous pouvons déterminer, pour une concentration en impuretés donnée N_2 les rendements et puissances maximum en fonction de la densité de courant J_0 . Nous les avons portés sur la figure II.6 pour l'exemple donné précédemment.

L'ensemble des calculs a été repris en faisant varier la concentration en impuretés N_2 pour les différentes valeurs de la densité de courant J_0 .

Nous pouvons alors tracer l'évolution du rendement et de la puissance en fonction de J_0 pour des valeurs de la concentration N_2 comprises entre 6.10^{15} et $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Les résultats de cette étude sont donnés sur les figures II.7 et II.8.

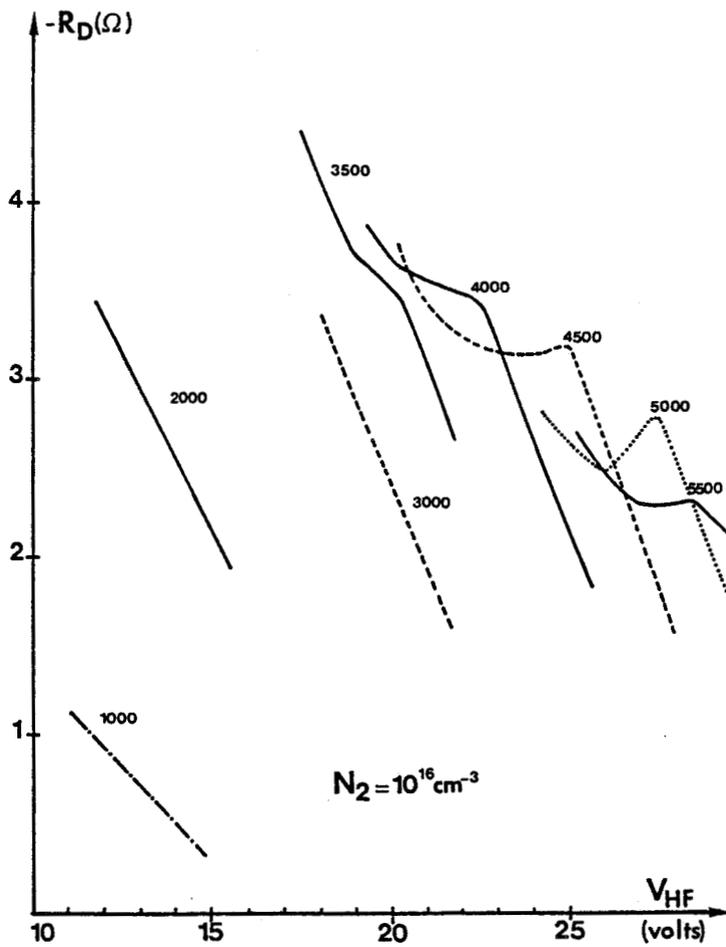


Figure II.5 : Evolution de la résistance négative R_D de la diode en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour différentes valeurs de la densité J_0 .

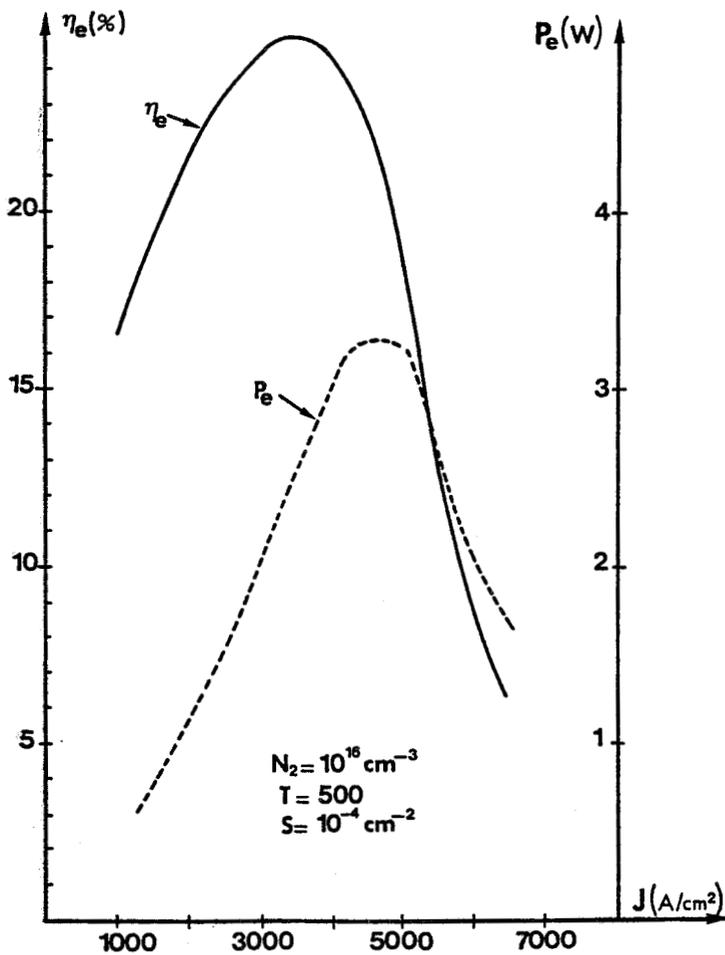


Figure II.6 :

Rendements et puissances maximum en fonction de la densité de courant pour une concentration en impuretés $N_2 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

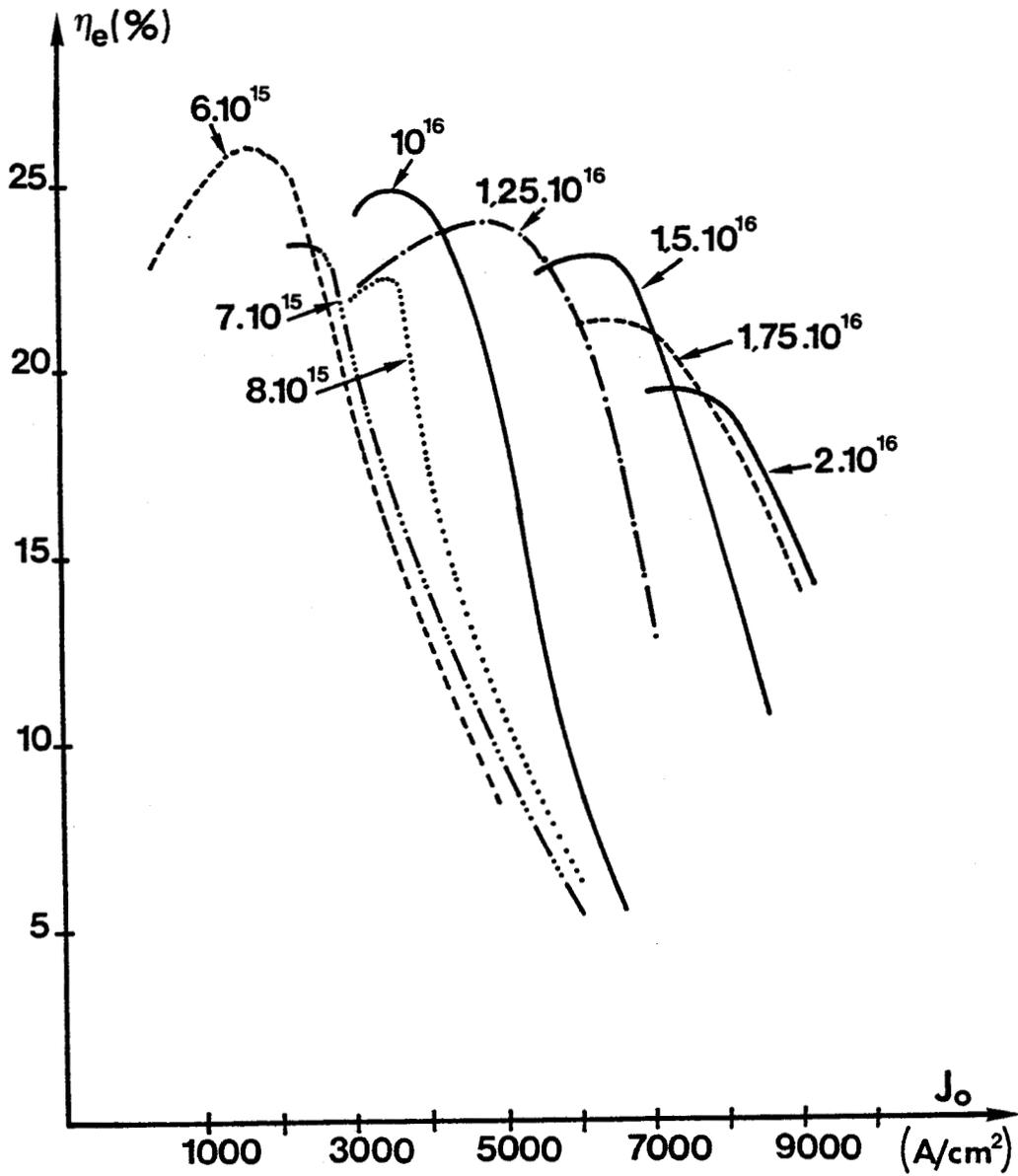


Figure II.7 : Evolutions du rendement η_e en fonction de la densité de courant J_0 pour différentes valeurs de la concentration en impuretés N_2 .

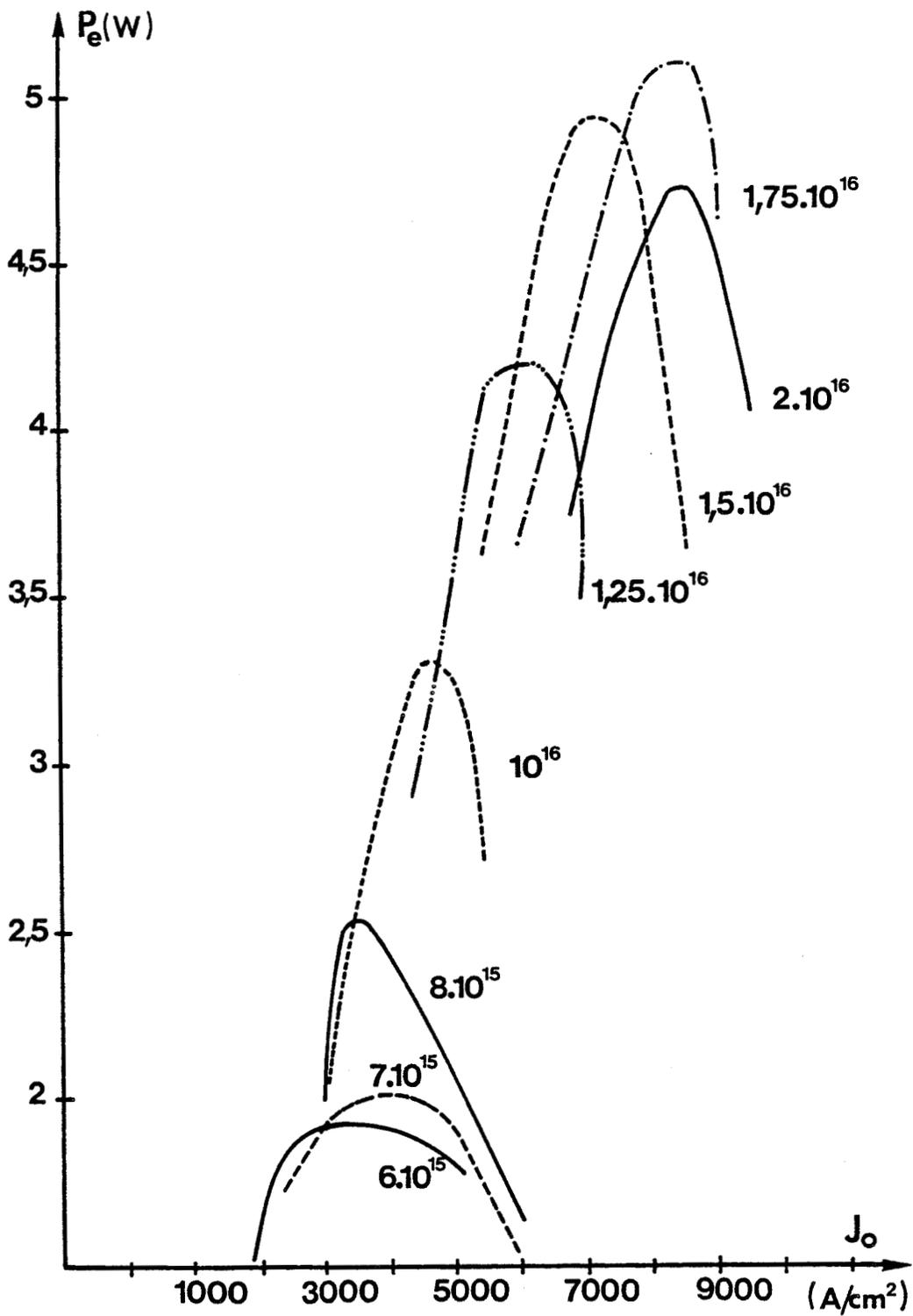


Figure II.8 : Evolutions de la puissance hyperfréquence P_{HF} en fonction de la densité J_0 pour différentes valeurs de la concentration en impuretés N_2 .

A partir de l'ensemble de ces résultats, il nous est maintenant possible de déterminer les puissances optimales émises par la diode A.T.T., que nous pouvons obtenir.

A.III.3 Détermination des puissances optimales

Effectivement, nous avons donné dans le paragraphe précédent, les puissances obtenues pour une diode de surface $S_0 = 10^{-4} \text{ cm}^2$ ($\phi \# 113 \mu\text{m}$) en fonction de la densité de courant J_0 et de la concentration en impureté N_2 pour une épaisseur d'épitaxie $W_2 = 1,67 \mu\text{m}$. Ces puissances obtenues ne tiennent pas compte de la température réelle de fonctionnement du composant. En effet, pour une surface S_0 , la température atteinte par le composant est souvent inférieure à la température retenue ($T = 500^\circ\text{K}$). En augmentant la surface S , nous augmentons la puissance continue et, de ce fait, la température de fonctionnement. De plus comme la puissance hyperfréquence émise par la diode est proportionnelle à la surface du composant, il semble donc possible d'augmenter cette puissance en augmentant la surface.

Cependant, il apparaît difficile d'augmenter cette surface S d'une manière trop importante, car plusieurs facteurs limitatifs interviennent alors :

- La diminution de l'impédance Z présentée par le composant. En effet, cette impédance est proportionnelle à $\frac{1}{S}$ et, en pratique, il paraît difficile d'utiliser des niveaux d'impédance $|Z|$ inférieurs à 5Ω .
- Les difficultés technologiques dues à l'encombrement dans le boîtier.
- L'augmentation de la température de la puce semiconductrice lorsqu'à densité de courant constante, nous augmentons la surface S .

En effet, la résistance thermique de la diode est, comme nous

l'avons vue, proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{S}}$ et, en conséquence l'élévation de température de la puce sera proportionnelle à \sqrt{S} .

La surface de la diode devra donc être choisie de façon que la température de fonctionnement soit égale à la température retenue.

Il nous faut maintenant voir comment à partir des résultats de la simulation numérique, il nous est possible de déduire les performances de diode fonctionnant dans les conditions que nous nous sommes fixées.

a) Calcul de la surface de la diode réelle

En utilisant la loi d'évolution de la résistance thermique R_{th} en fonction de la surface S du composant donnée précédemment et les résultats numériques concernant les performances obtenues pour la diode de surface $S_0 = 10^{-4} \text{ cm}^2$ ($\phi \# 113 \mu\text{m}$), il est possible de calculer la valeur de la surface S de la diode réelle qui fonctionne effectivement à la température retenue. Nous pouvons calculer aussi la puissance hyperfréquence maximale émise par la diode ayant cette surface.

La valeur de cette surface réelle peut être exprimée par la relation suivante :

$$S = k \cdot S_0 \quad (13)$$

avec

$$k = \frac{(\Delta T)^2}{(R_{th0} \cdot P_{abs})^2} \quad (14)$$

La puissance hyperfréquence émise par cette diode de surface S est alors :

$$P_{HF} = k \cdot P_{HF0} \quad (15)$$

où :

— P_{HFO} : est la puissance hyperfréquence émise par la diode de surface $S_o = 10^{-4} \text{ cm}^2$ et de résistance thermique R_{tho} .

— ΔT : est l'élévation de température ($\Delta T = 200^\circ\text{C}$)

— P_{abs} : est la puissance absorbée par la diode qui vaut :

$$P_{abs} = P_o (1 - \eta) \quad (16)$$

avec P_o puissance continue appliquée à la diode et η le rendement émis par celle-ci.

Les relations (12), (13) et (14) sont obtenues par un calcul détaillé en annexe I.

Ces formules établies ci-dessus sont valables pour un fonctionnement en mode continu où P_{abs} est la puissance continue absorbée par la diode de surface S_o .

En mode impulsionnel, la puissance continue n'est appliquée que pendant un laps de temps donné et de ce fait, l'élévation de température n'est due qu'à la puissance absorbée moyenne \bar{P}_{abs} .

En remplaçant, dans la relation (13) la puissance absorbée (P_{abs}) par la puissance absorbée moyenne (\bar{P}_{abs}), il nous est également possible de calculer la valeur de la surface et la puissance émise par la diode réelle fonctionnant en régime impulsionnel.

Afin d'illustrer ce calcul de la surface de la diode réelle nous l'appliquons aux deux exemples suivants: l'un pour le mode de fonctionnement continu, l'autre pour le mode impulsionnel. Ces deux exemples choisis correspondent à des conditions de fonctionnement proches de l'optimum.

Le fonctionnement en mode impulsionnel est caractérisé par:

ligne		FONCTIONNEMENT EN MODE CONTINU			FONCTIONNEMENT EN MODE IMPULSIONNEL		
A	PARAMETRES DE LA DIODE	$N_2 = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $W_2 = 1,67 \text{ } \mu\text{m}$ $S_o = 10^{-4} \text{ cm}^2$			$N_2 = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $W_2 = 1,67 \text{ } \mu\text{m}$ $S_o = 10^{-4} \text{ cm}^2$		
B	CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	$T = 500^\circ\text{K}$ $J_o = 2500 \text{ A/cm}^2$			$T = 500^\circ\text{K}$ $J_o = 6500 \text{ A/cm}^2$		
C	RESULTATS NUMERIQUES	$\eta_e = 25,4 \%$ $P_{\text{HFe}} = 1,89 \text{ W}$ $ R_D = 2,8 \text{ } \Omega$ $V_o = 29,8 \text{ V}$			$\eta_e = 18,3\%$ $P_{\text{HFe}} = 4,16 \text{ W}$ $ R_D = 3,1 \text{ } \Omega$ $V_o = 35 \text{ V}$		
D	PERFORMANCES UTILES	$\eta_u = 20,9\%$ $P_u = 1,55 \text{ W}$			$\eta_u = 15,4\%$ $P_u = 3,50 \text{ W}$		
E	SURFACES ET PUISSANCES MAXIMALES		CUIVRE	DIAMANT		CUIVRE	DIAMANT
		S (μm^2)	22800	73900	S (μm^2)	34100	110.000
		P _{HF} (W)	3,53	11,45	P _{HF} (W)	3,00	9,70
		Ø (μm)	170	307	φ (μm)	208	374

TABLEAU IV : EXEMPLE DE CALCUL DE LA SURFACE DE LA DIODE RÉELLE FONCTIONNANT À LA TEMPÉRATURE $T = 500^\circ\text{K}$

- un taux de remplissage de 25%
- une durée de l'impulsion $T = 1 \mu s$.

Dans ce cas la puissance moyenne absorbée sera
 $\bar{P}_{abs} = \frac{P_{abs}}{4}$: P_{abs} étant la puissance absorbée.

Dans le tableau IV nous résumons tout d'abord, les paramètres de la diode utilisés ainsi que les conditions de fonctionnement (lignes A et B).

Ensuite, nous donnons les résultats concernant les performances de la diode obtenus à partir du programme numérique (ligne C).

Les performances utiles (en tenant compte d'une résistance de pertes série $R_s = 0,5 \Omega$) sont données à la ligne D.

Néanmoins, ces résultats ne seront obtenus en pratique que si la diode fonctionne réellement à la température $T = 500^\circ K$.

Il nous faut donc rechercher les surfaces des diodes réelles, qui, compte tenu des résistances thermiques R_{th} et des équations précédentes, nous permettent un fonctionnement à cette température.

Nous chiffrons au tableau (ligne E) les surfaces des diodes réelles ainsi que les puissances hyperfréquences maximales émises par celles-ci.

Remarques:

- Les puissances en mode de fonctionnement impulsionnel sont données en valeurs moyennes.
- Dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte de la limitation d'impédance de la diode.

L'objectif de notre étude est l'obtention d'une puissance maximale dans des conditions de fonctionnement pratiques. Pour cela, nous allons définir les structures optimales caractérisées par une concentration en impuretés N_2 et une densité de courant J_0 .

Figure II.9 :

Evolution de la puissance hyperfréquence émise par la diode en fonction de la densité de courant J_0 en continu pour une concentration en impuretés $N_2 = 7.10^{15} \text{cm}^{-3}$.

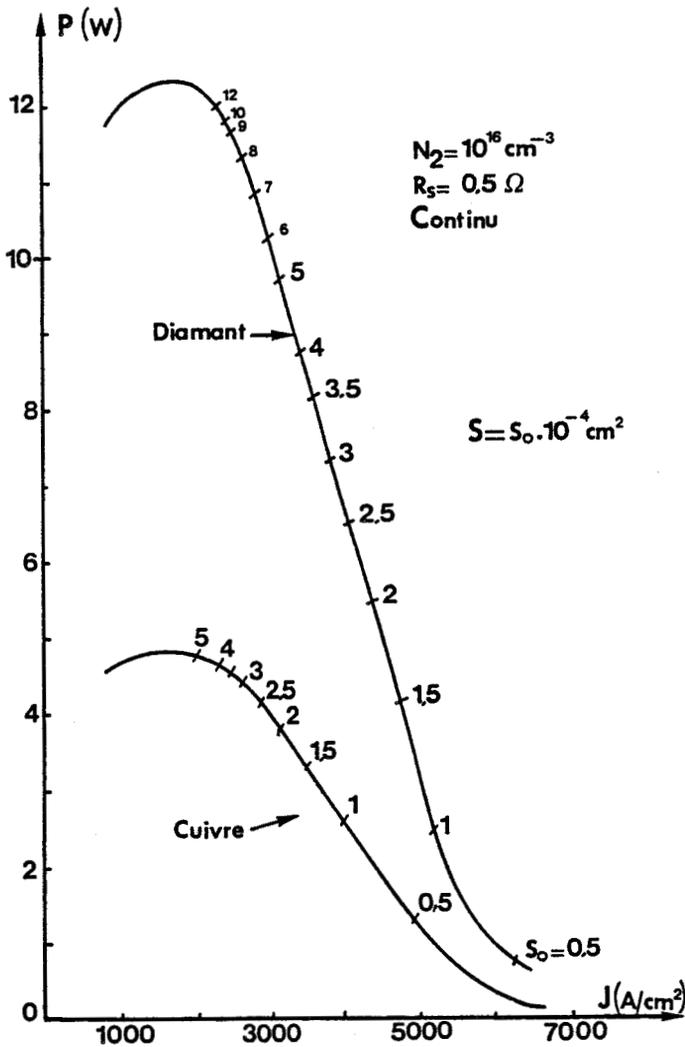
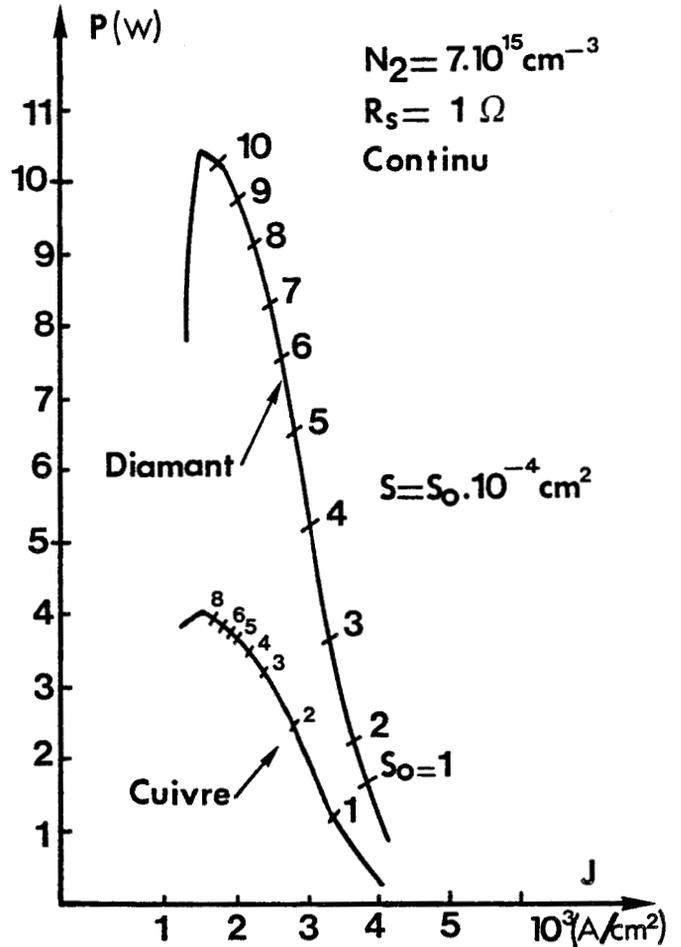


Figure II.10 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la densité de courant J_0 en continu pour une concentration $N_2 = 10^{16} \text{cm}^{-3}$

b) Résultats de l'optimisation

Nous avons repris tous les résultats précédents concernant les performances de la diode de surface S_0 obtenus à partir du programme de modélisation numérique puis calculé les valeurs des surfaces de diodes réelles fonctionnant à une température $T=500^\circ\text{K}$ ainsi que les puissances hyperfréquences maximales qui peuvent être obtenues à partir de ces diodes dans les différents cas de fonctionnements suivants :

- fonctionnement continu, dissipateur cuivre
- fonctionnement continu, dissipateur diamant
- fonctionnement en impulsions (25%, 1 μs), dissipateur cuivre
- fonctionnement en impulsions (25%, 1 μs), dissipateur diamant.

Nous traçons d'abord l'évolution de la puissance hyperfréquence P_{HF} émise par la diode en fonction de la densité de courant J_0 pour différentes valeurs de la concentration en impuretés N_2 comprises entre 6.10^{15}cm^{-3} et 2.10^{16}cm^{-3} en considérant les divers modes de fonctionnement cités plus haut.

Nous donnons des exemples de résultats obtenus sur les figures II.9 à II.12.

Nous reportons sur ces différentes courbes les valeurs des surfaces des diodes réelles qu'il faut utiliser pour obtenir un fonctionnement à la température retenue.

Ces résultats tiennent compte d'une résistance de perte R_s dont la valeur est comprise selon le cas étudié, entre 0,5 Ω et 1 Ω .

A partir de l'ensemble de ces résultats, nous pouvons déterminer, d'une part les valeurs optimales des puissances hyperfréquences qu'il est possible d'obtenir et d'autre part les valeurs des surfaces de diodes réelles dans un fonctionnement à une température $T = 500^\circ\text{K}$.

Ces valeurs sont reportées dans le tableau V pour les

Figure II.11 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la densité de courant en impulsions pour $N_2 = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

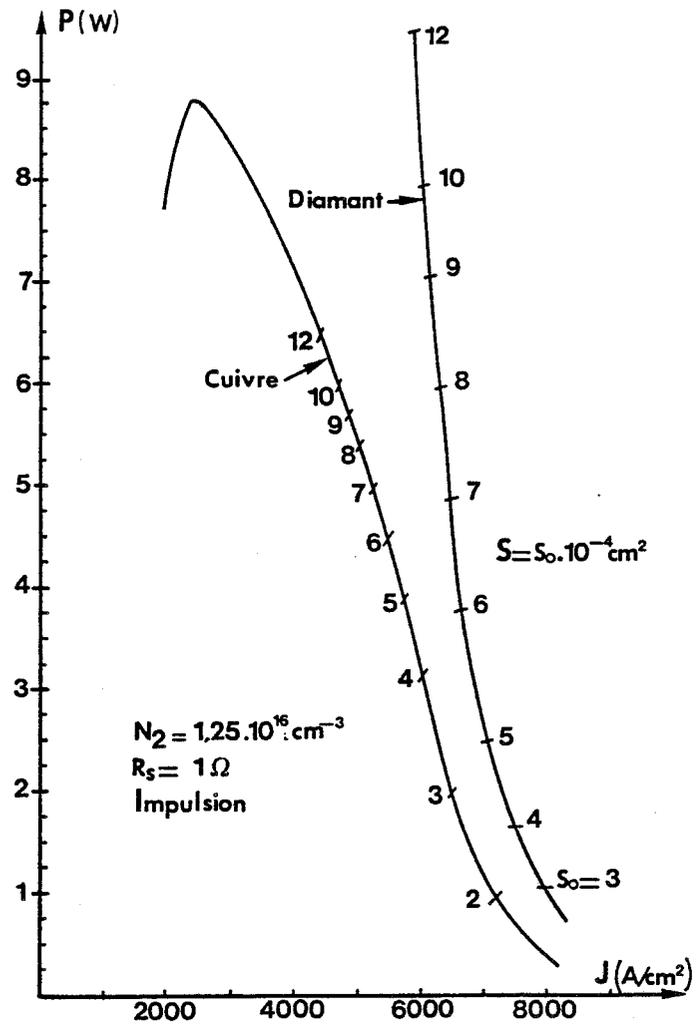
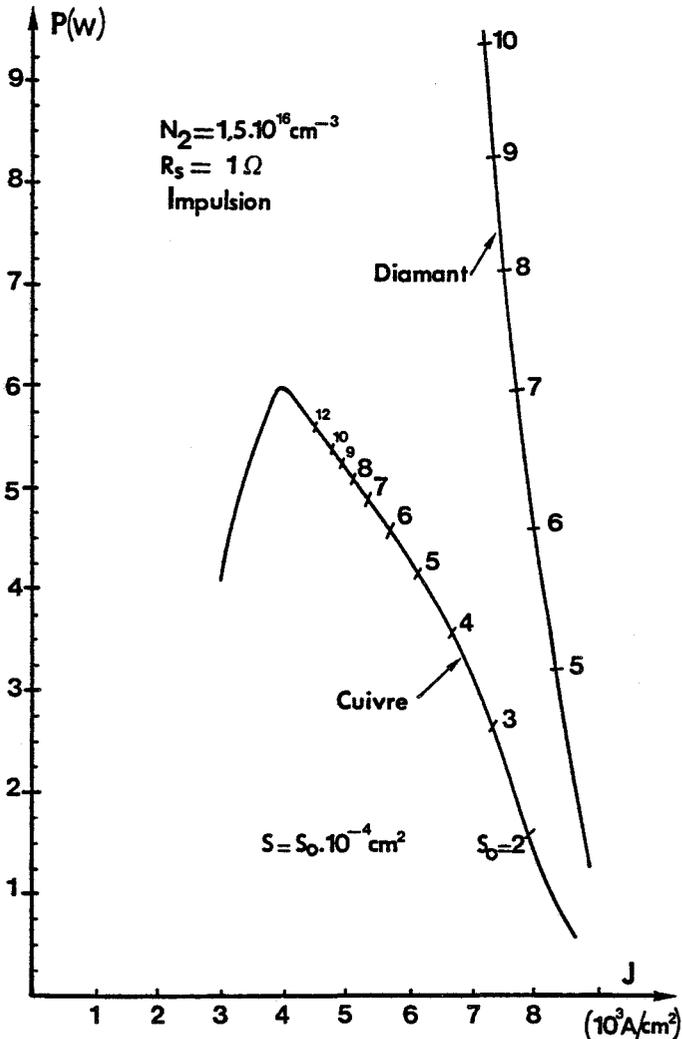


Figure II.12 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la densité de courant en impulsions pour $N_2 = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.



		Dopage N_2 (10^{15} cm^{-3})	6	7	8	10	12,5	15	17,5	20
RÉGIME CONTINU	CUIVRE	P_{HF} (W)	5,4	5,3	4,7	3,8	3,3	2,0	1,5	1,4
		S (10^{-4} cm^2)	14,3	7,1	7,2	4,3	4,6	1,1	0,6	0,7
		ϕ (10^{-2} cm)	4,27	3,00	3,03	2,34	2,42	1,18	0,87	0,94
		J_O (A/cm^2)	1000	1500	1500	2000	2000	4000	5000	5000
	DIAMANT	P_{HF} (W)	17,7	17,3	15,3	12,3	10,6	6,3	4,7	4,4
		S (10^{-4} cm^2)	46,4	22,9	23,2	13,9	15,0	6,0	2,0	2,2
		ϕ (10^{-2} cm)	7,69	5,40	5,43	8,85	4,37	2,76	1,60	1,67
		J_O (A/cm^2)	1000	1500	1500	2000	2000	3000	5000	5000
RÉGIME IMPULSIONNEL	CUIVRE	P_{HF} (W)	21,7	21,3	18,9	15,2	13	12	5,9	5,5
		S (10^{-4} cm^2)	228	112	114	69	74	30	10	11
		ϕ (10^{-2} cm)	17,00	11,94	12,05	9,4	9,7	6,2	3,57	3,74
		J_O (A/cm^2)	1000	1500	1500	2000	2000	3000	5000	5000
	DIAMANT	P_{HF} (W)	70,3	68,8	61,3	49,3	42,3	25	19	17,8
		S (10^{-4} cm^2)	738	365	371	223	239	96,3	33,1	35,2
		ϕ (10^{-2} cm)	30,70	21,56	21,74	16,85	17,44	11,07	6,49	6,7
		J_O (A/cm^2)	1000	1500	1500	2000	2000	3000	5000	5000

TABLEAU V : VALEURS OPTIMALES DES PUISSANCES HYPERFRÉQUENCES

deux modes de fonctionnement (continu et impulsionnel) et pour les deux types de radiateurs (cuivre et diamant). Nous avons également donné la valeur de la densité de courant à utiliser pour obtenir ces puissances.

Nous remarquons que dans le cas d'un fonctionnement en mode impulsionnel et notamment avec un dissipateur en diamant, les puissances hyperfréquences optimales sont obtenues pour des valeurs de surfaces de diodes particulièrement importantes.

Bien sûr, dans ce cas, il devient illusoire d'admettre toujours que la résistance thermique R_{th} de la diode varie en $\frac{1}{\sqrt{s}}$ comme nous l'avons exprimée à la relation (11), relation que nous avons utilisée dans notre modélisation numérique.

En effet, lorsque la surface de la diode est importante, il est nécessaire de tenir compte de la résistance thermique du boîtier ainsi que celle du circuit extérieur. Ce terme correctif sera noté R_{ths} .

La résistance thermique totale s'écrit alors :

$$R_{th \text{ totale}} = R_{th} + R_{ths} \quad (17)$$

avec

$$R_{th} = \frac{k'}{s} = \frac{K'}{\phi}$$

Dans le cas des faibles (ou moyennes) surfaces, nous avons négligé cette résistance R_{ths} , car celle-ci est faible devant R_{th} .

D'autre part, l'utilisation de diodes à surfaces importantes pose aussi d'autres difficultés, telles que :

— Diminution de l'impédance du composant. Il devient alors de plus en plus difficile de réaliser une adaptation d'impédance avec le circuit hyperfréquence dans le but d'obtenir la puissance hyperfréquence maximale qui pourra être émise par le composant.

— Encombrement dans le boîtier. Celui-ci devient important et pose certaines difficultés technologiques.

En conclusion, nous pouvons dire que ces valeurs de puissances optimales que nous avons obtenues par notre étude peuvent être optimistes et parfois irréalisables (notamment dans le cas d'utilisation d'un dissipateur en diamant pour le fonctionnement en mode impulsif).

Pour ces raisons, il est parfois commode de raisonner autrement et d'étudier l'évolution de la puissance hyperfréquence en se limitant à des valeurs arbitraires et plus réalistes de la surface de la diode.

Dans ce cas aussi, la densité de courant est toujours choisie de façon que la température de fonctionnement soit égale à 500°K.

Nous avons donc étudié l'évolution de la puissance hyperfréquence P_{HF} en fonction de la concentration en impuretés pour différentes valeurs de la surface de la diode limitées à des valeurs arbitraires comme nous l'avons signalé ..

Nous donnons sur les figures II.13 à II.16 les résultats de cette étude.

En fonctionnement continu pour un dissipateur cuivre (figure II.13), nous observons que les puissances maximales (pour ces valeurs de surfaces arbitraires) sont obtenues pour des concentrations en impuretés comprises entre 6 et $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ avec des densités de courant de l'ordre de 2000 A/cm^2 .

Dans le cas d'un dissipateur en diamant (figure II.14), les puissances maximales sont plus élevées que dans le cas d'un dissipateur en cuivre. Ces puissances maximales sont obtenues pour des concentrations en impuretés de $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et pour des densités de courant de l'ordre de 2200 A/cm^2 .

En fonctionnement impulsif, les puissances maximales sont obtenues pour des concentrations en impuretés de l'ordre de $1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour le cuivre (figure II.15) et de $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour le diamant (figure II.16).

Les densités de courant nécessaires sont alors de 5000 A/cm^2 pour le cuivre et supérieures à 7000 A/cm^2 pour le diamant.

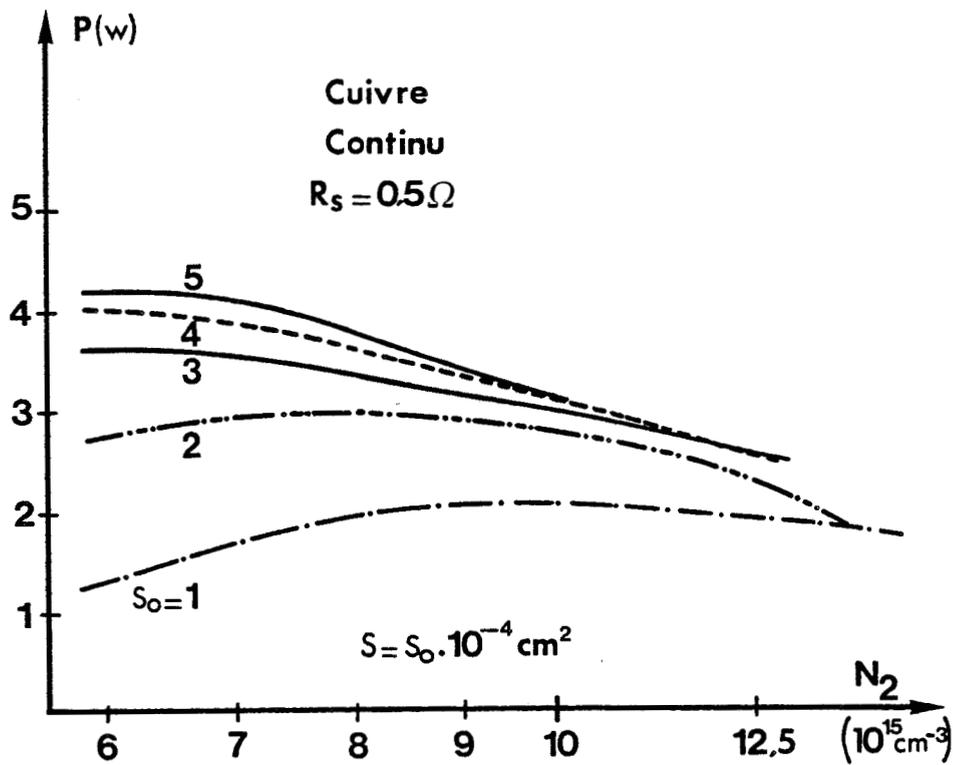


Figure II.13 : Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la concentration en impuretés N_2 pour différentes valeurs de la surface. (Régime continu, dissipateur cuivre)

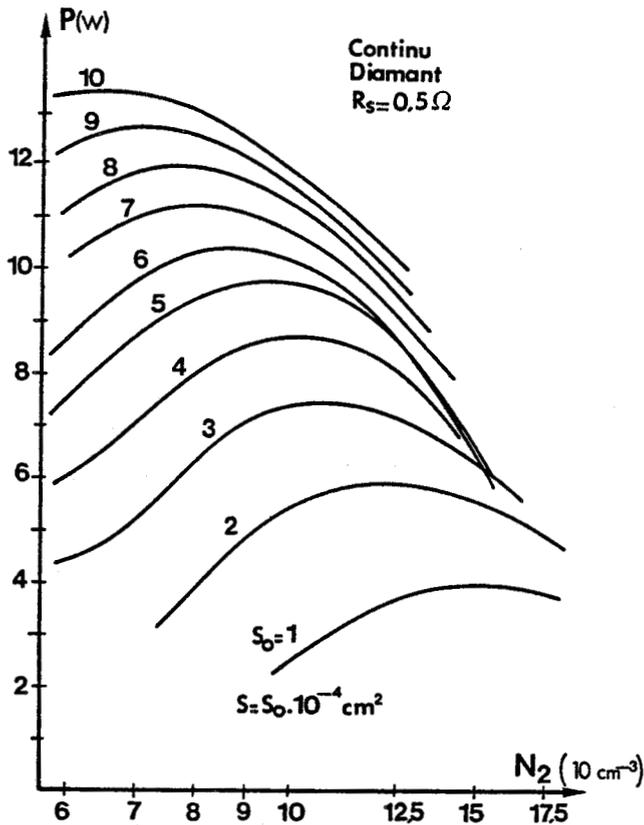


Figure II.14 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la concentration N_2 pour différentes valeurs de la surface (Régime continu, dissipateur diamant)

Figure II.15 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la concentration N_2 pour différentes valeurs de la surface. (Régime impulsional, dissipateur cuivre).

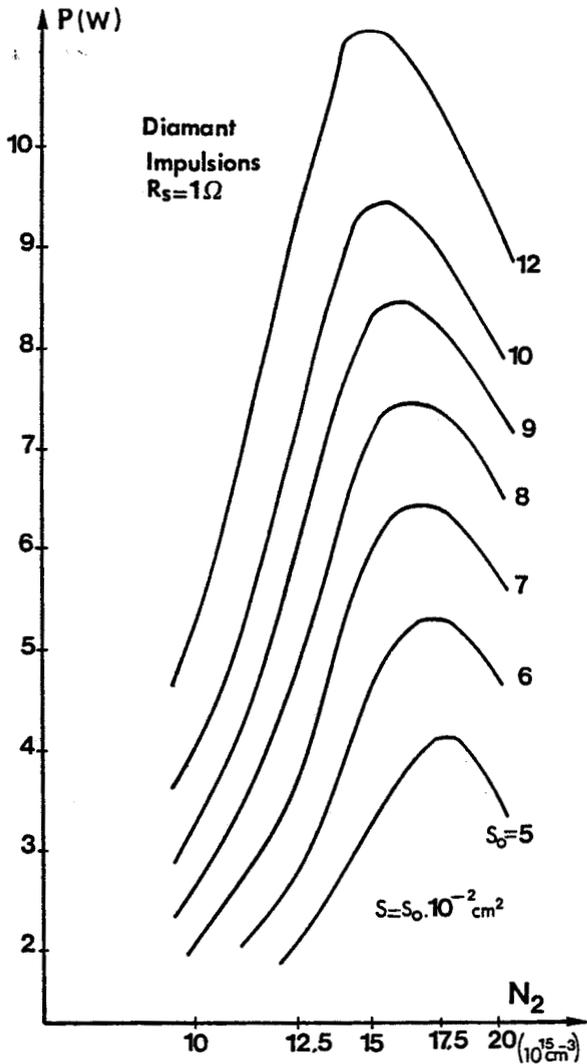
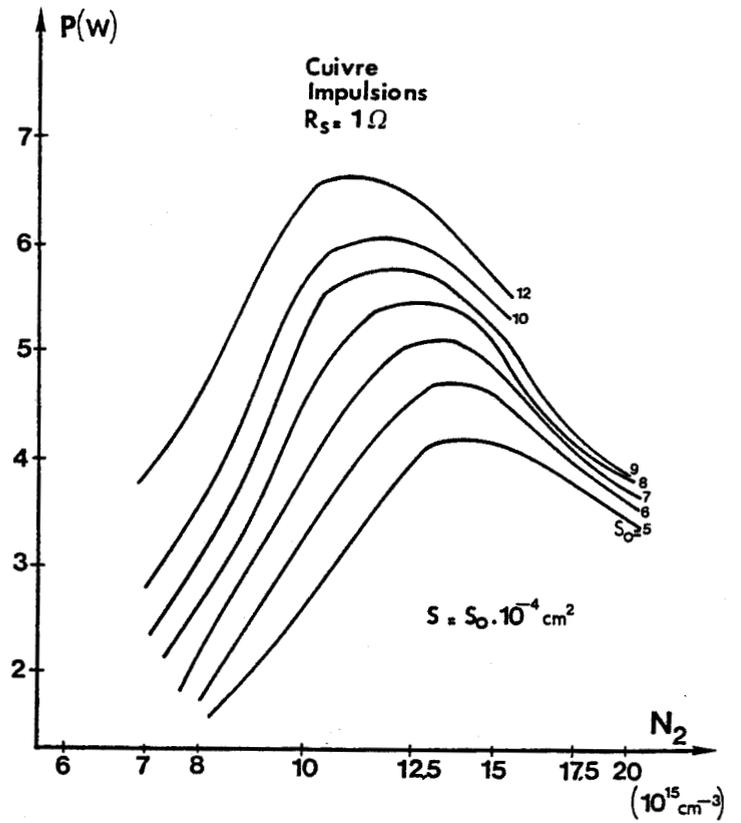


Figure II.16 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la concentration N_2 . (Régime impulsional, dissipateur diamant).

F = 16 GHz , T = 500 °K , W ₂ = 1,67μm		
	Continu (C.W)	Impulsions (1μs, 25%)
CUIVRE (Monomésa)	$4 W^* < P_u < 6W$ $18\% < \eta_u < 20\%$ $1000 A/cm^2 < J < 2000 A/cm^2$ $N_2 \# 6.10^{15} cm^{-3}$ $Z \# 4,5 \Omega$	$6 W < P_u < 8 W$ $21\% < \eta_u < 24\%$ $4800 A/cm^2 < J < 5200 A/cm^2$ $N_2 \# 1,25.10^{16} cm^{-3}$ $Z \# 1,5 \Omega$
DIAMANT (Monomésa)	$10 W < P_u < 14 W$ $20\% < \eta_u < 22\%$ $2000 A/cm^2 < J < 2200 A/cm^2$ $N_2 \# 7.10^{15} cm^{-3}$ $Z \# 1,6 \Omega$	$10 W < P_u < 12 W$ $21\% < \eta_u < 23\%$ $7000 A/cm^2 < J < 7500 A/cm^2$ $N_2 \# 1,5.10^{16} cm^{-3}$ $Z \# 1,6 \Omega$

$$0,5 \Omega \leq R_s \leq 1 \Omega$$

$$S = 100.000 \mu m^2$$

$$(* s = 35.000 \mu m^2)$$

TABLEAU VI : PERFORMANCES MAXIMALES ATTENDUES D'UN OSCILLATEUR
À DIODE A.T.T.

Nous résumons dans le tableau VI [32] , les performances maximales (puissances et rendements) attendues d'un oscillateur à diode A.T.T. pour le fonctionnement en régime continu et impulsif pour les deux cas de dissipateurs utilisés : cuivre et diamant.

Ces résultats tiennent compte d'une résistance de perte R_s comprise entre $0,5\Omega$ et 1Ω .

Nous avons indiqué dans chaque cas, la puissance maximale que nous pouvons obtenir ainsi que la concentration en impuretés dans la zone de transit, la densité de courant et la surface qui permettent son obtention.

Nous avons limité les valeurs des surfaces du composant afin de maintenir un niveau d'impédance qui permet une adaptation facile de ces diodes au circuit d'utilisation. Nous y avons noté les valeurs de ces impédances.

Nous constatons que ces impédances sont faibles et nous verrons au chapitre III le problème lié à la limitation d'impédance en étudiant la structure DDR.

A partir de l'ensemble des résultats que nous venons de présenter, nous pouvons définir précisément la structure et la densité de courant à utiliser dans un type de fonctionnement donné pour la température que nous avons retenue ($T=500^\circ\text{K}$).

Il semble intéressant d'étudier l'influence des variations de température sur les performances de la diode.

C) Etude en fonction de la température

Nous avons déjà signalé le rôle important joué par la température aussi bien sur le fonctionnement que sur les performances de la diode.

Pour cela, nous avons repris le travail d'optimisation précédent dans le cas où nous admettons que la température de fonctionnement retenue est de 450°K ou de 550°K .

Nous avons tracé l'évolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la température de fonctionnement pour diffé-

Figure II.17 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la température pour une concentration $N_2 = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

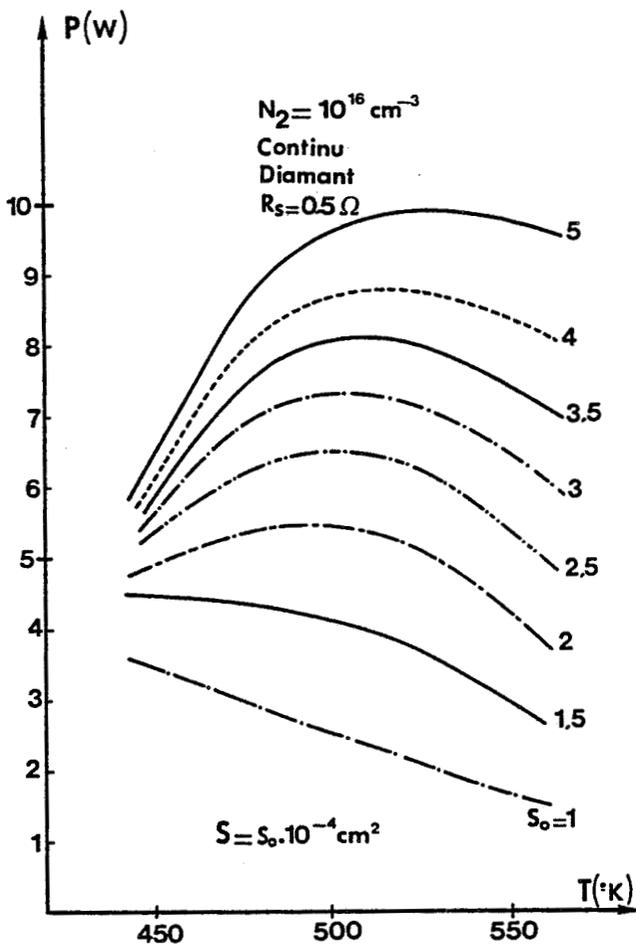
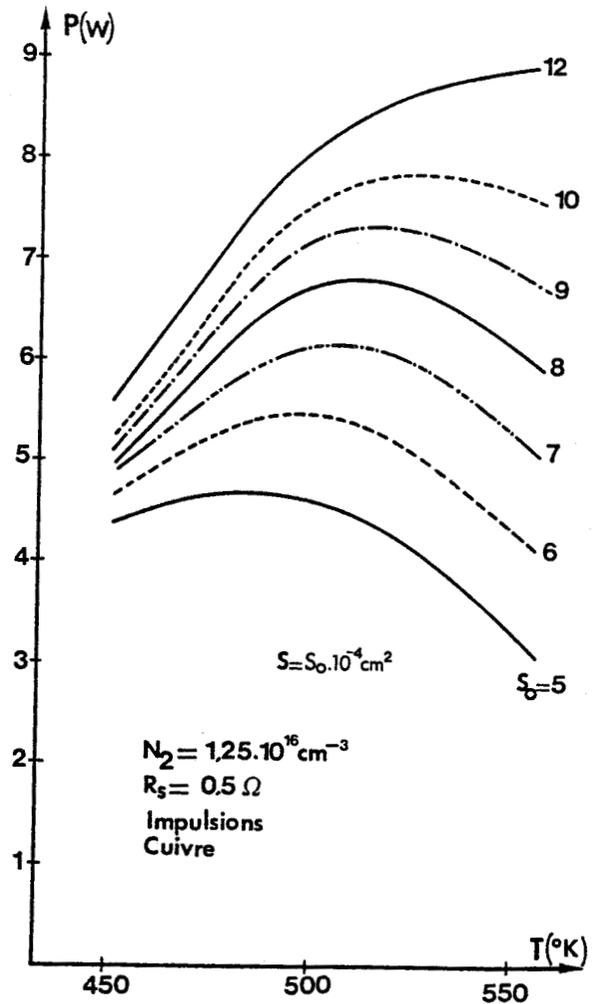


Figure II.18 :

Evolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la température pour une concentration $N_2 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

rentes valeurs de la surface du composant et pour chaque valeur de la concentration en impuretés N_2 .

Nous donnons aux figures II.17 et II.18 des exemples de résultats obtenus.

Dans chaque cas, le courant de polarisation est choisi de façon que la diode fonctionne à la température retenue.

Toute élévation de la température doit permettre de faire passer un courant de polarisation plus important, ce qui devrait en principe se traduire par une augmentation de la puissance hyperfréquence. C'est ce que nous constatons au départ pour les surfaces les plus importantes.

Cependant, nous observons une diminution de la puissance si la température retenue est trop élevée.

Cet effet peut s'expliquer assez aisément dans la mesure où toute élévation de température va diminuer d'une part, la vitesse de saturation des porteurs, d'autre part, la mobilité en champ faible, ce qui entraînera une diminution du rendement et en conséquence une baisse de la puissance hyperfréquence de sortie.

Il est important de noter que la température de fonctionnement la plus intéressante semble être de $500^\circ K$, ce qui justifie à posteriori le choix de cette valeur de température.

CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons donné les conditions réalistes dans lesquelles doit être effectuée notre étude concernant la recherche de la structure optimale de la diode permettant d'obtenir les performances maximales.

Nous avons ensuite défini les paramètres de cette structure optimale et évalué les performances maximales qui peuvent être

obtenues par l'oscillateur à diode S.D.R tant pour le fonctionnement en mode continu que pour le mode impulsif, en considérant différents types de dissipateurs thermiques.

Nous avons tenu compte, dans cette étude, de la température réelle de fonctionnement atteinte par le composant et nous avons montré le rôle important joué par cette température sur les performances de la diode.

Dans cette étude, nous avons considéré une épaisseur d'épitaxie $W_2 = 1,67\mu\text{m}$

Nous allons étudier, dans la partie suivante, les variations des performances qui peuvent résulter de l'utilisation d'épitaxies plus épaisses.

PARTIE B

"INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE L'ÉPITAXIE"

INTRODUCTION

L'ensemble des résultats que nous avons présenté dans la première partie de ce chapitre a été obtenu en considérant une épaisseur d'épitaxie $W_2 = 1,67\mu\text{m}$.

Pour ces diodes, caractérisées par un champ électrique non négligeable au voisinage du substrat, des études à deux dimensions [33] ont montré qu'il y a un renforcement du champ électrique sur les bords, ce qui peut entraîner des claquages prématurés ou de l'ionisation dans la zone de transit.

Le fonctionnement dans ce type de régime s'avère donc délicat. Pour avoir une meilleure fiabilité, il paraît intéressant d'utiliser des diodes avec des épitaxies plus épaisses. Mais l'augmentation de l'épaisseur de l'épitaxie des diodes augmente également les pertes dans le substrat (caractérisées par le terme R_s) et de ce fait va diminuer les performances.

Cependant, il est intéressant d'étudier dans quelle mesure une augmentation de l'épaisseur de l'épitaxie n'entraînera pas une diminution trop brutale des performances des diodes A.T.T.

B.I STRUCTURES CONFINÉES ET NON CONFINÉES

Nous considérons une diode S.D.R. avec un profil de dopage différencié L.H.L.

Nous envisageons deux cas :

a) Une structure où l'épaisseur de l'épitaxie est grande. Le champ électrique statique s'annule à une position $x=W_T$ (largeur de la zone de transit) inférieure à W_2 (épaisseur de l'épitaxie): c'est la structure que nous appellerons non confinée qui

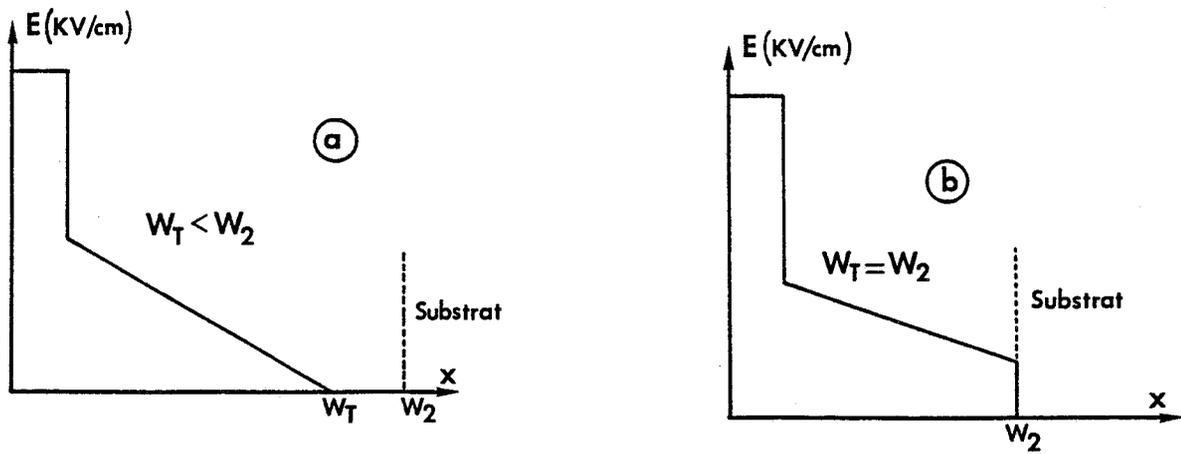


Figure II.19 : (a) Profil de champ électrique statique pour une structure confinée
 (b) Profil de champ électrique statique pour une structure non confinée

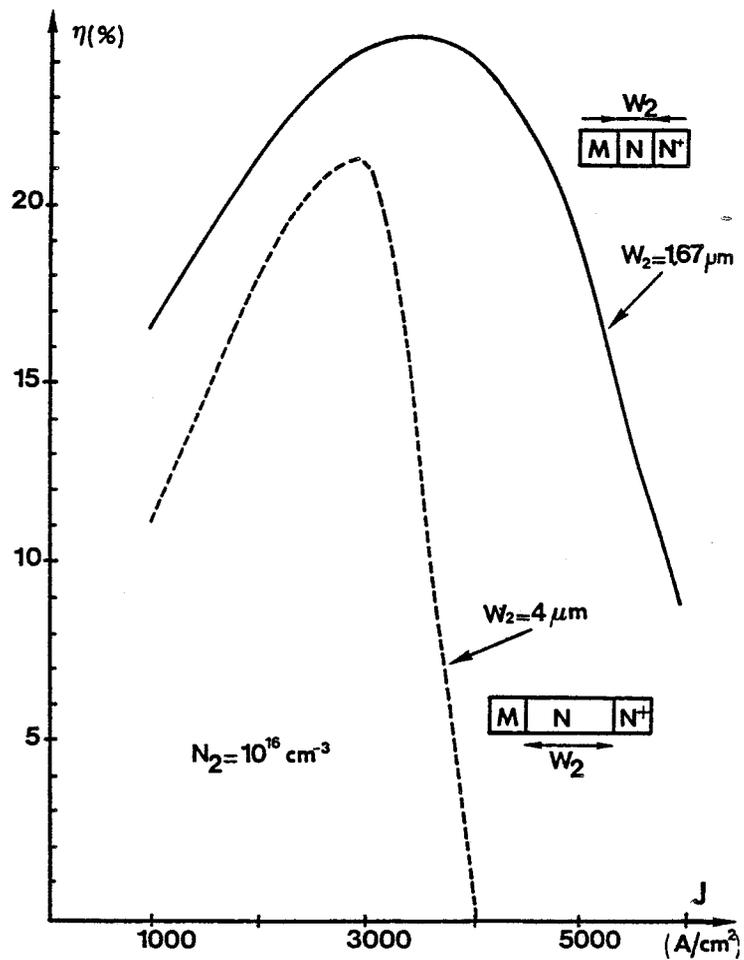


Figure II.20 : Evolution du rendement en fonction de la densité de courant pour deux valeurs de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 .

est donnée sur la figure II.19.a.

b) Une structure où l'épaisseur de l'épitaxie est courte. La carte de champ électrique est tronquée et nous avons $W_T=W_2$: c'est la structure confinée. C'est d'ailleurs cette structure que nous avons étudiée dans la première partie de ce chapitre avec $W_T=W_2=1,67\mu\text{m}$. Celle ci est donnée sur la figure II.19.b.

Nous étudions, dans l'étape suivante, l'influence de la valeur de cette épaisseur d'épitaxie sur le rendement émis par la diode.

B.II INFLUENCE SUR LE RENDEMENT

La figure II.20 représente l'évolution du rendement émis η_e par la diode en fonction de la densité de courant J_0 pour deux structures ayant respectivement comme épaisseurs d'épitaxie W_2 : $1,67\mu\text{m}$ et $4,00\mu\text{m}$. Ces deux valeurs correspondent à deux cas extrêmes choisis pour l'étude.

Nous constatons d'après ces résultats que pour des densités de courant inférieures à 3000 A/cm^2 , le rendement émis n'est que légèrement diminué lorsqu'on augmente l'épaisseur W_2 de l'épitaxie. Cette diminution peut s'expliquer, comme nous l'avons déjà signalé, par une augmentation de la résistance série R_s .

Il n'en est plus de même pour les densités de courant plus élevées, souvent nécessaires lorsqu'on travaille en régime impulsif, où nous constatons une diminution dramatique du rendement.

Afin de compléter ce travail, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 sur le rendement émis η_e pour différentes valeurs de la densité de courant J et pour plusieurs valeurs de la concentration en impuretés N_2 comprises entre 6.10^{15} et $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons fait varier cette épaisseur W_2 entre $1\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$.

Les densités de courant à partir desquelles nous

Figure II.21 :

Evolution du rendement hyperfréquence en fonction de l'épaisseur W_2 pour plusieurs valeurs de la densité de courant . ($N_2 = 10^{16} \text{cm}^{-3}$)

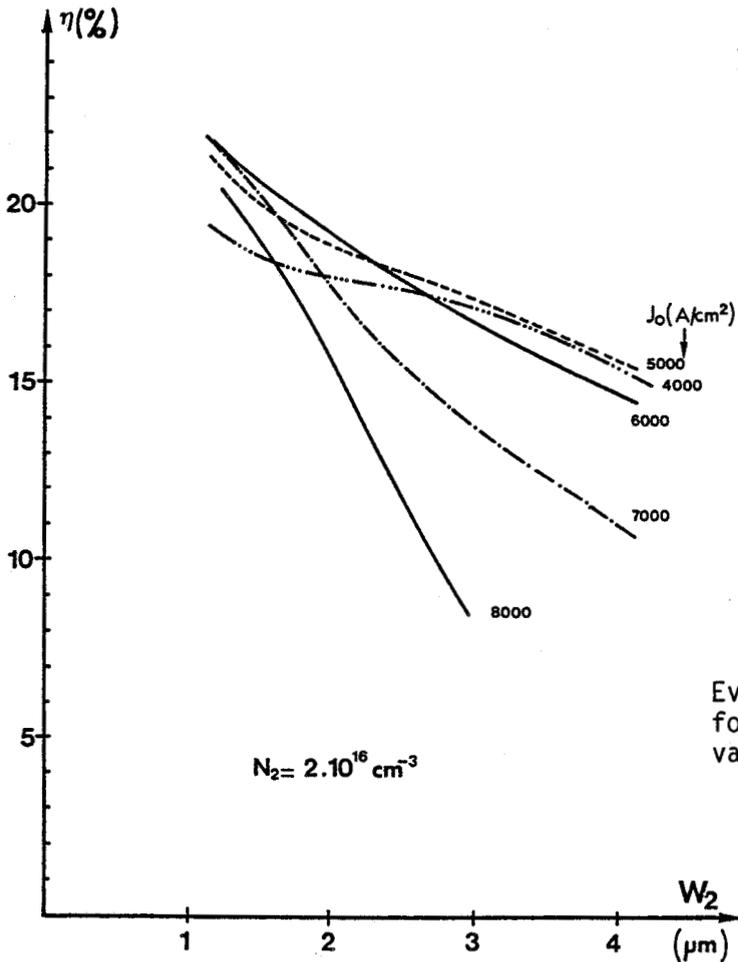
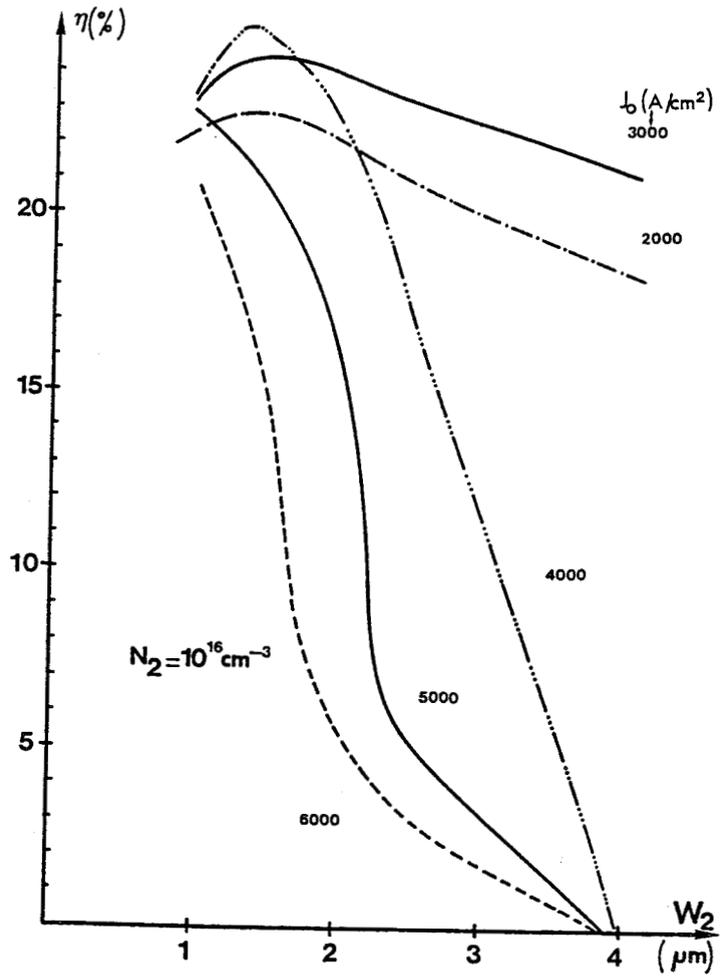


Figure II.22 :

Evolution du rendement hyperfréquence en fonction de l'épaisseur W_2 pour plusieurs valeurs de la densité de courant. ($N_2 = 2.10^{16} \text{cm}^{-3}$)

observons une chute du rendement dépendant sensiblement de la concentration en impuretés de l'épitaxie comme nous le montrent les résultats donnés aux figures II.21 et 22 où nous avons représenté l'évolution du rendement η en fonction de W_2 pour différentes valeurs de la densité de courant J_0 pour deux valeurs de la concentration en impuretés N_2 : 10^{16} et $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Ainsi pour la concentration en impuretés $N_2=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (fig.II.21), le rendement émis diminue fortement si nous utilisons des densités de courant supérieures à 3000 A/cm^2 .

Par contre, pour la concentration en impuretés $N_2=2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (fig.II.22), cette diminution n'est observée que pour une densité de courant supérieure à 6000 A/cm^2 .

L'ensemble des résultats obtenus pour toutes les concentrations en impuretés sont reportés sur la figure II.23. Nous pouvons alors effectuer la comparaison entre le fonctionnement avec une structure confinée et une structure non confinée.

Nous avons tracé sur cette figure les densités de courant J en fonction des concentrations en impuretés N_2 de la structure. Cette courbe comporte deux zones :

- une zone non hachurée A : où les résultats obtenus par la structure non confinée ne diffèrent que légèrement de ceux obtenus par la structure confinée. Cette région représente donc une zone de fonctionnement intéressante dans le cas d'utilisation des structures non confinées.

- une zone hachurée B : où nous constatons une baisse dramatique des performances pour la structure non confinée. Cette zone doit être interdite dans le cas d'un fonctionnement avec des structures non confinées.

Ces résultats sont importants et nous permettent de tirer les conclusions suivantes:

— Fonctionnement en mode continu :

Dans ce cas, les densités de courant nécessaires sont faibles et nous pouvons utiliser des épitaxies d'épaisseurs plus importantes (jusqu'à $W_2 \# 4 \mu\text{m}$). Les performances obtenues ne sont

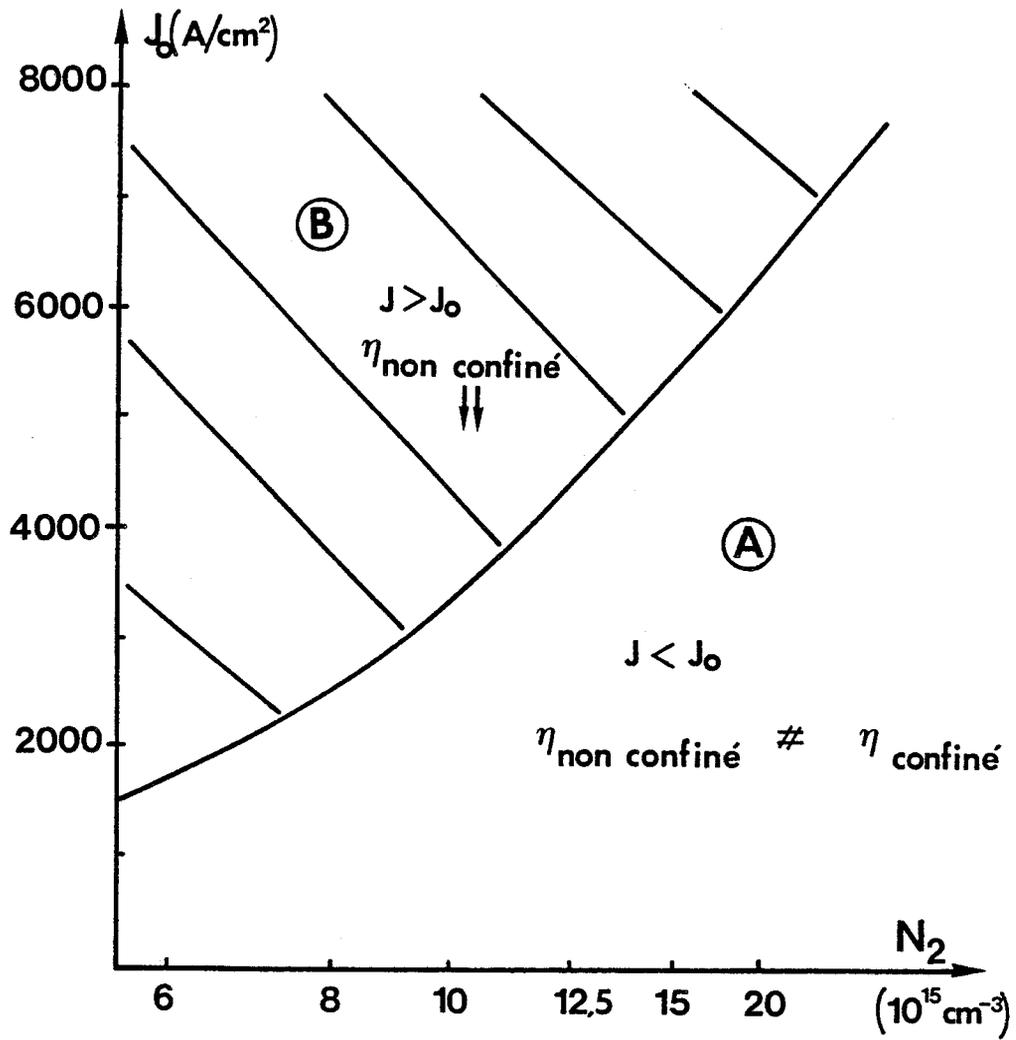


Figure II.23 : Comparaison entre le fonctionnement en mode confiné et non confiné.

que légèrement plus faibles que celles des structures confinées.

— Fonctionnement en mode impulsionnel :

Dans ce cas, par contre, les densités de courant requises sont beaucoup plus élevées (surtout avec des dissipateurs en diamant), il est souhaitable d'utiliser des structures où le champ électrique est plus confiné, c'est à dire des épitaxies moins épaisses ($W_2 \# 1,67\mu\text{m}$) si nous voulons toujours obtenir des performances acceptables.

Il nous semble intéressant d'étudier dans quelle mesure, cette chute du rendement avec l'augmentation de l'épaisseur de l'épithaxie W_2 , n'entraîne pas aussi une variation de l'impédance.

Nous allons donc comparer l'impédance d'une structure non confinée avec celle d'une structure confinée.

B.III INFLUENCE SUR L'IMPÉDANCE

Nous avons donc étudié les variations de l'impédance et du rendement hyperfréquence en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} appliquée à la diode pour plusieurs valeurs de la concentration en impuretés N_2 et plusieurs valeurs de la densité de courant J .

Pour les valeurs les plus faibles de la concentration ($N_2 \# 10^{16} \text{cm}^{-3}$), les résultats obtenus sont donnés sur les figures II.24 et 25. Nous constatons que quelles que soient les valeurs de la densité de courant, les impédances sont du même ordre de grandeur. Notons que pour les diodes non confinées, nous observons un fonctionnement particulier type "Surfing Mode" (difficilement réalisable en pratique).

Pour les valeurs plus importantes du dopage ($N_2 \# 1,5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$), nous aboutissons aux mêmes conclusions : les impédances restent du même ordre de grandeur. Les résultats correspondants sont donnés sur les figures II.26 et 27.

Il semble donc, que la chute brutale du rendement

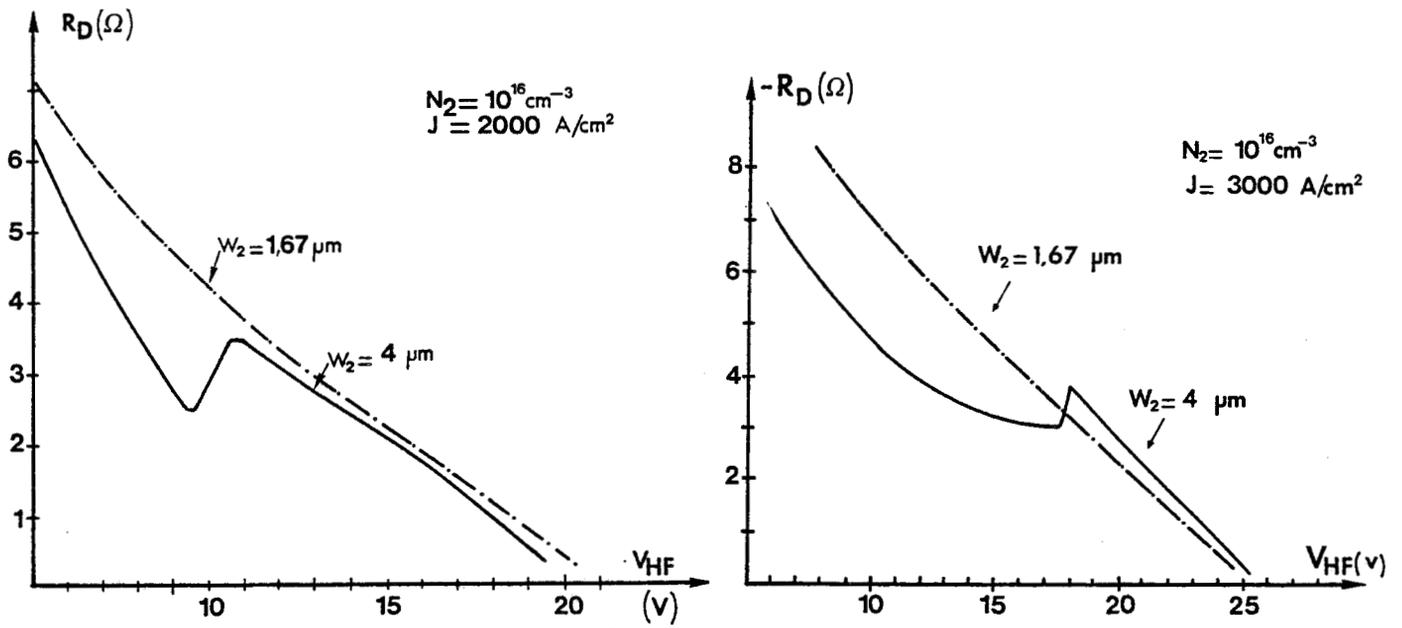


Figure II.24 : Evolution de la résistance négative R_D en fonction de la tension hyperfréquence pour la structure confinée et non confinée. ($N_2 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

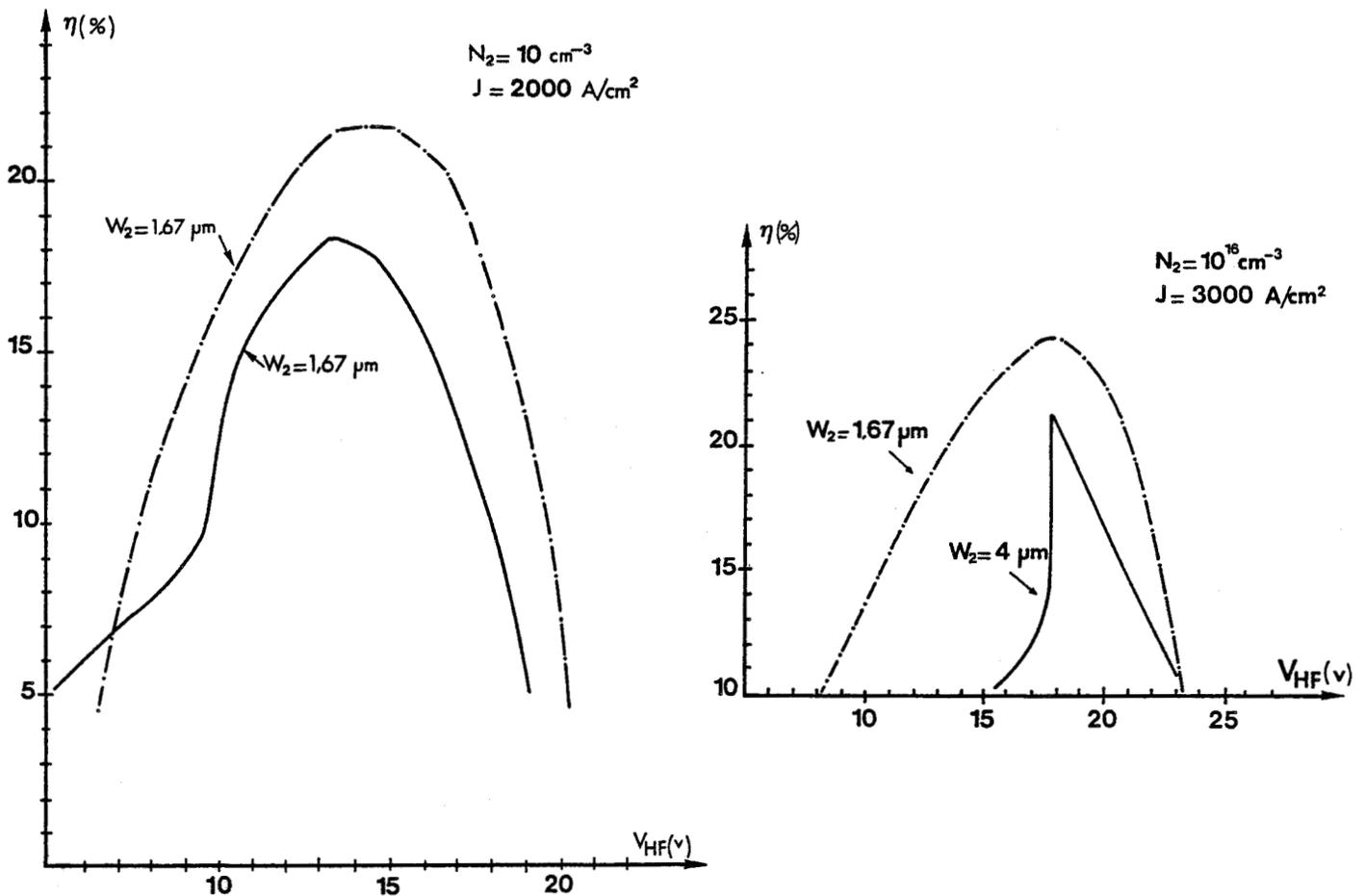


Figure II.25 : Variations du rendement hyperfréquence en fonction de V_{HF} . ($N_2 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

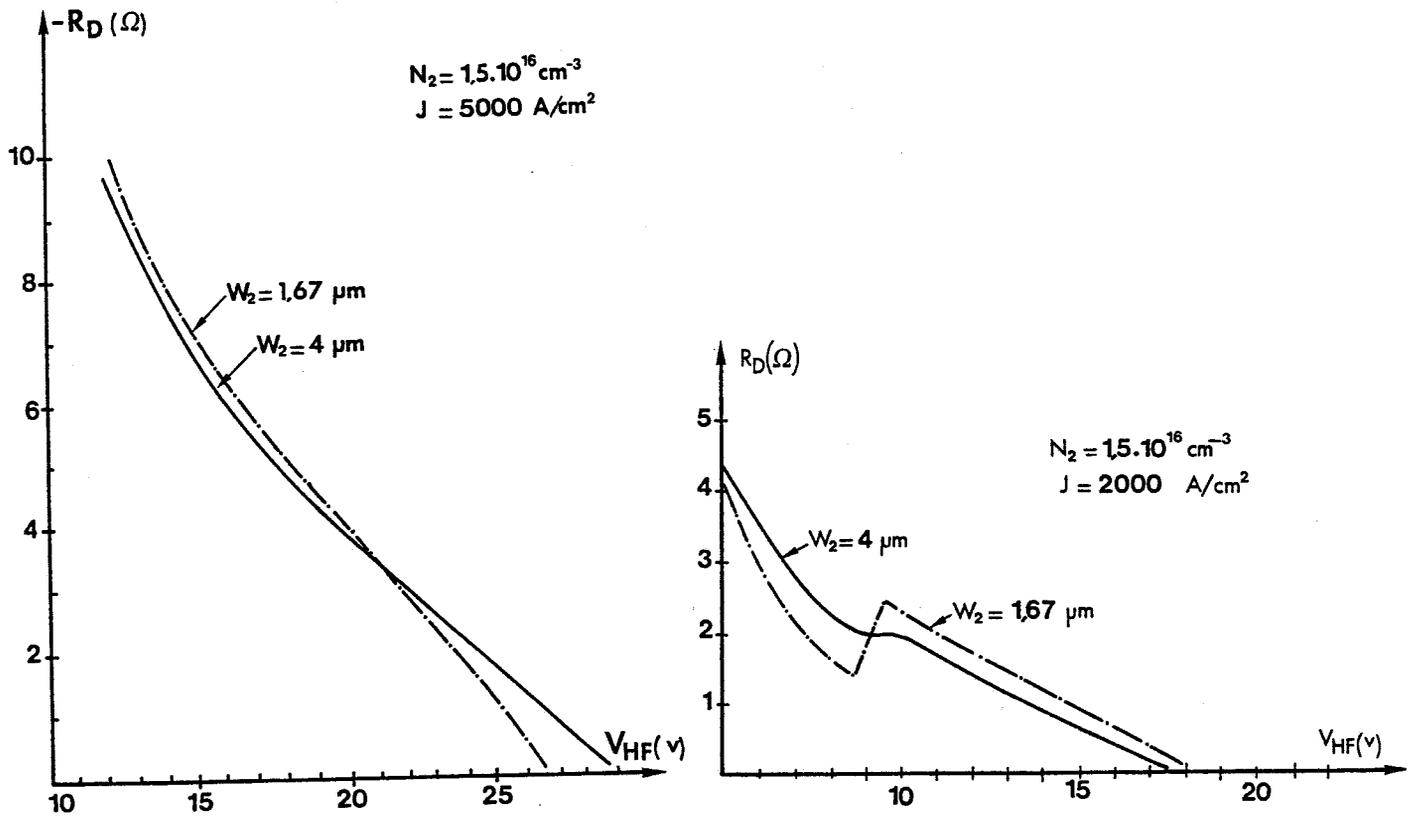


Figure II.26 : Evolution de la résistance négative R_D en fonction de V_{HF} . ($N_2 = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

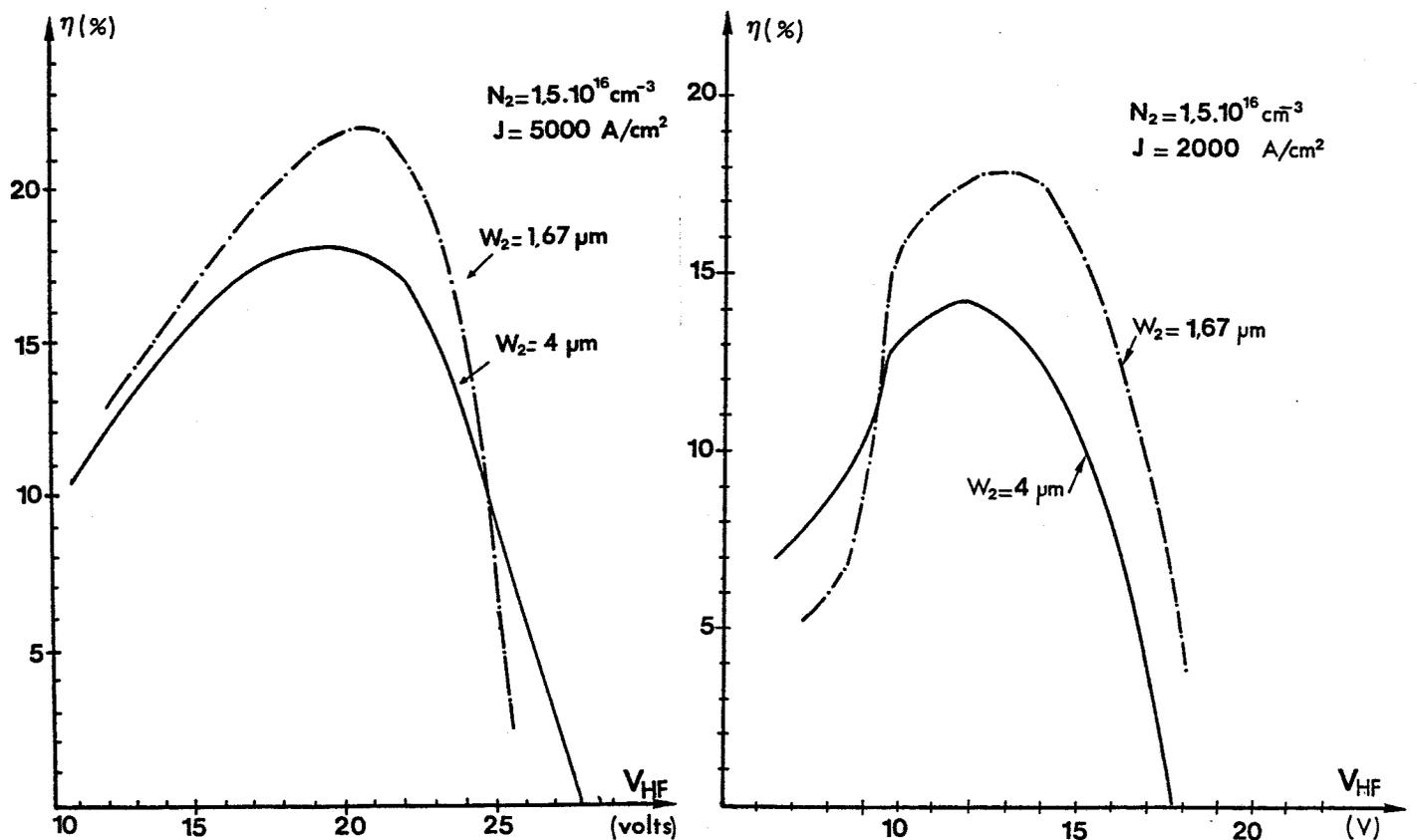


Figure II.27 : Variations du rendement hyperfréquence en fonction de V_{HF} ($N_2 = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

observée, lorsque l'on augmente l'épaisseur de l'épitaxie W_2 n'entraîne aucune variation importante au niveau de l'impédance.

CONCLUSION

Dans cette partie de l'étude, nous avons mis en évidence l'influence de l'épaisseur de l'épitaxie sur les performances obtenues [34].

L'utilisation de structures non confinées n'entraîne qu'une faible diminution des performances si les densités de courant ne sont pas trop élevées (cas du fonctionnement en régime continu).

Par contre, avec des densités de courant plus importantes (régime impulsionnel), nous observons une diminution dramatique des performances.

Ce résultat est important dans la mesure où il montre que la structure utilisable en impulsion devra être différente de celle utilisée en régime continu. En particulier, il sera nécessaire de prévoir des épitaxies plus courtes en impulsions.

L'ensemble des résultats que nous venons de présenter a été obtenu en considérant une répartition uniforme de la température (tant spatiale que temporelle) au sein de la diode. Nous nous proposons maintenant de discuter cette hypothèse.

PARTIE C : "ÉTUDE DE LA NON UNIFORMITÉ THERMIQUE"

INTRODUCTION

La nécessité d'obtenir des puissances hyperfréquences importantes nous conduit à utiliser des densités de courant de plus en plus grandes et à travailler à des températures élevées. En conséquence, le flux de chaleur mis en jeu à travers la diode est important et alors se pose le problème de sa répartition tant spatiale que temporelle.

En effet, les résultats de l'optimisation que nous avons présenté dans la première partie de ce chapitre ont été obtenus en considérant une distribution uniforme de la température au sein de la zone active du composant.

Or, cette hypothèse ne correspond pas exactement à la réalité physique. En effet, la diode s'échauffe sous l'effet de la puissance continue qui lui est appliquée et un gradient de température se crée [33].

Il en découle une non uniformité radiale de courant due aux paramètres de la diode dépendant de la température.

D'autre part, lors de l'étude du fonctionnement en mode impulsionnel, nous avons supposé que pendant le temps d'application de l'impulsion, la température était constante et nous n'avons considéré que sa valeur moyenne.

Cette hypothèse n'est pas non plus vérifiée en pratique car la température augmente en fonction du temps pendant la durée d'application de l'impulsion. Il va en découler une variation de la puissance de sortie et également de l'impédance présentée par la diode, ce qui se traduit en pratique par une dérive en fréquence de l'oscillation.

Nous nous proposons d'étudier cette double non uniformité de température : non uniformité spatiale et non uniformité temporelle.

C.I. NON UNIFORMITÉ THERMIQUE SPATIALE

Nous appliquons les lois fondamentales régissant les échanges thermiques dans le matériau semiconducteur pour le calcul de la répartition de la température à travers la diode.

Ces distributions de température et de courant sont étudiées en considérant une variation linéaire de la tension d'avalanche en fonction de la température et une résistance de charge d'espace constante [35].

L'étude consiste en la résolution de l'équation de transfert de la chaleur [36],[37],[38] :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = K \cdot \Delta T + Q(x,y,z) \quad (18)$$

Dans cette équation, interviennent les paramètres suivants:

- ΔT : Laplacien de la température
- Q : apport extérieur en chaleur
- ρ : masse volumique
- C_p : chaleur spécifique
- k : conductivité thermique.

La densité de courant $J(r)$ peut être exprimée par la relation [35],[37],[39]:

$$J(r) = a \left[V_b - (V_{bo} + \beta T(r)) \right] \quad (19)$$

avec :

a : résistance de charge d'espace par unité de surface

$$a = R_c' = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v_{ns}}$$

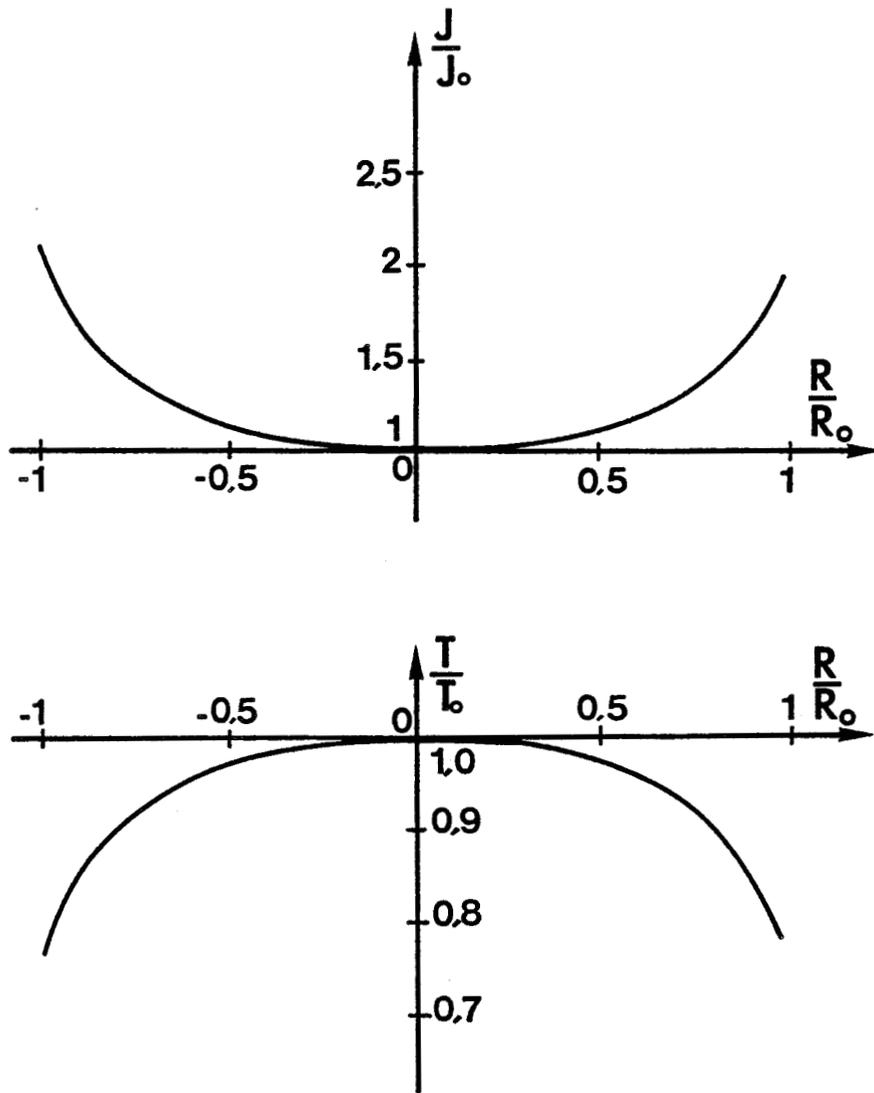


Figure II.28 : Distributions de la densité de courant et de la température au sein de la diode en fonction du rayon R .

V_{bo} : tension d'avalanche à la température ambiante

β : coefficient thermique

$$\beta = \left(\frac{\partial V_b}{\partial T} \right)_I$$

Cette relation nous permet de calculer la valeur de la densité de courant $J(r)$ pour tout point situé à une distance r du centre de la diode.

La résolution de l'équation de transfert de la chaleur (18) a été déjà étudiée au laboratoire par A.FARRAYRE [33].

Nous avons repris ces travaux et nous les avons adaptés au cas des composants que nous étudions à 16 GHz. Nous résumons à la figure II.28 les résultats de cette étude.

Si nous appelons J_0 et T_0 la densité de courant et la température au centre d'une diode ayant une forme circulaire et si R_0 en est le rayon, nous obtenons les variations des rapports $\frac{J}{J_0}$ (densité de courant) et $\frac{T}{T_0}$ (température) en fonction du rapport $\frac{R}{R_0}$ (rayon de la diode).

Nous constatons que les variations de température sont relativement faibles comparées à celles de la densité de courant.

La température au centre de la diode est la plus importante alors que la densité de courant est la plus faible.

En s'éloignant du centre de la diode, la densité de courant augmente tandis que la température diminue.

Il s'agit maintenant de prendre en compte ces variations de courant et de température au sein de la diode.

Le principe de l'étude est résumé à la figure II.29. La diode (à distribution de température non uniforme) est divisée en un certain nombre de diodes élémentaires (trois pour notre cas) dont les températures sont uniformes mais différentes pour chaque diode.

Ces diodes élémentaires D_1, D_2 et D_3 de mêmes surfaces $S_0 = \frac{S}{3}$ sont parcourues par des densités de courant différentes

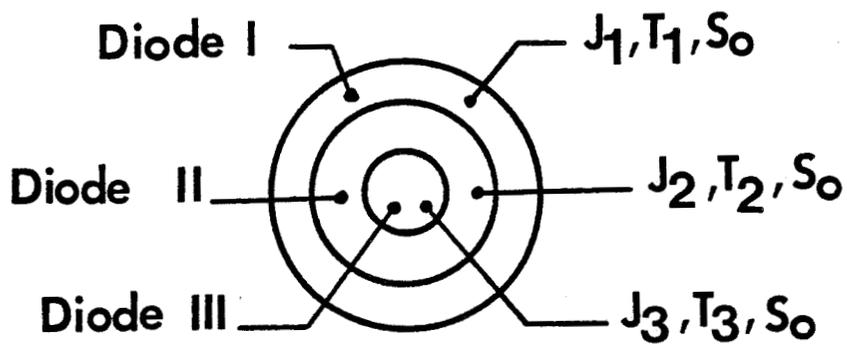


Figure II.29 : Division de la diode en trois diodes élémentaires.

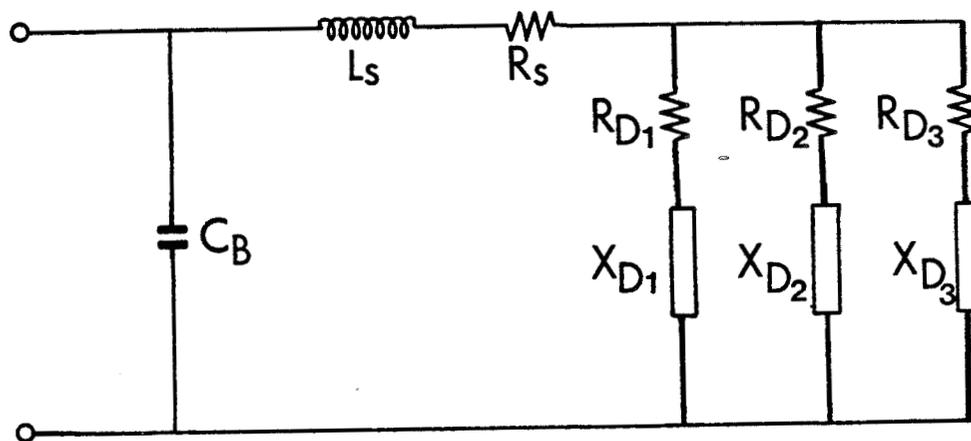


Figure II.30 : Schéma équivalent de la diode totale

J_1, J_2 et J_3 (et dont les températures peuvent être respectivement T_1, T_2, T_3).

Le schéma équivalent de la diode est donné sur la figure II.30.

En première approximation, nous avons considéré des densités de courant différentes et des températures égales.

Pour étudier l'influence de la non uniformité radiale, nous allons comparer l'impédance d'une diode parcourue par un courant dont la densité de courant est uniforme à celle de la diode parcourue par un courant de densité non uniforme, dont le schéma équivalent est donné sur la figure II.30.

L'impédance théorique est calculée en utilisant un programme sur calculateur de table [40]. Nous obtenons ainsi les évolutions de la résistance R_D de la diode en fonction de la fréquence (variant entre 2 et 18 GHz).

Les résultats obtenus sont donnés sur les figures II.31 et 32 (pour deux valeurs différentes de courant).

Nous constatons dans les deux cas que la non uniformité radiale de courant diminue fortement la résistance R_D pour des fréquences inférieures à 10 GHz. Par contre, cet effet est négligeable pour la fréquence $F = 16$ GHz.

Il semble donc que cette non uniformité ait très peu d'influence sur les performances en oscillation des diodes A.T.T. que nous étudions.

Par contre, elle intervient de façon plus importante aux fréquences plus basses : nous en tiendrons compte lors de la comparaison théorie-expérience au dernier chapitre.

Voyons maintenant la non uniformité temporelle.

C.II NON UNIFORMITÉ THERMIQUE TEMPORELLE

A partir de la résolution de l'équation de propagation de la chaleur (18) en fonction du temps et, en adaptant les travaux d'HOLWAY [37] aux composants que nous étudions, nous pouvons obtenir l'évolution temporelle de la température au sein de la diode. Celle ci est donnée sur la figure II.33.

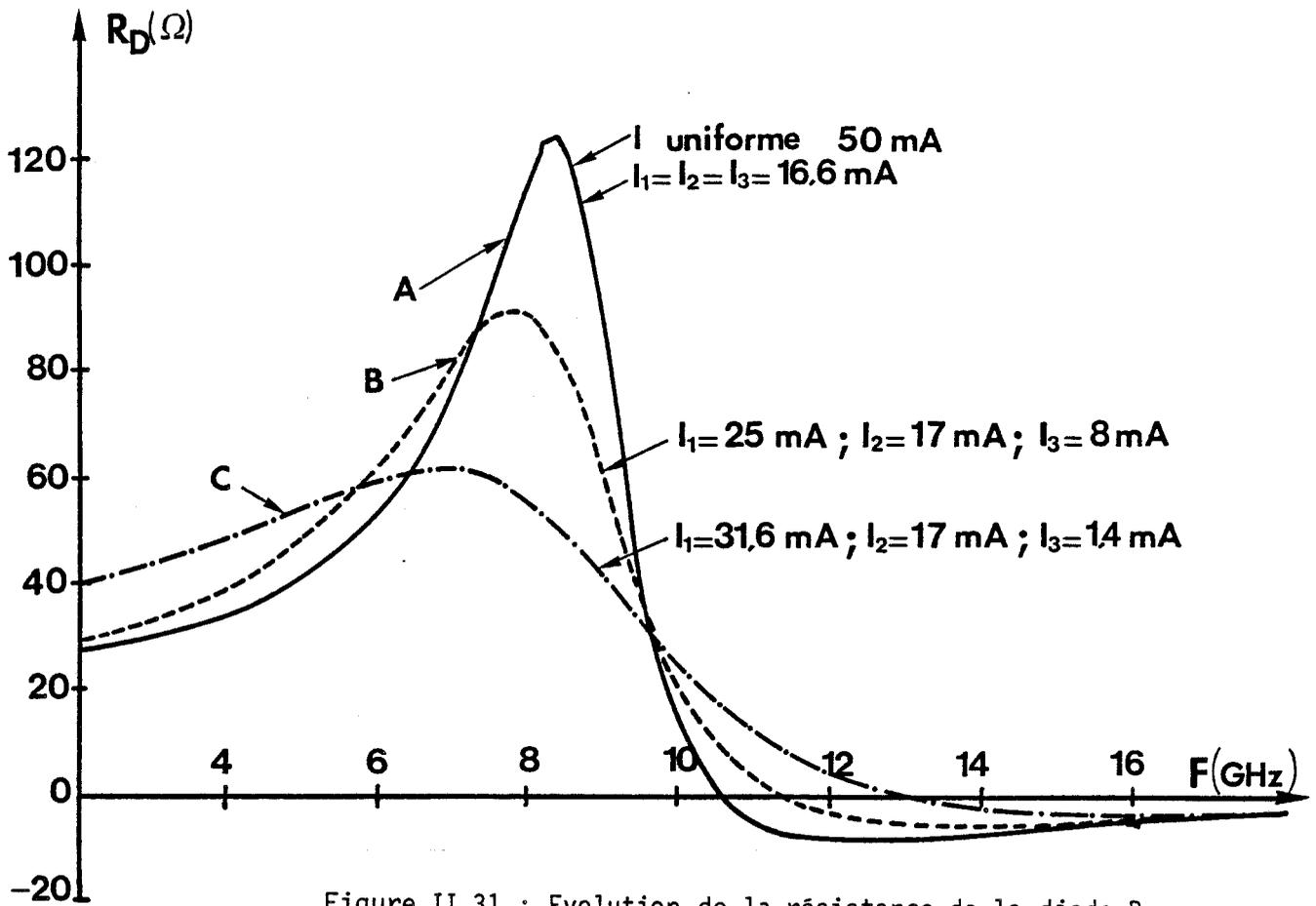


Figure II.31 : Evolution de la résistance de la diode R_D en fonction de la fréquence. ($I_0 = 50\text{mA}$)^D

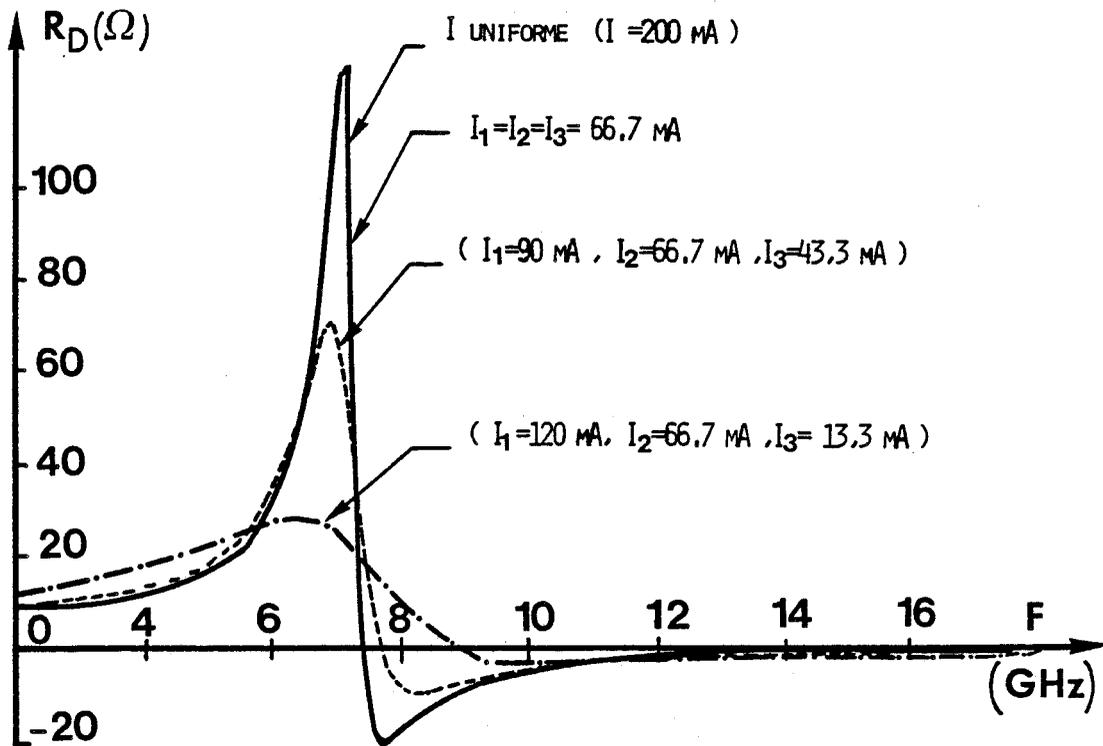


Figure II.32 : Evolution de la résistance de la diode R_D en fonction de la fréquence ($I_0 = 200\text{mA}$)

Rappelons que dans notre cas, les impulsions sont caractérisées par une durée de $1\mu\text{s}$ et un facteur de forme (taux de remplissage) de 25%.

Nous constatons que la température du composant en régime stationnaire varie entre 160°C et 270°C . Nous allons utiliser ces résultats concernant les variations temporelles de la température pour calculer les dérives en puissance et en fréquence qui en résultent.

Dans le but de chiffrer cette double dérive, nous détaillons un exemple pratique.

Nous choisissons un point de fonctionnement en impulsion proche de l'optimum pour une diode caractérisée par les paramètres donnés ci dessous:

$$\begin{aligned}N_2 &= 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\W_2 &= 1,67 \mu\text{m} \\S &= 10^{-4} \text{ cm}^2 \\J_0 &= 5000 \text{ A/cm}^2\end{aligned}$$

Nous effectuons notre étude pour les trois valeurs de température de fonctionnement suivantes :

$$T_1 = 450^\circ\text{K}, T_2 = 500^\circ\text{K}, T_3 = 550^\circ\text{K}.$$

Ces valeurs correspondent approximativement à l'évolution temporelle de la température en régime stationnaire pendant l'application de l'impulsion que nous avons définie précédemment.

Le programme de modélisation numérique nous donne les renseignements concernant la résistance R_D de la diode, la réactance X_D , le rendement η et la puissance hyperfréquence P_{HF} .

Les évolutions de ces paramètres en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} sont données sur les figures II.34 à II.37.

Pour effectuer ce travail, nous avons adopté les hypothèses suivantes :

— Le courant I_0 traversant la diode reste constant pendant toute la durée d'application de l'impulsion.

En effet, en considérant que le courant I_0 est constant, nous n'avons tenu compte que de la variation de la tension V_0 avec la température.

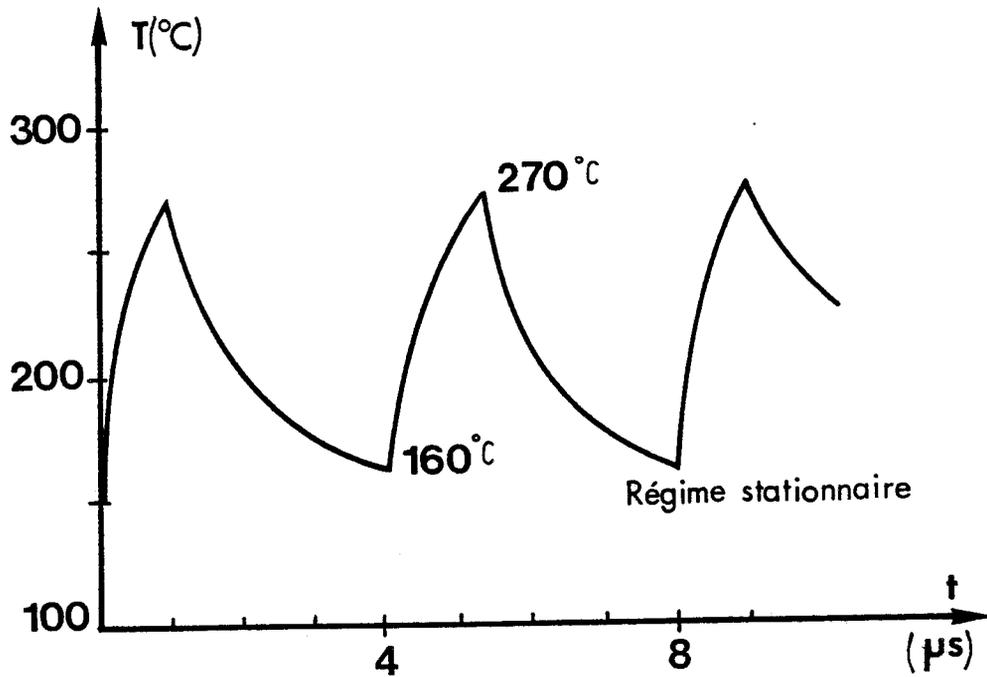


Figure II.33 : Evolution temporelle de la température.

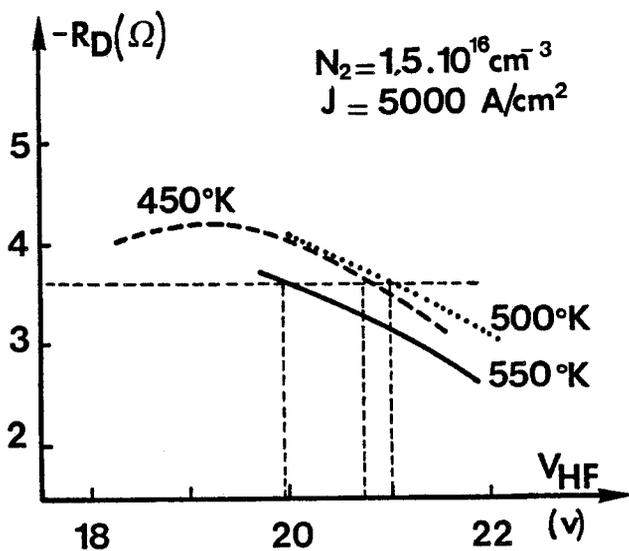


Figure II.34 :

Variations de la résistance de la diode en fonction de V_{HF} pour les trois valeurs de température.

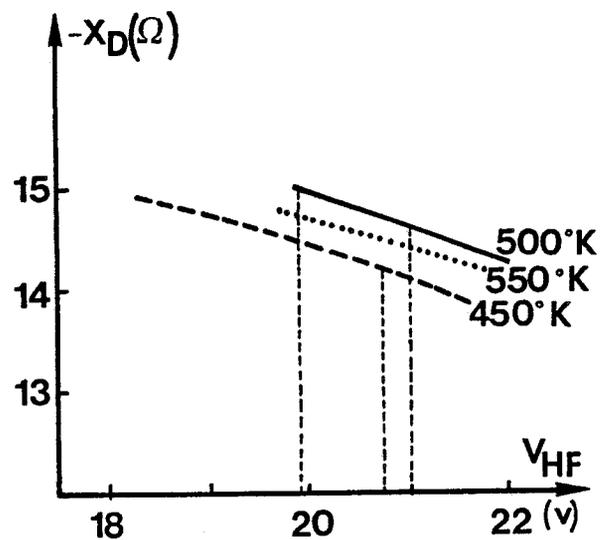


Figure II.35 :

Réactance de la diode en fonction de la tension V_{HF} .

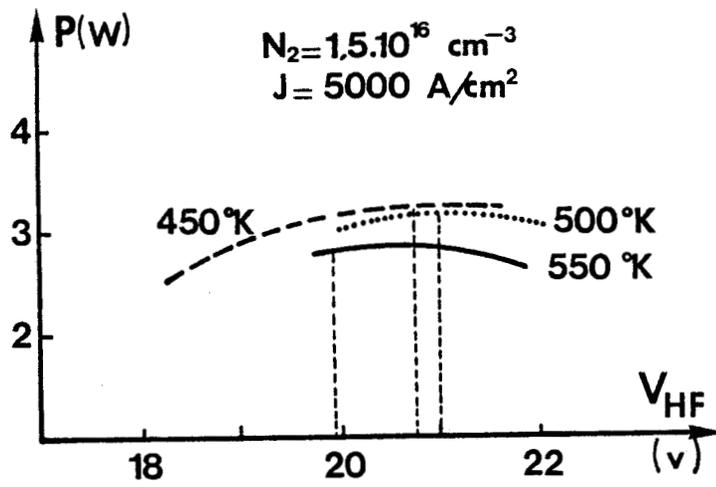


Figure II.36 : Evolution de la puissance en fonction de V_{HF} pour les trois températures.

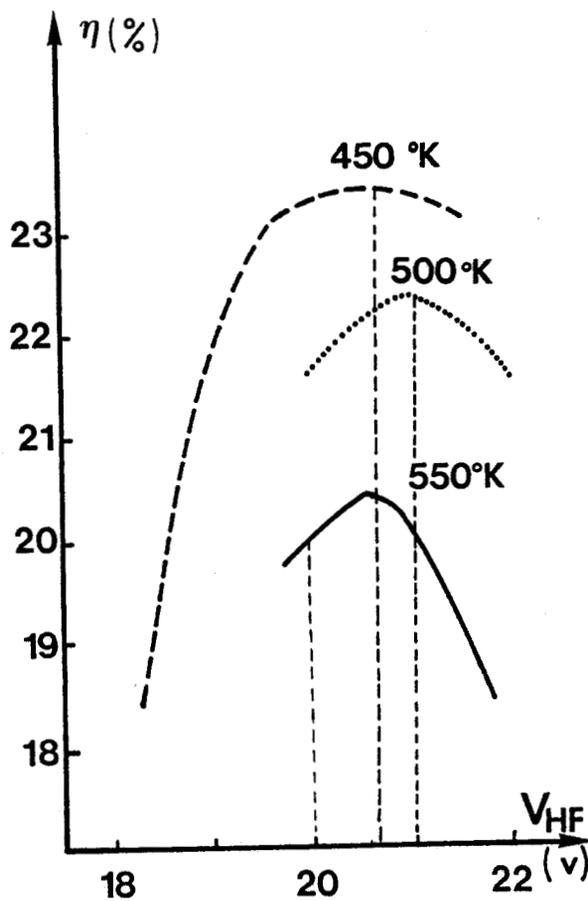


Figure II.37 : Evolution du rendement en fonction de V_{HF}

T (°K)	$ R_D $ (Ω)	V _{HF} (v)	X _D (Ω)	P _{HF} (W)
450	3,6	20,75	14,2	3,2
500	3,6	21	14,6	3,15
550	3,6	19,95	14,7	2,8

TABLEAU VII : RÉCAPITULATIF DES RÉSULTATS OBTENUS

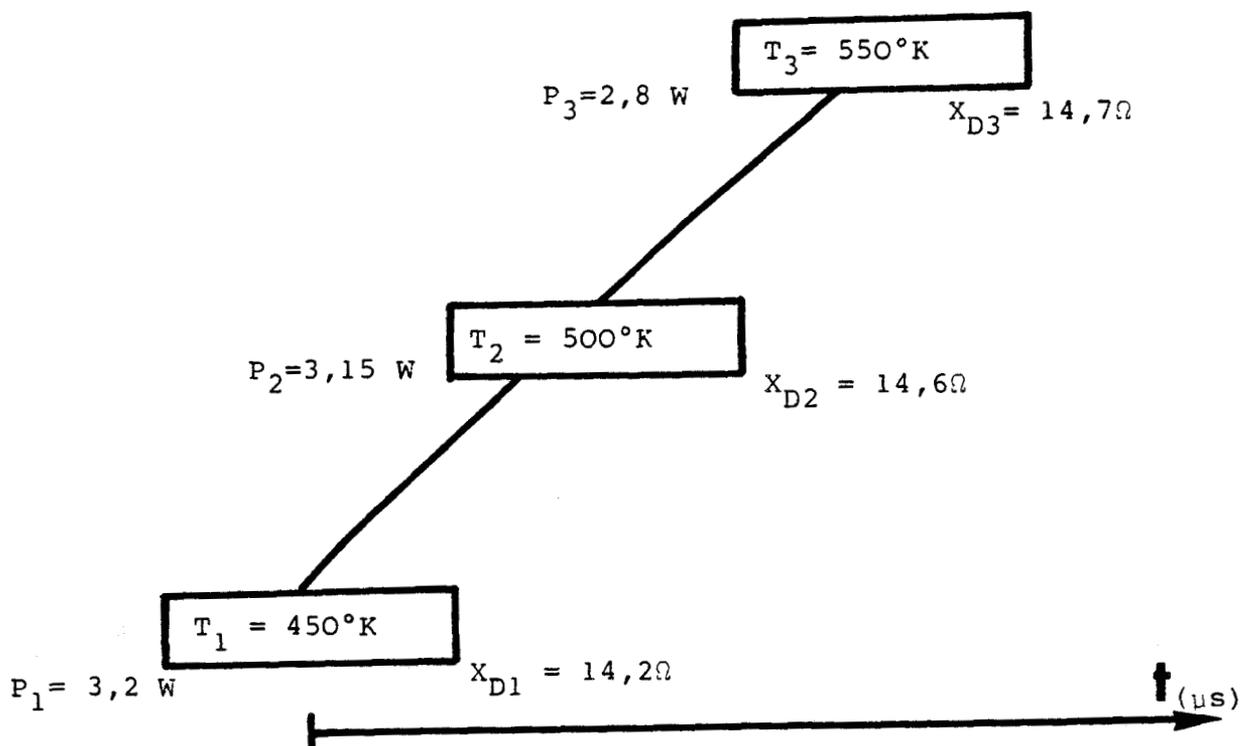


Figure II.38 : Evolutions de la puissance hyperfréquence P_{HF} , et de la réactance X_D en fonction du temps d'application de l'impulsion.

— La résistance vue par le composant reste la même.

La résistance du circuit reste constante étant donné que nous avons $R_D + R_{ext} = 0$ (ce qui correspond à la condition d'oscillation de la diode), alors R_D doit être constante et nous n'avons qu'une variation de la tension hyperfréquence V_{HF} avec la température.

Nous voulons comparer les résultats obtenus précédemment avec l'hypothèse d'une température T pratiquement constante lors de l'application de l'impulsion ($T \approx 500^\circ K$) avec ceux qui tiennent compte d'une évolution temporelle de cette température.

A la température $T=500^\circ K$, la résistance négative de la diode vaut $|R_D| \approx 3,6\Omega$. En adoptant l'hypothèse, définie ci-dessus, que R_D reste constante lors de la variation de la température, la courbe II.34 nous permet de définir les tensions V_{HF} correspondantes aux températures de début et de fin de l'impulsion (T_1 et T_3).

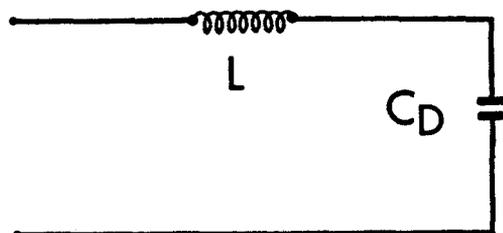
En reportant ces valeurs de tensions V_{HF} sur les courbes II.35 et II.37, nous déterminons alors les nouvelles puissances et réactances correspondantes à ces températures.

Nous donnons l'ensemble des résultats obtenus au tableau VII. Afin d'illustrer ceux-ci, nous donnons à la figure II.38 l'évolution de la puissance P_{HF} et de la réactance X_D en fonction du temps d'application de l'impulsion.

Ces résultats nous permettent d'estimer d'une part une diminution de la puissance hyperfréquence de sortie $\Delta P = P_1 - P_3 = 0,4W$ pour une puissance moyenne $\bar{P} = 3,2W$ et d'autre part une augmentation de la réactance $\Delta X_D = X_{D3} - X_{D1}$ présentée par la diode qui se traduit par une diminution de fréquence.

Afin de chiffrer cette variation en fréquence, nous considérons que le circuit d'oscillation est équivalent à un filtre constitué par une self L (celle du boîtier) et une capacité C_D qui est celle de la diode.

Le schéma adopté est donc le suivant :



La pulsation de résonance peut être donnée par la formule classique $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ et l'incertitude relative sur cette pulsation:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C_d}{C_d} = \frac{1}{2} \frac{\Delta X_d}{X_d} \quad (20)$$

Cette formulation étant valable pour un coefficient de qualité Q faible, dans le cas général, nous devons tenir compte du coefficient de qualité de la diode Q_D et du circuit extérieur Q_C . Nous aurons alors :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{\Delta X_d}{X_d} \cdot \frac{Q_d}{Q_c} \quad (21)$$

Le coefficient de qualité de la diode est $Q_D = \frac{|X_D|}{|R_D|}$.

Si nous appliquons ce calcul dans le cas pratique étudié pour lequel Q_D est voisin de 4, nous obtenons la dérive en fréquence due à la variation de l'impédance qui peut être exprimée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{7 \cdot 10^{-2}}{Q_c} \quad (22)$$

ainsi pour un Q circuit = 100, nous observons à une fréquence F= 16 GHz une dérive en fréquence $\Delta F = 11$ MHz.

Ces phénomènes ont été constatés par des études expérimentales effectuées par d'autres auteurs [41][42]

CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons essayé d'évaluer l'influence des non uniformités thermiques spatiale et temporelle sur les performances d'une diode A.T.T.

Si la non uniformité thermique spatiale n'a pas d'influence notable sur les performances à la fréquence de travail choisie et pour la gamme de courant de fonctionnement utilisée il n'en est pas de même pour la non uniformité temporelle. Nous avons, sur un exemple pratique, mis en évidence une diminution de puissance de l'ordre de 10% par rapport à l'hypothèse d'une température pratiquement constante au cours de l'impulsion mais aussi une dérive en fréquence, relativement faible si le coefficient de qualité du circuit est élevé.

Il faudra tenir compte des conclusions de cette étude lors de la comparaison théorie-expérience.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons d'abord énoncé les conditions réalistes dans lesquelles doit être effectuée notre étude.

Nous avons ensuite défini les structures optimales et évalué les performances maximales susceptibles d'être obtenues à la fréquence de travail choisie, pour un fonctionnement en mode continu et impulsionnel.

Nous pouvons alors tirer les conclusions suivantes :

-En régime continu, le facteur limitatif des performances est la température: il est nécessaire de diminuer la résistance thermique des composants (par l'utilisation du diamant par exemple).

- Par contre, en impulsions, les limitations des performances sont souvent liées au circuit extérieur.

En effet, il est théoriquement possible d'obtenir des puissances élevées en utilisant des diodes avec des surfaces importantes (et notamment avec un dissipateur en diamant). Cependant, leurs impédances sont trop faibles et il est difficile d'obtenir l'adaptation de ces diodes avec le circuit extérieur.

- Le fonctionnement en régime impulsionnel nécessite des structures différentes de celles utilisées en régime continu. En particulier, il faudra utiliser des diodes avec des épitaxies plus courtes si nous voulons obtenir de bonnes performances.

- Les phénomènes liés aux non uniformités de température entraînent en régime impulsionnel une diminution de la puissance et une dérive en fréquence. Cette dérive peut être réduite par l'utilisation d'un circuit avec un coefficient de qualité élevé.

Toute cette étude a été effectuée pour des diodes à une seule zone de transit (S.D.R). Comme nous l'avons déjà signalé, ce travail est une bonne approche pour l'étude des performances des diodes à deux zones de transit (D.D.R) que nous nous proposons d'exposer maintenant.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA STRUCTURE A DEUX

ZONES DE TRANSIT D.D.R.

INTRODUCTION

Comme nous l'avons déjà indiqué précédemment, la diode à deux zones de transit (DDR) est le moyen le plus efficace pour obtenir de fortes puissances.

Cependant, l'optimisation d'une telle structure est une tâche extrêmement complexe (et fort coûteuse) vu la multiplicité des paramètres.

C'est pourquoi, afin de simplifier cette étude, nous nous sommes efforcés d'utiliser au maximum les résultats obtenus dans l'optimisation d'une structure à une seule zone de transit (SDR). Nous admettons donc, à priori, que la nouvelle diode doit fonctionner dans les mêmes conditions (température T , densité de courant J_0 , champ hyperfréquence E_{HF} dans la zone d'avalanche) que celles correspondant à la structure SDR optimale.

L'objectif sera donc d'abord de rechercher la valeur de la concentration en impuretés N_A et la largeur W_p de la zone P (introduite entre la zone P^+ et la partie N) qui permet d'obtenir une augmentation du rendement et de la puissance hyperfréquence.

Il faudra ensuite évaluer les performances maximales susceptibles d'être obtenues avec la structure DDR ainsi définie.

III.1 OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE CÔTE P:

La structure étudiée est représentée sur la figure III.1. Nous supposons tout d'abord que la largeur de la zone d'avalanche δ est la même que pour la structure S.D.R (soit $\delta = 0,15\mu\text{m}$). Nous verrons ultérieurement l'influence de l'élargissement de cette zone d'avalanche sur les performances.

Afin de limiter la durée et donc le coût des calculs numériques, nous avons d'abord entrepris l'optimisation de la zone P seule. C'est à dire que nous allons rechercher les valeurs opti-

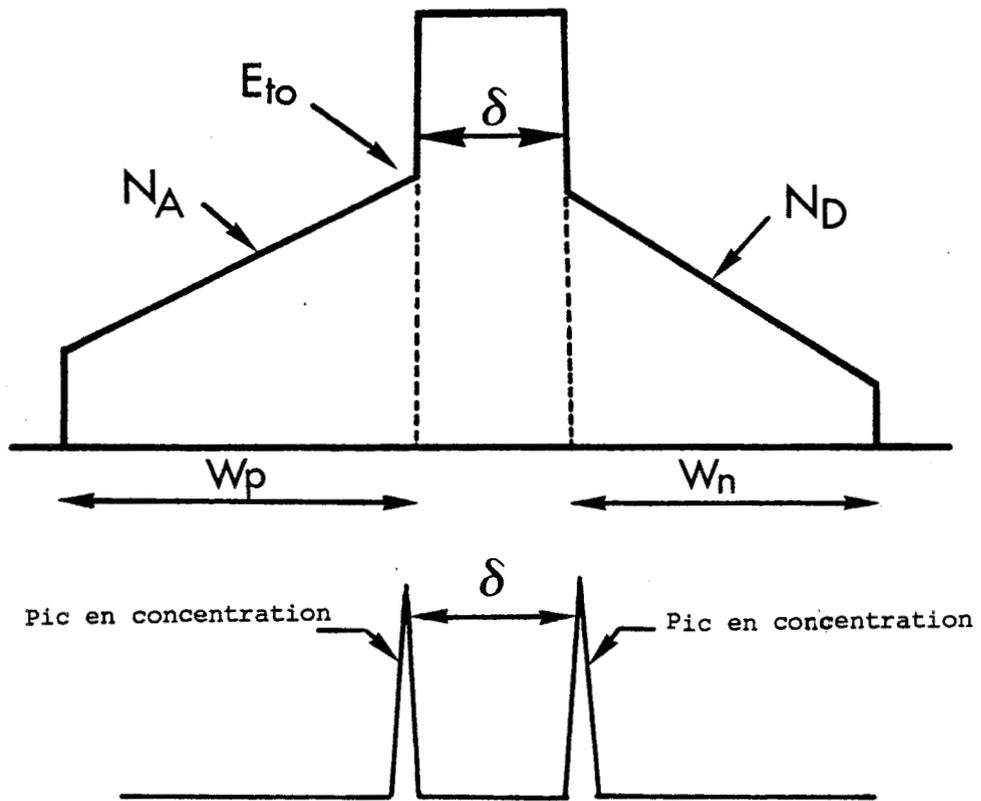


Figure III.1 : Structure D.D.R. étudiée

males de la concentration en impuretés N_A et de la largeur W_p d'une diode de type P à une seule zone de transit.

Avec le même souci de limitation des calculs, nous nous sommes fixés la largeur W_p en imposant la valeur de l'angle de transit θ ($\theta = \frac{3\pi}{4}$), ce qui donne à $F = 16\text{GHz}$ une largeur $W_p \# 1\mu\text{m}$.

Nous étudierons ensuite les variations des performances en fonction de W_p .

Il faut noter que l'utilisation d'une structure DDR n'apportera une amélioration des performances que dans un fonctionnement en impulsions. En effet, l'adjonction d'une zone P entraîne une augmentation notable de la tension d'avalanche V_a . En régime d'oscillation, cela se traduira par une nette augmentation de la puissance continue, donc à résistance thermique constante, par une température de fonctionnement plus élevée.

Si nous voulons une utilisation à la température retenue ($T=500^\circ\text{K}$), il sera nécessaire d'utiliser des diodes avec des surfaces plus faibles, ce qui entraînera une diminution de la puissance hyperfréquence.

En fonctionnement continu, cette diminution sera plus critique, car les surfaces des diodes optimales sont relativement faibles. Par contre, en impulsions où les surfaces sont importantes (et même parfois irréalisables) la diminution de la surface sera moins sensible et nous pouvons espérer une augmentation des performances réalisables.

Nous prendrons donc comme conditions de fonctionnement celles correspondant à une utilisation en impulsions avec un radiateur cuivre, soit :

$$J_o = 5000 \text{ A/cm}^2$$
$$E_{\text{HF}} = 2,2 \cdot 10^5 \text{ V/cm.}$$

a) Détermination de la concentration en impuretés N_A :

Pour ces conditions de fonctionnement, nous avons étudié les variations du rendement hyperfréquence en fonction du champ électrique E_{to}^{**} à l'entrée de la zone de transit pour diffé-

** Cette valeur étant directement reliée à la charge intégrée Q_s contenue dans le pic de concentration en impuretés

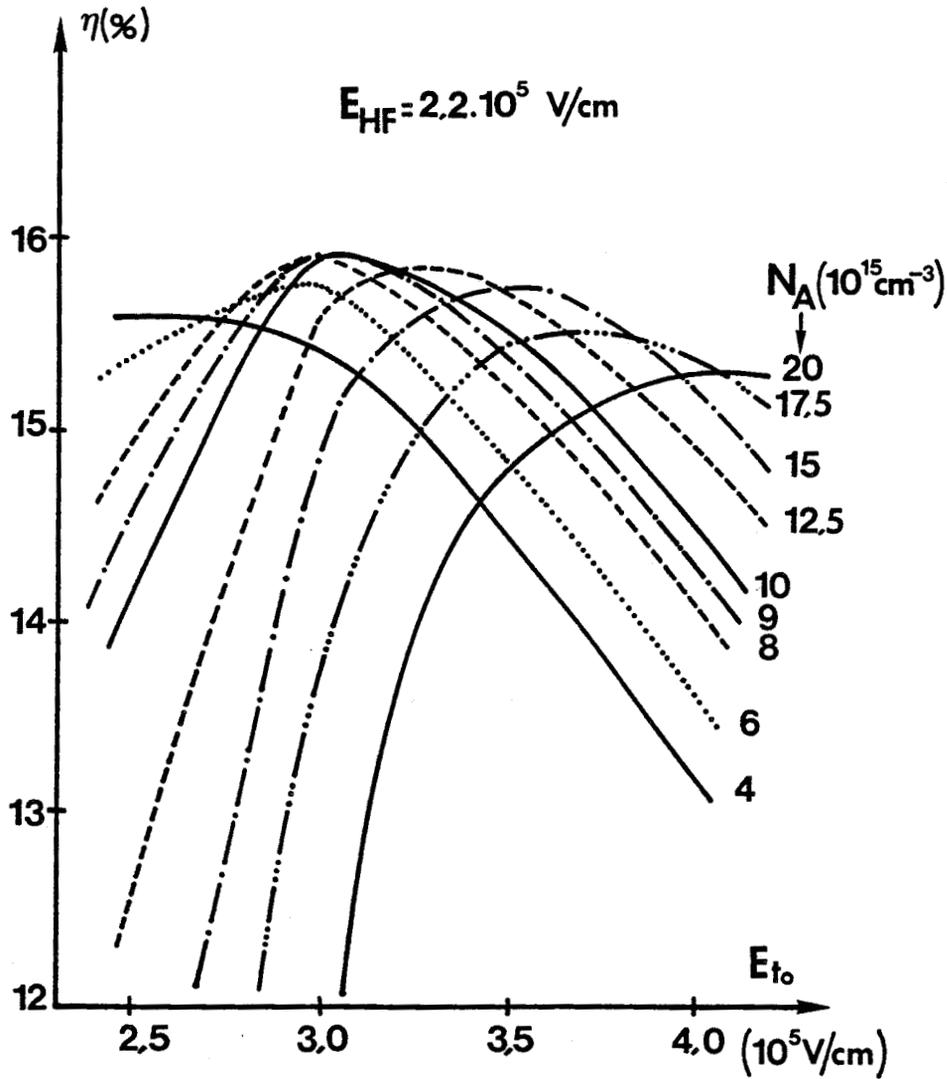


Figure III.2 : Variations du rendement en fonction du champ E_{to} pour différentes valeurs de la concentration N_A .

rentes valeurs de la concentration en impuretés N_A .

Les résultats sont présentés sur la figure III.2. Nous constatons que le rendement maximal est obtenu pour une concentration en impuretés N_A de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} pour un champ E_{to} de l'ordre de 3.10^3 V/cm . (Soit $Q_s \# 2,5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Pour cette valeur optimale de la concentration en impuretés N_A , nous étudions maintenant les variations du rendement hyperfréquence en fonction de la largeur W_p de la zone P.

b) Influence de la largeur W_p :

Les résultats de cette étude sont donnés sur la figure III.3. Nous constatons que la valeur choisie précédemment ($W_p \# 1 \mu\text{m}$) est voisine de la valeur optimale ($W_p \# 0,8 \mu\text{m}$) et que la perte en rendement est faible.

Pour cette valeur optimale, le champ électrique au voisinage du substrat sera plus important que pour la valeur que nous avons retenue, ce qui peut entraîner l'apparition de phénomènes que nous avons déjà mentionnés dans le cas de la diode SDR (ionisation dans la zone de transit ou des claquages prématurés).

Aussi, dans la suite de nos calculs, nous continuons à prendre la valeur $W_p \# 1 \mu\text{m}$. Il faut aussi noter que toute augmentation importante de cette largeur au delà de la valeur $W_p \# 1 \mu\text{m}$ entraîne une diminution importante du rendement comme nous le constatons sur la figure III.3.

Pour ce travail, il est nécessaire de connaître les paramètres suivants :

- $v_p(E,T)$: vitesse des trous
- $D_p(E,T)$: coefficient de diffusion

Les évolutions de ces deux paramètres en fonction du champ électrique et de la température ont été définies au premier chapitre.

Nous avons cependant jugé nécessaire d'étudier l'influence du coefficient de diffusion des trous D_p et l'importance de la raideur p/p^+ sur le rendement hyperfréquence.

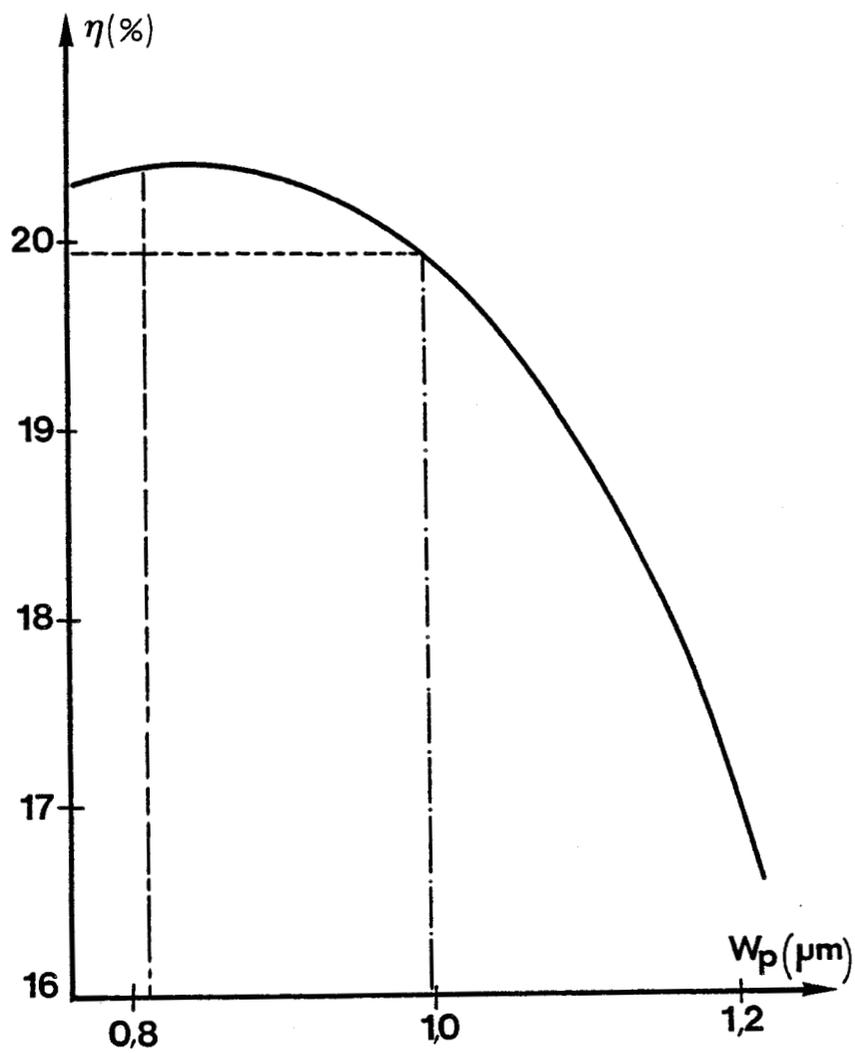


Figure III.3 : Variations du rendement en fonction de la largeur W_p .

c) Influence du coefficient de diffusion et de la transition p/p⁺

● Coefficient D_p :

Pour l'optimisation de la zone P, nous avons considéré que le coefficient de diffusion des trous était constant et indépendant du champ électrique. Nous avons utilisé la valeur $D_p = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$. Pour la structure optimale que nous venons de définir ($N_A \# 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W_p \# 1 \mu\text{m}$), nous calculons les variations du rendement hyperfréquence en fonction du coefficient de diffusion D_p . Les résultats sont donnés sur la figure III.4.

Nous constatons, comme il était prévisible, que le rendement diminue lorsqu'on augmente la valeur de D_p et que cette diminution n'est pas trop importante pour la gamme de valeurs choisies pour D_p .

● transition p/p⁺

Pour la même structure que celle étudiée précédemment, nous avons calculé les variations du rendement hyperfréquence pour différentes valeurs de la raideur p/p⁺. Les résultats sont donnés sur la figure III.4. Nous constatons que ce paramètre intervient d'une manière sensible et que, plus la transition est raide, meilleures seront les performances hyperfréquences de la diode.

Il nous reste maintenant à étudier la diode complète. (structure D.D.R).

III.2 ETUDE DE LA DIODE D.D.R

Pour cette étude, nous avons envisagé plusieurs structures déjà définies au premier chapitre :

a) Structure double L.H.L

Elle est représenté sur la figure III.5(a). Il s'agit d'une diode DDR ayant un profil en impuretés différencié des deux côtés (P et N). Dans ce cas, la largeur de la zone d'avalanche est parfaitement définie et égale à la distance entre les deux pics en

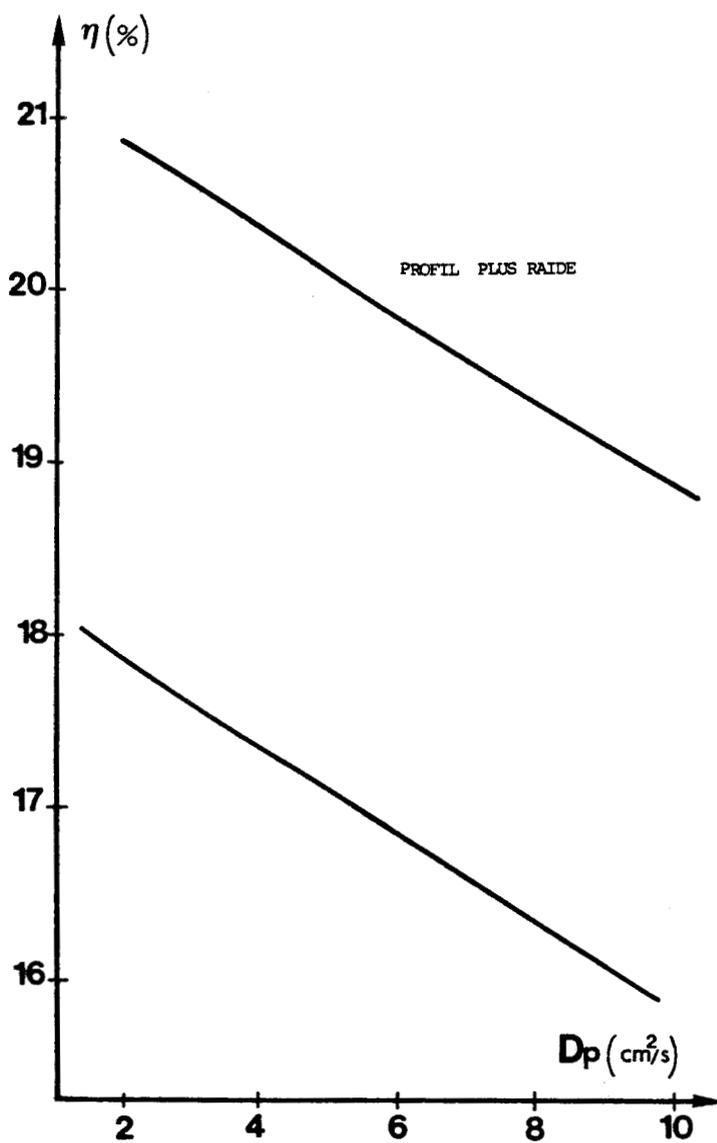


Figure III.4 : Evolution du rendement en fonction du coefficient de diffusion et de la raideur p/p^+ .

impuretés côté N et côté P. (Nous avons pris la valeur $\delta=0,15\mu\text{m}$).

b) Structure hybride:

Celle-ci est représentée sur la figure III.5(b). C'est une diode à profil différencié du côté N et à profil plat du côté P. Elle est surtout caractérisée par un champ électrique plus élevé du côté P, ce qui va entraîner d'une part, une largeur de zone d'avalanche plus grande (pour notre étude, nous avons pris $\delta=0,25\mu\text{m}$) et d'autre part, une augmentation de la tension d'avalanche V_a .

Les résultats obtenus pour ces deux structures sont donnés au tableau VIII.

A partir de ces résultats, nous avons essayé de déterminer les puissances hyperfréquences maximales susceptibles d'être obtenues en considérant deux types de limitations :

- soit une limitation thermique, c'est à dire que nous nous sommes imposés un fonctionnement à une température $T < 500^\circ\text{K}$.
- Soit une limitation d'impédance, en nous efforçant de maintenir le niveau de l'impédance de la diode supérieur à 5Ω .

Les résultats obtenus pour les deux structures étudiées sont donnés dans le tableau IX.

A titre de comparaison, nous y avons également fait figurer les résultats obtenus pour la structure à une seule zone de transit S.D.R.

Nous constatons que l'avantage apporté par les structures D.D.R réside dans le fait qu'elles présentent une impédance plus importante et, de ce fait, permettent d'obtenir une puissance plus élevée dans un fonctionnement où le niveau d'impédance doit être supérieur à 5Ω .

Par contre, dans le cas de la limitation thermique, les performances seront moins bonnes qu'avec la structure SDR. En effet, même si le rendement hyperfréquence est supérieur pour une structure D.D.R, la tension de fonctionnement est plus élevée, donc l'élévation de température sera plus grande à courant identique.

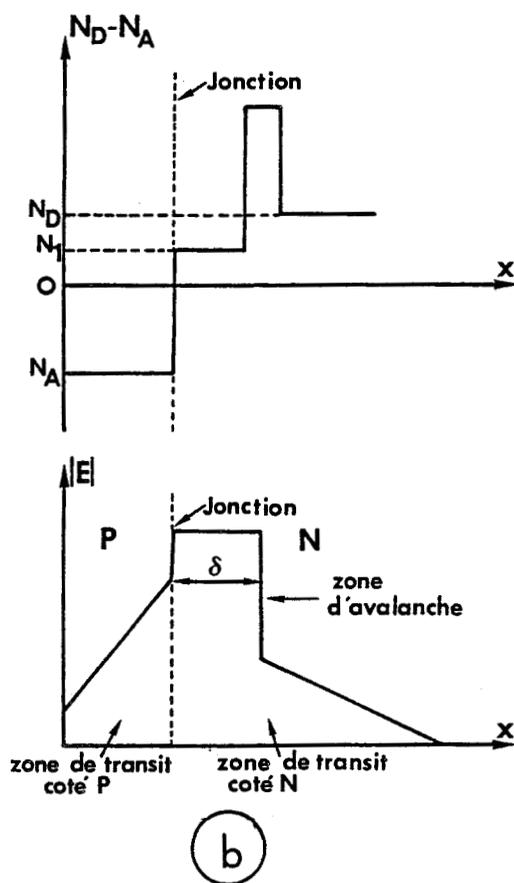
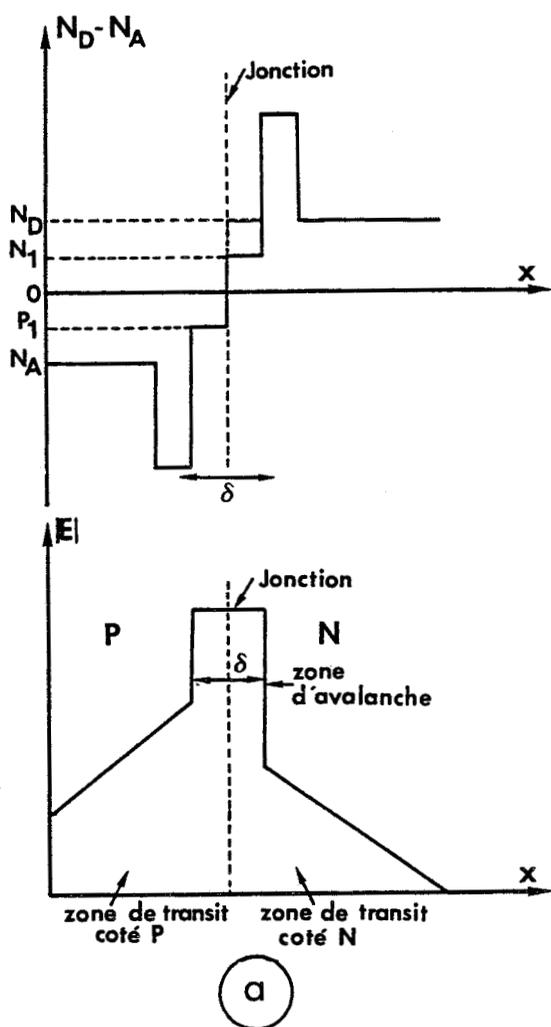


Figure III.5 : Caractéristiques de la structure D.D.R.
 (a) Double L.H.L
 (b) Hybride

PARAMÈTRES DE LA DIODE D.D.R.

$$\begin{aligned} N_2 &= 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} & , & \quad N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\ W_n &= 1,67 \mu\text{m} & , & \quad W_p = 1,00 \mu\text{m} \\ \delta &= 0,15 \mu\text{m} \end{aligned}$$

CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

$$\begin{aligned} T &= 500^\circ\text{K} \\ J_o &= 5000 \text{ A/cm}^2 \end{aligned}$$

RÉSULTATS OBTENUS

DIODE	η_e (%)	P_e (W)	V_o (v)	V_{HF} (v)	$ R_D $ (Ω)	$ X_D $ (Ω)
DDR Double L.H.L.	27,1	8,6	63,4	41,9	8,3	26,8
DDR Hybride	18,5	8,0	86,8	44,1	7,7	28,2

TABLEAU VIII : PERFORMANCES OBTENUES POUR LES STRUCTURES
D.D.R : DOUBLE LHL ET HYBRIDE.

<u>$R_s = 0,5\Omega$</u>	LIMITATION THERMIQUE ($T \leq 500^\circ K$)		LIMITATION D'IMPÉDANCE ($Z \leq 5\Omega$)
	SUR CUIVRE	SUR DIAMANT	
SDR ($\eta_u = 20\%$)	$\bar{P}_u = 8,2 \text{ W}$ $S = 110000\mu\text{m}^2$ $Z = 1,5\Omega$	$\bar{P}_u = 32,7 \text{ W}$ $S = 427000\mu\text{m}^2$ $Z = 0,37\Omega$	$\bar{P}_u = 2,4 \text{ W}$ $S = 31500\mu\text{m}^2$
DDR (double LHL) ($\eta_u = 25,5\%$)	$\bar{P}_u = 5,8 \text{ W}$ $S = 29000\mu\text{m}^2$ $Z = 9,7\Omega$	$\bar{P}_u = 15,6 \text{ W}$ $S = 114500\mu\text{m}^2$ $Z = 2,45\Omega$	$\bar{P}_u = 11,3 \text{ W}$ $S = 56000\mu\text{m}^2$
D.D.R (hybride) ($\eta_u = 17,5\%$)	$\bar{P}_u = 2,4 \text{ W}$ $S = 12500\mu\text{m}^2$ $Z = 23,5\Omega$	$\bar{P}_u = 9,4 \text{ W}$ $S = 50000\mu\text{m}^2$ $Z = 5,85\Omega$	$\bar{P}_u = 11 \text{ W}$ $S = 58400\mu\text{m}^2$

TABLEAU IX : PUISSANCES HYPERFRÉQUENCES MAXIMALES OBTENUES

Ces résultats confirment que la structure D.D.R n'apporte une amélioration des performances que dans un fonctionnement en impulsions.

Afin de compléter cette étude, nous avons également étudié les variations des performances apportées par la modification de certains paramètres tels que:

- l'élargissement de la zone d'avalanche δ .
- l'augmentation de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 du côté N (structure non confinée).

Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux X et XI.

L'élargissement de la zone d'avalanche diminue les performances: il est nécessaire d'utiliser des structures avec des pics de concentration en impuretés étroits et séparés par une distance aussi faible que possible.

De même, l'augmentation de l'épaisseur de l'épitaxie W_2 du côté N entraîne une diminution considérable des performances obtenues. Ce résultat est conforme aux conclusions de l'étude réalisée au chapitre précédent pour la diode S.D.R.

CONCLUSION

L'utilisation d'une structure DDR apporte plusieurs avantages :

- augmentation du rendement hyperfréquence (surtout avec la structure double L.H.L).
- niveaux d'impédance plus élevés qu'une structure S.D.R.

Mais elle entraîne aussi certains inconvénients tels que:

- puissance continue plus élevée, ce qui entraîne dans le cas de la limitation thermique ($T < 500^\circ\text{K}$)

LIMITATION	$\delta = 0,15\mu\text{m}$	$\delta = 0,25\mu\text{m}$	$\delta = 0,35\mu\text{m}$
	$\eta_u = 25,5\%$	$\eta_u = 22,9\%$	$\eta_u = 19,6\%$
$T \leq 500^\circ\text{K}$	$\bar{P}_u = 5,8 \text{ W}$ $S = 29000\mu\text{m}^2$ $Z = 9,7 \Omega$	$\bar{P}_u = 5,1 \text{ W}$ $S = 30000\mu\text{m}^2$ $Z = 9,4\Omega$	$\bar{P}_u = 4,2 \text{ W}$ $S = 29500\mu\text{m}^2$ $Z = 9,6\Omega$
$Z \geq 5\Omega$	$\bar{P}_u = 11,3 \text{ W}$ $S = 56000\mu\text{m}^2$ $Z = 5\Omega$	$\bar{P}_u = 9,8 \text{ W}$ $S = 57000\mu\text{m}^2$ $Z = 5\Omega$	$\bar{P}_u = 8,1 \text{ W}$ $S = 56500\mu\text{m}^2$ $Z = 5\Omega$

$$\underline{R_s = 0,5\Omega}$$

TABLEAU X : ELARGISSEMENT DE LA ZONE D'AVALANCHE

LIMITATION	DIODE CONFINÉE	DIODE NON CONFINÉE
	$\eta_u = 25,5\%$	$\eta_u = 16,1\%$
$T \leq 500^\circ\text{K}$	$\bar{P}_u = 5,8 \text{ W}$ $S = 29000\mu\text{m}^2$ $Z = 9,7\Omega$	$\bar{P}_u = 2,7 \text{ W}$ $S = 19800\mu\text{m}^2$ $Z = 16,2\Omega$
$Z \geq 5\Omega$	$\bar{P}_u = 11,3 \text{ W}$ $S = 56000\mu\text{m}^2$ $Z = 5\Omega$	$\bar{P}_u = 8,7 \text{ W}$ $S = 63800\mu\text{m}^2$ $Z = 5\Omega$

$$\underline{R_s = 0,5\Omega}$$

TABLEAU XI : INFLUENCE DE L'AUGMENTATION DE L'ÉPAISSEUR W_2 (CÔTÉ N)

une diminution des surfaces et donc de la puissance hyperfréquence.

- difficulté de réalisation (d'un point de vue technologique).

Le bilan global est cependant plutôt positif si on considère un fonctionnement en impulsions. En effet, dans ce cas, la diminution des surfaces nous ramène dans une gamme technologiquement réalisable, tout en gardant un niveau d'impédance élevé. C'est donc dans ce type de fonctionnement que ces diodes D.D.R devraient trouver une utilisation importante et en particulier avec un dissipateur thermique en diamant.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE ET COMPARAISON

THEORIE—EXPERIENCE

INTRODUCTION

Dans ce dernier chapitre, nous nous proposons d'exposer les résultats de l'étude expérimentale effectuée sur les diodes A.T.T. et de les comparer aux résultats de l'étude théorique.

Une première difficulté va intervenir pour cette étude comparative. En effet, l'étude théorique est réalisée sur la puce semiconductrice seule alors que les mesures expérimentales sont effectuées sur le composant encapsulé, c'est à dire sur l'ensemble puce semiconductrice et boîtier.

Pour mener à bien cette étude, il sera indispensable de déterminer la modification apportée par le boîtier en établissant un schéma équivalent simple dont il faudra déterminer les éléments constitutifs.

L'étude expérimentale est réalisée sur un lot d'échantillons semiconducteurs fournis par la division D.C.M. de THOMSON CSF.

Nous commençons tout d'abord par la caractérisation la plus complète possible de ces échantillons de diodes A.T.T.

Nous étudions ensuite la réalisation de l'oscillateur et enfin, nous effectuons la comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.

IV.1 CARACTÉRISATION DES DIODES A.T.T.

La caractérisation préalable des échantillons de diodes

A.T.T. offre beaucoup d'avantages, elle permet ainsi :

Une possibilité de déceler d'éventuelles anomalies de Fonctionnement:

En effet, à partir de la mesure de la caractéristique $I(V)$, par exemple, nous pouvons déceler l'existence éventuelle de courants de fuite. D'autres paramètres, telles que la résistance thermique et le coefficient thermique, nous permettent de mettre en évidence l'existence de non uniformités thermiques spatiale au niveau de la diode.

Une meilleure connaissance des paramètres de la structure:

En effet, à partir de la connaissance de certaines grandeurs physiques directement mesurables, il est possible de caractériser entièrement une structure semiconductrice, c'est à dire d'accéder à d'autres grandeurs non directement mesurables. Nous verrons, par exemple, qu'à partir de la mesure de la capacité de la jonction en fonction de la tension inverse, nous pouvons connaître la carte de champ électrique et de dopage, la surface de la diode et la largeur de la zone désertée. Ce travail peut être réalisé en utilisant des théories classiques concernant les diodes A.T.T. [2],[15],[43].

Une possibilité de comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.

Remarque : Dans ce travail, nous ne détaillons pas les montages pratiques utilisés, ces derniers étant bien connus et ayant déjà été publiés [2],[15],[38].

IV.1.1. Caractéristique $I(V)$

Nous relevons la caractéristique statique $I = f(V)$ de la diode polarisée en inverse à la température ambiante, ce qui nous permet de connaître facilement la tension d'avalanche V_A en prolongeant la partie linéaire de cette caractéristique jusqu'à l'inter-

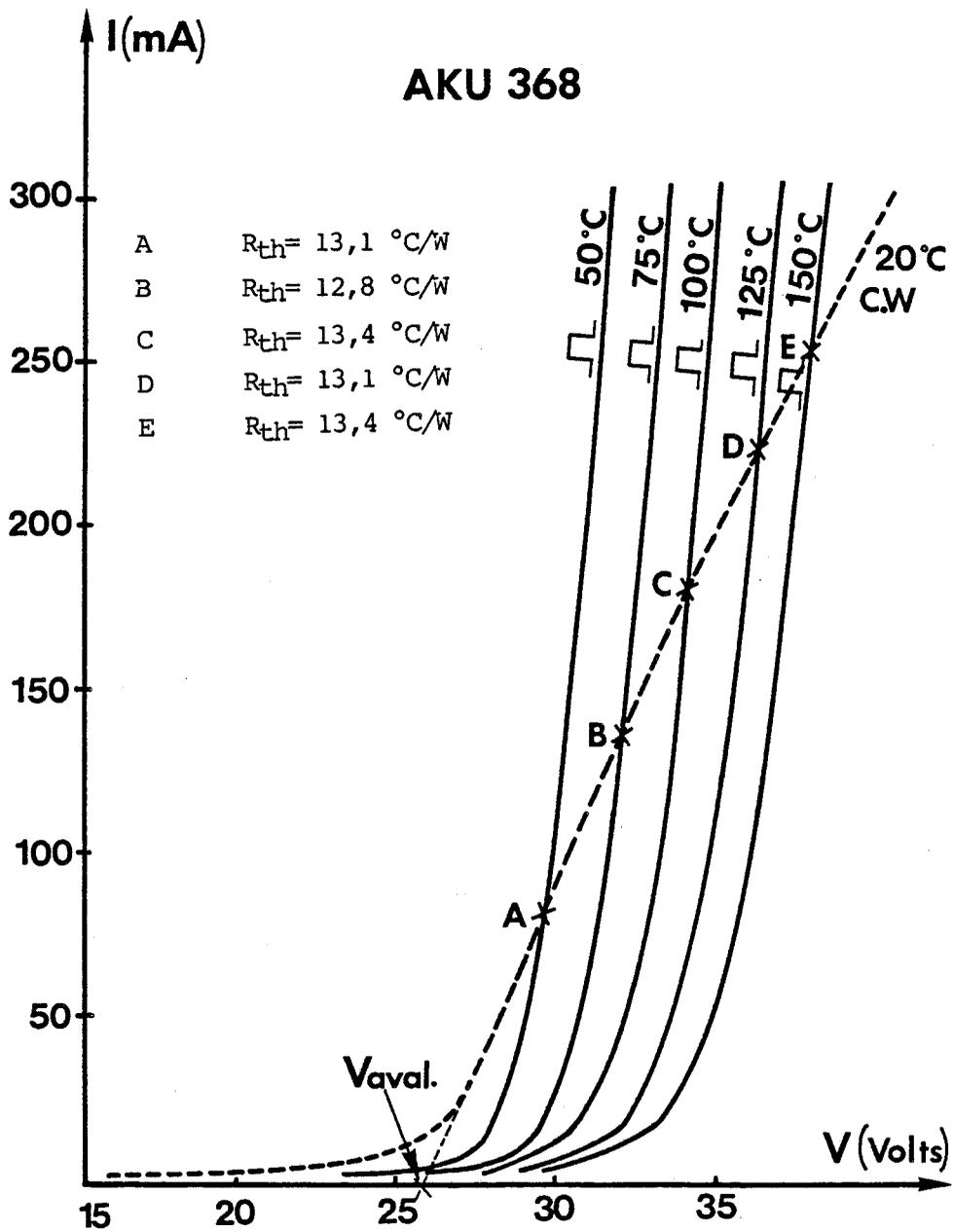


Figure IV.1 : Caractéristiques $I(v)$ en continu et en impulsions.

section avec l'axe des abscisses.

La figure IV.1 illustre un exemple du travail effectué. Nous relevons aussi la caractéristique isotherme $I = f(v)$ en impulsions pour une température de boîtier T_B constante. La fréquence et la durée de ces impulsions sont limitées afin d'éviter un échauffement excessif de la diode.

Nous avons porté le boîtier à différentes températures T_B allant de 50°C à 150°C . Ceci nous permet de déterminer la résistance thermique jonction-milieu extérieur de la diode pour différentes températures.

En effet, au point d'intersection d'une de ces caractéristiques isothermes avec celle en continu, la température est la même. Il est possible alors de déterminer la résistance thermique de la diode par la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_o} = \frac{T_{bi} - T_{amb}}{P_o} \quad (23)$$

avec : T_{Bi} : température du boîtier en impulsions
 T_{amb} : température ambiante
 P_o : puissance continue appliquée $P_o = V_o \cdot I_o$.

Cette résistance thermique nous renseigne, comme nous l'avons déjà indiqué, sur l'élévation de température au sein de la diode sous l'influence de la puissance continue appliquée.

Une augmentation trop importante de la température de la jonction peut entraîner la destruction de la diode.

Il est donc nécessaire de connaître la température de la jonction afin de ne pas dépasser les limites permises.

Nous pouvons accéder à cette température de jonction T_j par la relation suivante :

$$T_j = T_{amb} + R_{th} \cdot P_o \quad (24)$$

Notons qu'en régime d'oscillation, la température de la jonction T_j obtenue par cette relation sera plus faible. Dans ce cas, il faut tenir compte d'une partie de la puissance continue qui est convertie dans le domaine hyperfréquence: il convient alors de remplacer P_0 par :

$$P_{abs} = P_0 - P_{HF} \quad (25)$$

P_{abs} étant la puissance absorbée par la diode et
 P_{HF} la puissance hyperfréquence émise.

Un autre paramètre peut nous renseigner sur les effets thermiques au sein de la diode : le coefficient thermique β .

Ce coefficient traduit les variations de la tension d'avalanche V_a en fonction de la température T_j , relevées à courant I constant :

$$\beta(I, T_j) = \left(\frac{\partial V_a}{\partial T_j} \right)_I \approx \frac{\Delta V_a}{\Delta T_j} \quad (26)$$

Nous donnons dans le tableau suivant, les valeurs des coefficients thermiques β relevées pour quelques diodes :

diode	coefficient β (mV/°C)
Aku 193	22,2
Aku 197	20,6
Aku 203	28,5

Ce coefficient thermique intervient dans la relation (19), donnée au second chapitre. Il nous a servi pour le calcul de la non uniformité thermique spatiale au sein de la diode.

Nous allons maintenant montrer que le relevé de la caractéristique $C(v)$ nous permet d'accéder à certains paramètres de la structure.

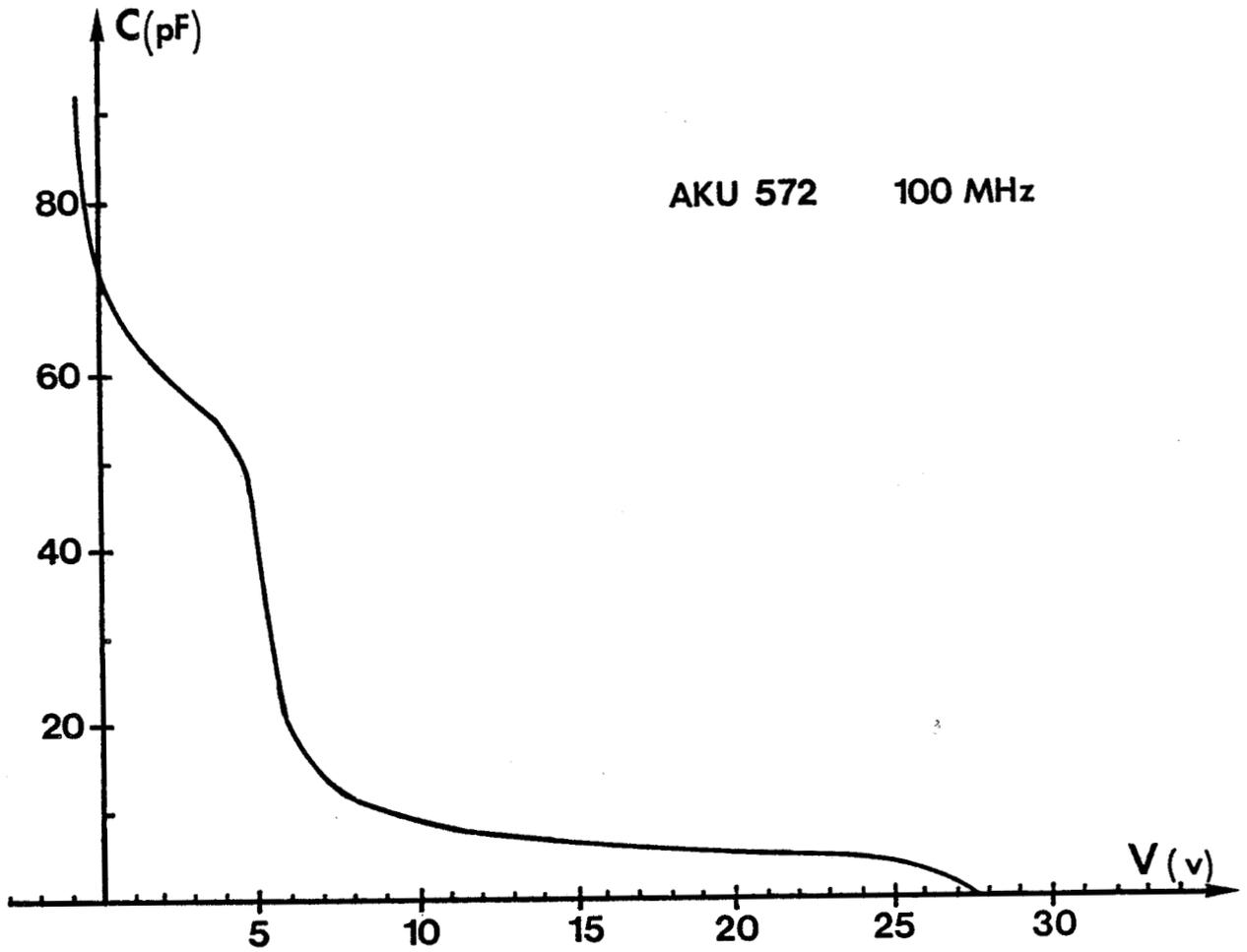


Figure IV.2 : Evolution de la capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée.

IV.1.2 Capacité en inverse C(v)

Nous relevons l'évolution de la capacité de la jonction polarisée en inverse en fonction de la tension appliquée à la diode.

La mesure, entièrement pilotée par une calculatrice de table HP 9825,A peut se faire soit sur capacimètre automatique BOONTON 76 A à 1 MHz, soit sur analyseur de réseaux HP 8410 A entre 100 et 500 MHz [27],[43].

La figure IV.2 illustre un exemple de mesure.

Nous pouvons aussi faire varier, pour cette mesure, la température de l'échantillon (jusqu'à T=200°C). Cette élévation de température va entraîner un retard du phénomène d'avalanche et nous permet une meilleure exploration de la zone désertée par le fait que la tension d'avalanche est plus importante.

Cette mesure nous renseigne donc sur la largeur de la zone désertée de la diode et dans certains cas (diodes confinées) sur l'épaisseur de l'épitaxie W_2 .

Une fois les mesures effectuées, les données sont immédiatement traitées par ordinateur.

La capacité d'une diode polarisée en inverse en fonction de la tension appliquée peut s'exprimer par la relation:

$$C(V) = \frac{\epsilon S}{W(V)} \quad (27)$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du matériau, $W(V)$ la longueur de zone désertée et S la surface de la diode.

Le profil de dopage peut être obtenu par la relation suivante [2] :

$$N_D(x) = \frac{1}{S^2} \cdot \frac{C^3}{q \cdot \epsilon \left(\frac{dC}{dV} \right)} \quad (28)$$

où q est la charge de l'électron.

En même temps que le profil de dopage, nous pouvons obtenir, à partir des mêmes mesures, la carte du champ électrique $E(x)$ en régime statique.

En effet, la valeur du champ électrique est donnée par :

$$E(x) = \int_{x_{\max}}^x q \cdot \frac{N_D(x)}{\epsilon} dx \quad (29)$$

En éliminant $N_D(x)$, cette équation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon \cdot S} \int_{V_{\max}}^{V(x)} C \cdot dV \quad (30)$$

La capacité de la diode ne pouvant devenir infinie, nous ne pouvons accéder expérimentalement à la connaissance du champ électrique $E(x)$ pour des abscisses x comprises entre 0 et $x_{\min} = \frac{\epsilon \cdot S}{C_{\max}}$. Le programme utilisé permet de déterminer dans cet intervalle une valeur de dopage (généralement de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}) [27].

Pour pouvoir tracer la carte de champ électrique $E=f(x)$, la relation (30) montre qu'il est nécessaire de connaître la surface de l'échantillon S qui est, bien souvent, mal définie. Pour cela, nous faisons intervenir une autre grandeur : la condition d'avalanche notée C_A qui s'écrit :

$$C_A = \int_0^x \alpha(E) \cdot dx \quad (31)$$

où $\alpha(E)$ est le taux d'ionisation des électrons.

Au moment du "claquage" de la diode par effet d'avalanche, cette fonction doit être égale à 1. Lors du tracé de la carte de champ électrique et du profil de dopage, le calculateur procède à l'évaluation de cette grandeur C_A pour une surface S donnée. Si C_A n'a pas la valeur 1, nous modifions la surface S de

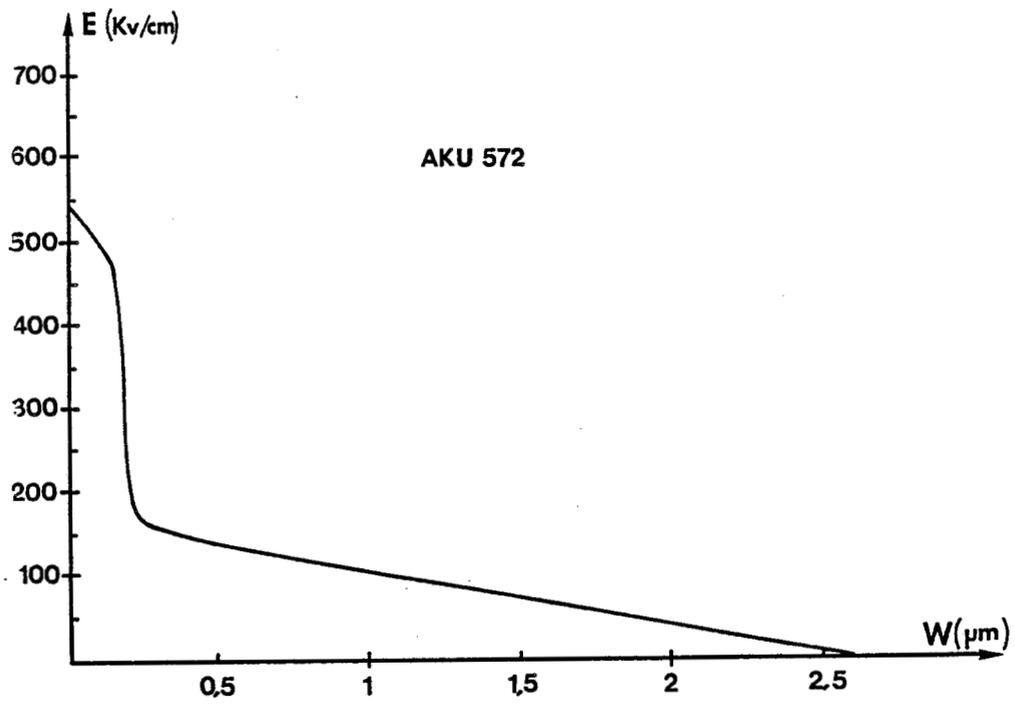


Figure IV.3 : Carte du champ électrique

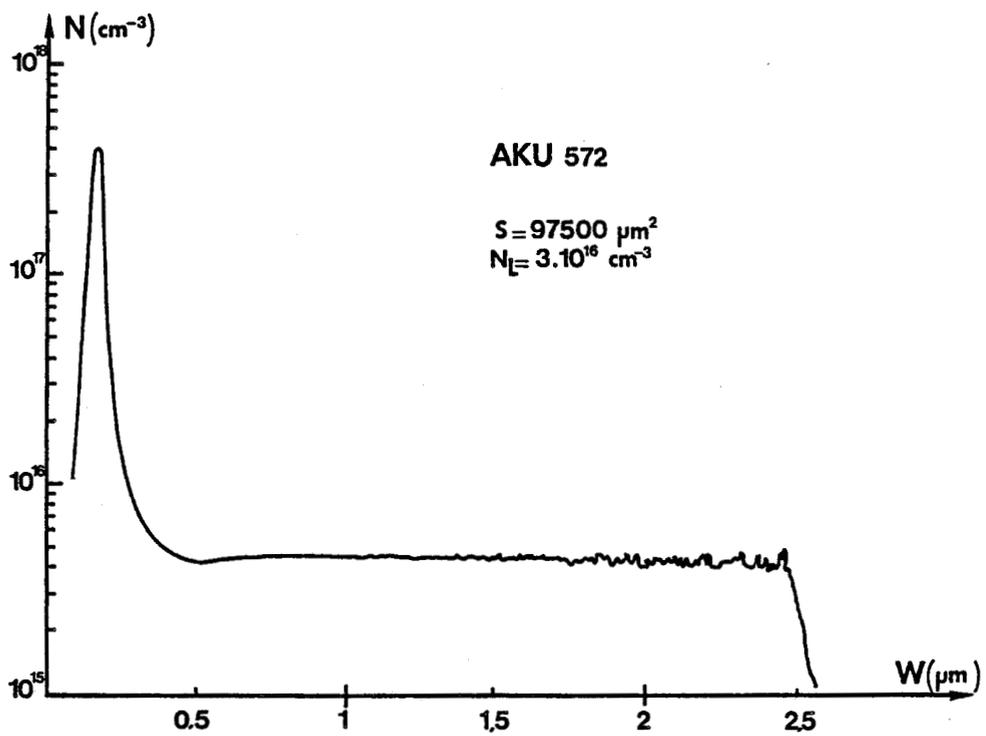


Figure IV.4 : Profil de concentration en impuretés

l'échantillon: le profil de dopage, la carte de champ électrique et la tension d'avalanche vont donc varier. Nous recalculons alors la nouvelle valeur de la fonction C_A et ce procédé est répété jusqu'à ce que cette fonction prenne la valeur 1.

Le profil de concentration en impuretés $N(x)$ et la carte de champ électrique $E(x)$ peuvent alors être tracés.

Nous donnons des exemples sur les figures IV.3 et IV.4.

En conclusion, nous pouvons dire que cette mesure nous permet de connaître :

- La carte de champ électrique $E(x)$
- La carte de dopage $N(x)$
- La surface S de l'échantillon
- La largeur de la zone désertée W
- La largeur de la zone d'avalanche δ .

Une autre mesure va nous permettre d'obtenir des résultats intéressants concernant les paramètres physiques du composant: celle de la résistance de charge d'espace.

IV.1.3 Résistance de charge d'espace R_C

Nous mesurons l'impédance de la diode pour une fréquence $F = 500\text{MHz}$ en fonction du courant de polarisation I_0 .

En utilisant une formulation simplifiée pour le calcul de l'impédance de la diode (donnée en annexe II) pour une fréquence $F = 500\text{MHz}$, nous obtenons la relation suivante:

$$Z_C \# R_C = \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon \cdot v_{ns} \cdot S} \quad (32)$$

avec

W et δ : largeurs de la zone de transit et d'avalanche respectivement

S : surface de la diode

v_{ns} : vitesse de saturation des électrons.

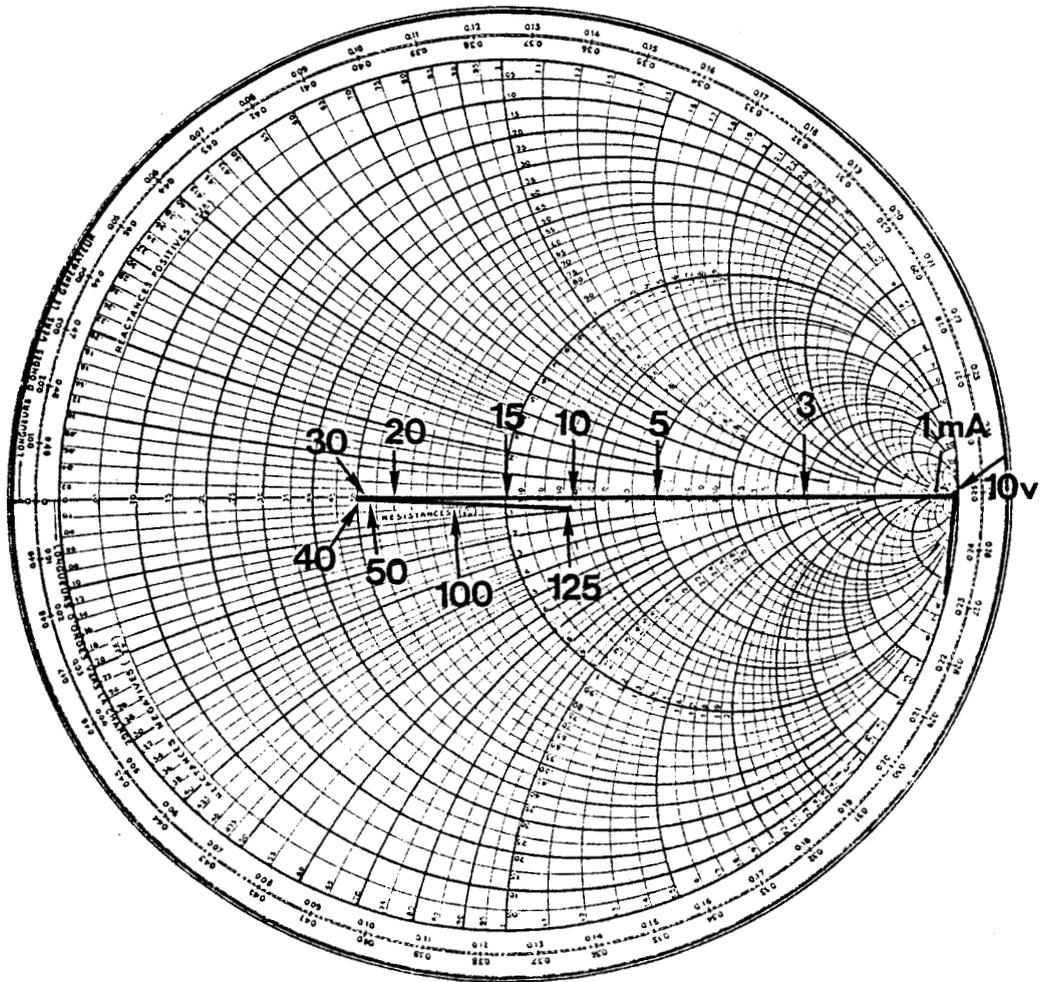


Figure IV.5 : Evolution de la résistance de charge d'espace R_c en fonction du courant I_0 .

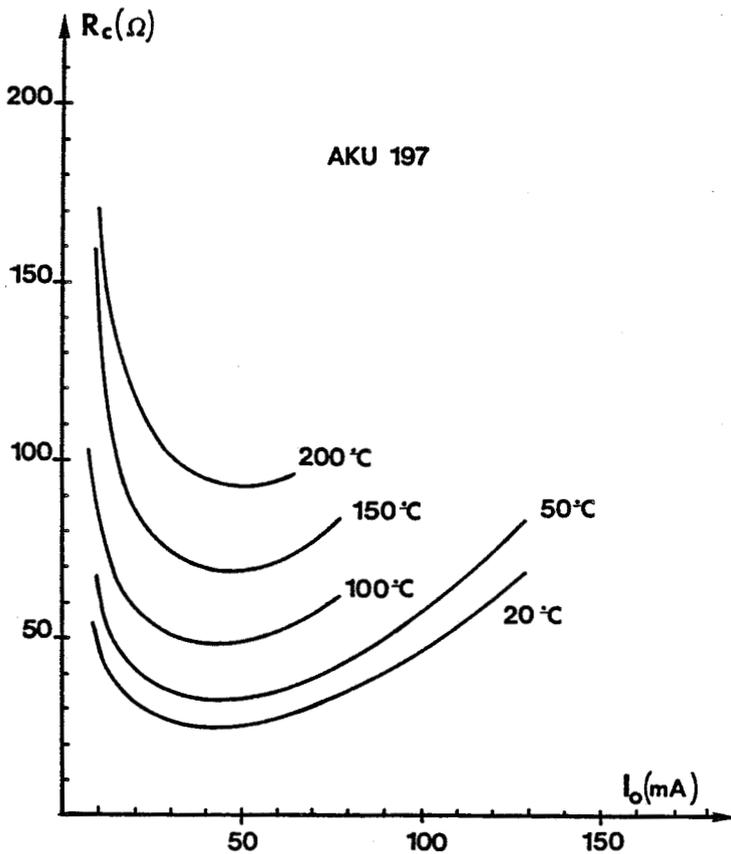


Figure IV.6 :

Evolution de la résistance R_c en fonction du courant I_0 et de la température T .

La figure IV.5 illustre un exemple de mesure avec un tracé sur abaque de Smith.

Dans la mesure où la surface S de la diode et la grandeur $(W-\delta)$ sont bien connues, nous pouvons accéder à la détermination de la vitesse de saturation des électrons v_{ns} . De plus, si nous effectuons cette mesure de R_C pour différentes valeurs de température du boîtier T_B , nous connaissons l'évolution de v_{ns} avec la température (comme nous le verrons dans la troisième partie de ce chapitre).

Nous donnons sur la figure IV.6 un exemple de l'évolution de cette résistance de charge d'espace en fonction du courant de polarisation I_0 pour plusieurs températures du boîtier T_B .

Une autre mesure importante qui nous permet de recouper l'ensemble des différents résultats obtenus: l'impédance hyperfréquence de la diode.

IV.1.4 Impédance hyperfréquence

Les mesures expérimentales de l'impédance hyperfréquence en régime linéaire (petit signal) dans une gamme de fréquence allant de 2 à 18GHz sont faites à l'aide d'un analyseur de réseaux HELWETT-PACKARD 8410A pour différentes valeurs du courant de polarisation I_0 .

Le boîtier peut être porté à différentes températures T_B . Afin de nous affranchir des problèmes thermiques, nous avons maintenu la diode à un courant constant et effectué les mesures de l'impédance hyperfréquence à fréquence variable. Les mesures sont rapides et les résultats sont dépouillés par une calculatrice de table HP 9825 A.

Ces résultats peuvent être présentés sous deux formes:

- Soit coefficient de réflexion ρ et phase ϕ en fonction de la fréquence avec un tracé sur abaque de Smith étendu (figure IV.7)
- Soit résistance R_D et réactance X_D en fonction de la fréquence (figure IV.8).

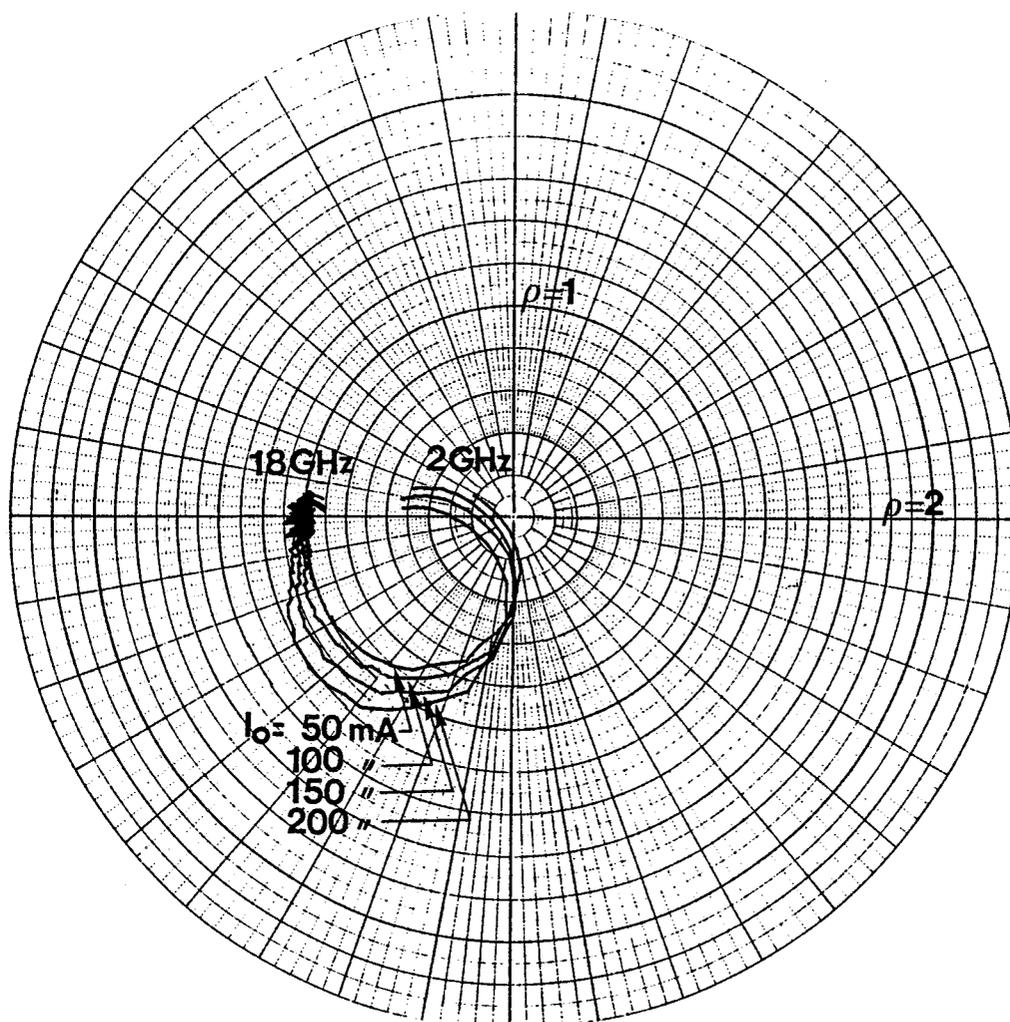


Figure IV.7 : Coefficient de réflexion ρ et phase ϕ en fonction de la fréquence.

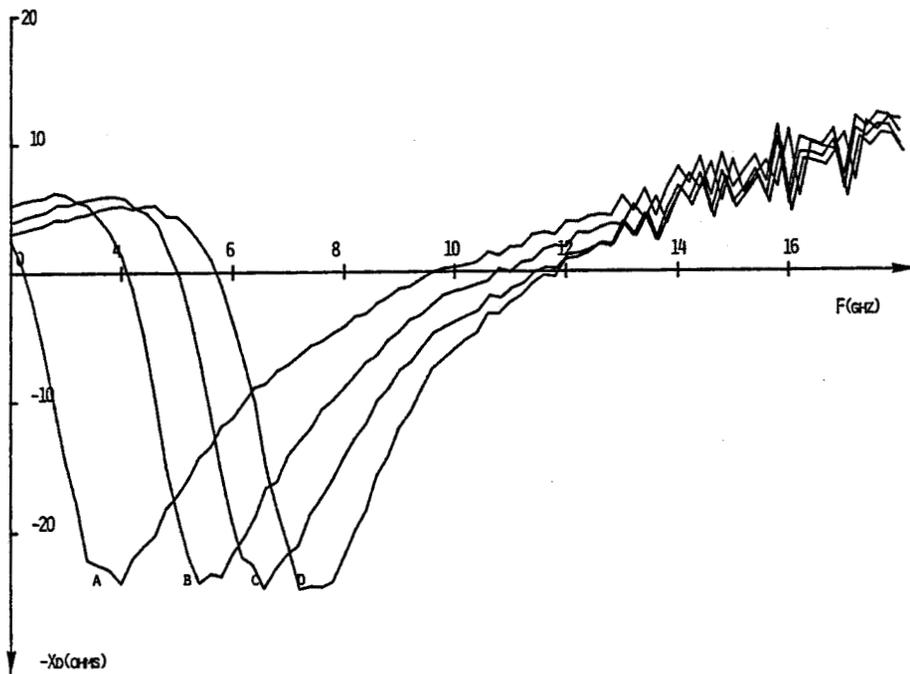
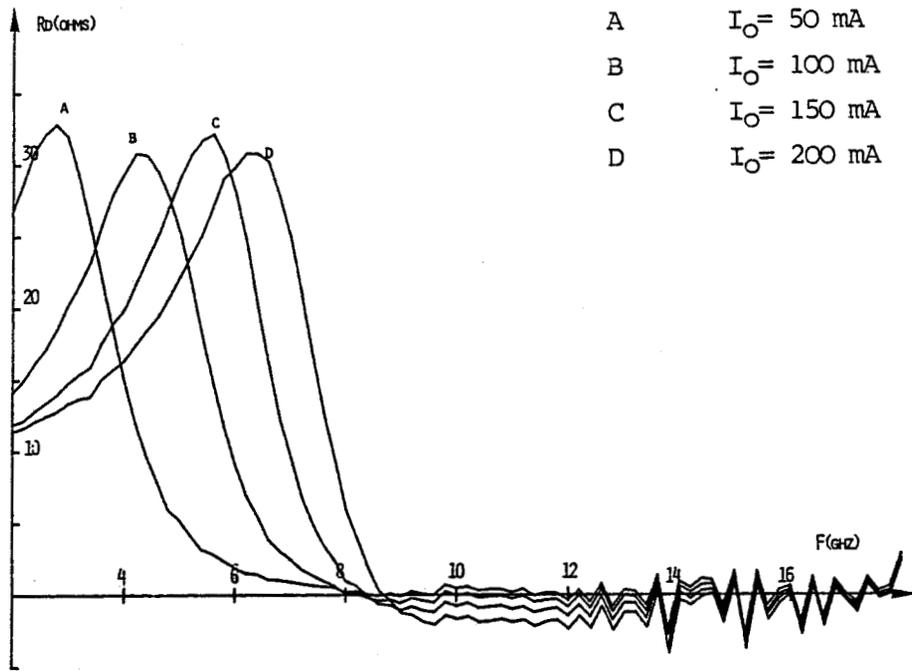
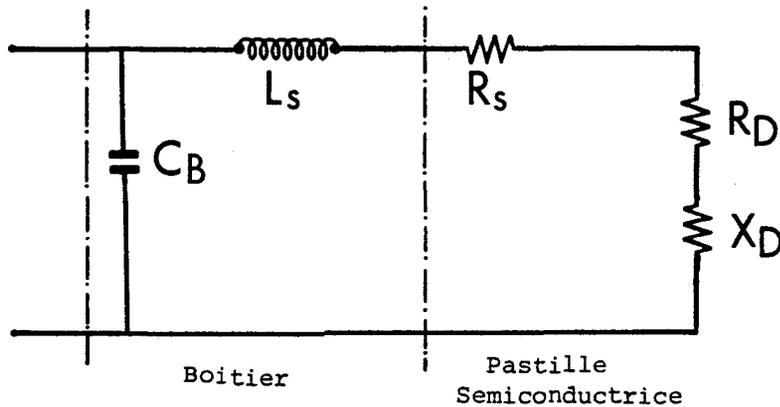


Figure IV.8 : Résistance R_D et réactance X_D en fonction de la fréquence.

Nous comparons, dans la troisième partie de ce chapitre, ces résultats expérimentaux, à ceux de l'étude théorique.

La mesure de l'impédance a été réalisée sur le composant encapsulé, c'est à dire puce semiconductrice plus boitier. Nous allons expliquer maintenant comment nous pouvons déterminer les éléments du boitier en considérant un schéma équivalent simple de celui-ci.

Le schéma retenu est le suivant :



Le but du travail est de déterminer les valeurs des éléments de ce boitier : capacité d'encapsulation C_B et self de connexion L_s .

La détermination de la capacité C_B est obtenue par comparaison de la courbe théorique donnant l'impédance du boitier en circuit ouvert avec la courbe expérimentale.

L'information est présentée par la phase $\phi(\omega)$ et nous donnons sur la figure IV.9 son évolution en fonction de la fréquence.

Nous arrivons ainsi à estimer la valeur de C_B qui est de l'ordre de 0,15 pF pour l'exemple donné.

Pour des fréquences élevées, dans la gamme choisie (entre 12 et 18GHz), nous observons une influence considérable de la self L_s sur la valeur de la phase $\phi(\omega)$.

La valeur de la self L_s sera obtenue par ajustement des valeurs de celle-ci pour obtenir un bon accord entre les courbes expérimentales et théoriques donnant l'impédance de la diode à courant faible.

En effet, pour un courant faible, l'impédance de la diode se réduit à une capacité $X_D = C = \frac{\epsilon S}{W}$ et la résistance R_D est négligeable.

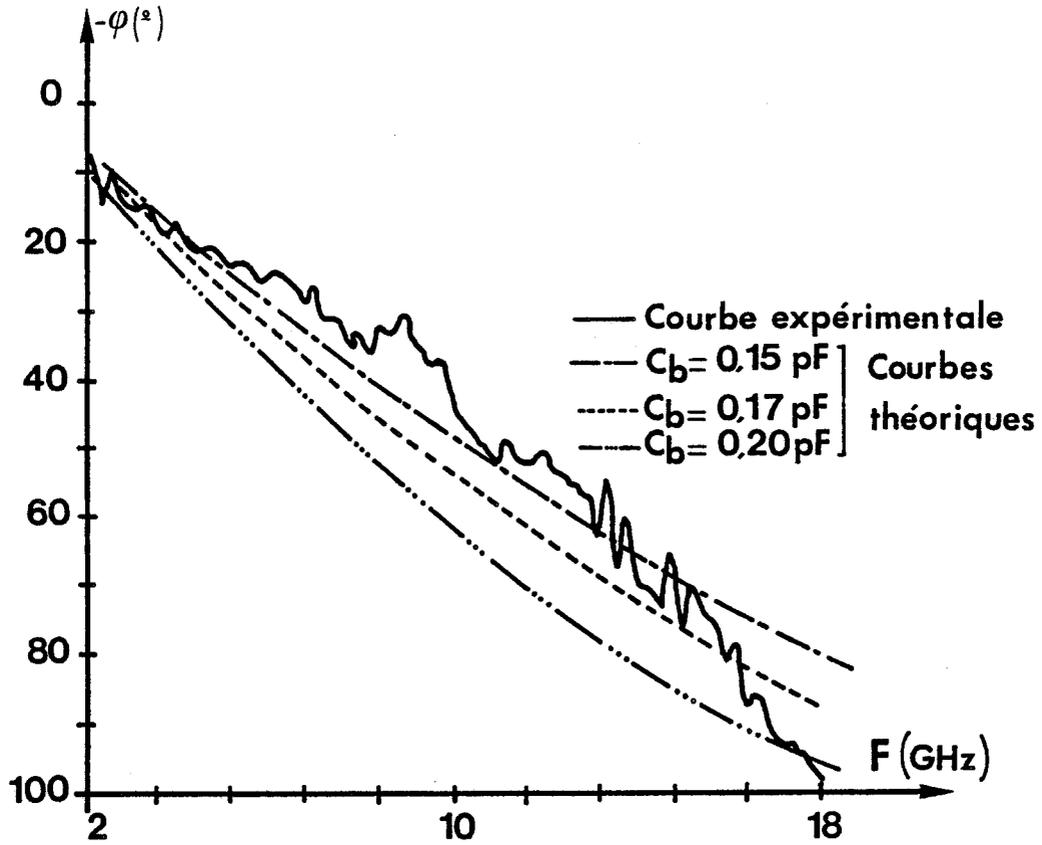


Figure IV.9 : Evolution de la phase du C.O en fonction de la fréquence. (Détermination de C_B)

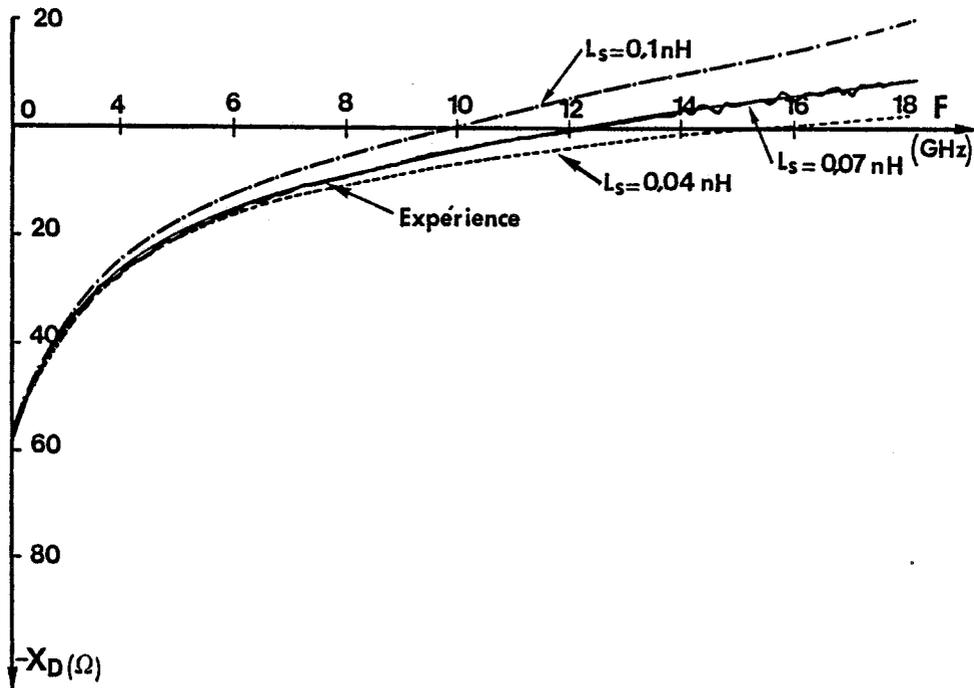


Figure IV.10 : Réactance X_D en fonction de la fréquence (Détermination de L_S)

La figure IV.10 donne l'impédance de la diode pour un courant faible qui se réduit à la réactance X_D . Les valeurs des éléments du boîtier qui donnent le meilleur accord sont alors :

$$C_B \# 0,15 \text{ pF} \quad \text{et} \quad L_S \# 0,07 \text{ nH.}$$

Nous considérons que ces paramètres sont indépendants de la fréquence pour le boîtier hyperfréquence donné.

Les échantillons, dont nous disposons sont encapsulés dans des boîtiers du type W2 ou W4.

Nous résumons dans le tableau suivant, les valeurs des éléments de ces boîtiers pour le schéma choisi :

Boîtier	L_S (nH)	C_B (pF)
W2	0,15	0,20
W4	0,07	0,15

Dans notre étude, nous avons considéré un schéma équivalent simple du boîtier, constitué d'une cellule L_S-C_B . Il s'agit d'une approximation justifiée dans la mesure où, d'après l'expérience acquise dans notre Laboratoire, l'utilisation d'un schéma équivalent complexe n'apporte pas d'amélioration sensible à l'accord théorie-expérience [44] , [45] .

La caractérisation des lots d'échantillons de diodes A.T.T. fournis par la division DCM de la THOMSON-CSF nous a permis de déterminer leurs différents paramètres et caractéristiques: nous les avons rassemblés et donnés au tableau XII .

CONCLUSION

Nous avons décrit, dans cette première partie de l'étude expérimentale, les méthodes de caractérisation des échantillons

DIODE	N° du Lot	Structure (type)	Boitier	V _{aval.} (v)	R _{th} (°C/W)	C _{av} (pF)	S (10 ⁻⁴ cm ²)	N _o (cm ⁻³)	R _c (500MHz) (Ω)
AKU 193	1425	Monomésa	W ₂	22v à 20°C 26 v à 200°C	25	C _o =9pF C =0,6pF (22 v)	1,0	6 à 7.10 ¹⁵	25.7 (50mA) 37.4 (150mA)
AKU 197	1425	Monomésa	W ₂	13,8v à 20°C 17,5v à 200°C	35	C _o =4,2pF C #OpF (14v)	0,45	6 à 7.10 ¹⁵	26,3 (50mA) 65,9 (125mA)
AKU 200	1425	Monomésa	W ₂	18v(20°C) 19v(150°C)	18	C _o =39pF C= 6pF (18v)	3,65	6.10 ¹⁵	127 (100mA) 12,9(230mA)
AKU 203	1425	Monomésa	W ₂	27.6(20°C) 31.3(150°C)	19	C _o =22,5 C =2,16pF 27v	3,7	6.10 ¹⁵	12,6(100mA) 14,3(200mA)
AKU 365	1425	bimésa	W ₄	24,1 (20°C)	11,6	1.9pF à 21,5v 4OpF à Ov	3,5	5,5.10 ¹⁵	14,7(75mA) 15,2(200mA)
AKU 367	7900 A	bimésa	W ₄	22 (20°C)	13,5	3,1 pF à 21,5v 40 pF (ov)	5,0	5.10 ¹⁵	11,8(50mA) 13,8(200mA)
AKU 366	7900 A	Monomésa	W ₄	29,5 (20°C)	11,8	3,82 pF (27v) 50 pF (Ov)	7,35	6.10 ¹⁵	12,5(100mA) 11,6(200mA)

TABLEAU XII : TABLEAU RÉCAPITULATIF DES CARACTÉRISTIQUES DES ÉCHANTILLONS ÉTUDIÉS.

et présenté les différents résultats obtenus.

Ces résultats vont nous permettre d'effectuer la comparaison théorie-expérience dans le but de connaître certains paramètres caractéristiques du matériau semiconducteur et aussi de vérifier la validité de notre modèle de simulation de la diode A.T.T.

Nous allons maintenant exposer les résultats de l'étude concernant la réalisation de l'oscillateur hyperfréquence à diode A.T.T.

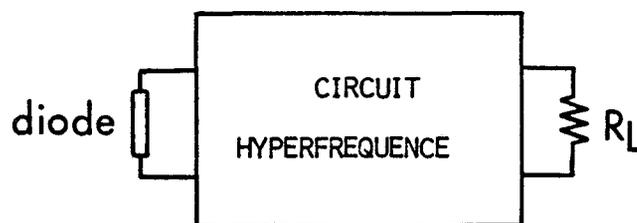
IV.2 REALISATION DE L'OSCILLATEUR A.T.T.

IV.2.1. Circuit Hyperfréquence

Nous décrivons dans cette partie le circuit hyperfréquence utilisé pour réaliser l'oscillateur à diode A.T.T.

a) Schéma de principe

La diode à avalanche et à temps de transit est placée dans une structure hyperfréquence, dont le schéma de principe est le suivant:

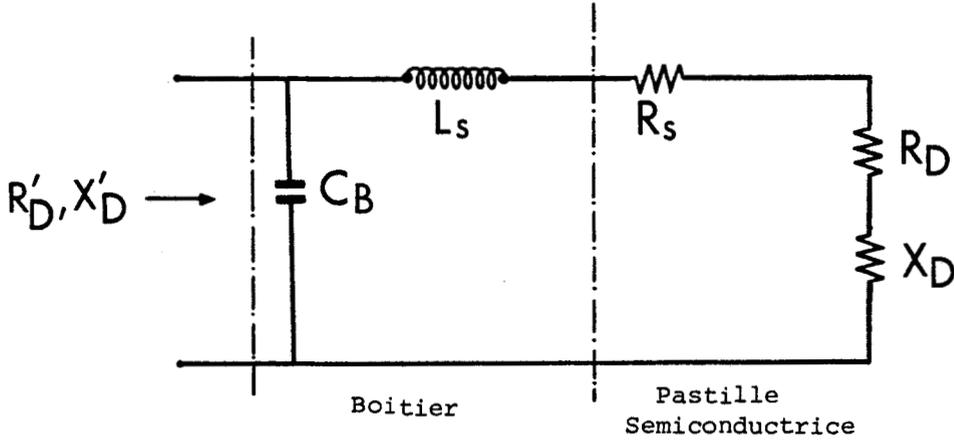


En associant la diode à un circuit hyperfréquence convenable, il est possible d'entretenir des oscillations à une fréquence F_0 et de recueillir une puissance hyperfréquence aux bornes de la résistance R_L .

Le circuit d'utilisation est constitué d'une impédance

de charge variable $Z_L = R_L + jX_L$.

Nous utilisons le schéma équivalent, donné précédemment, pour représenter la diode avec son boîtier :



Nous appelons :

- R'_D et X'_D les composantes de l'impédance Z'_D de la diode avec son boîtier.

- R'_L et X'_L les composantes de l'impédance du circuit hyperfréquence Z'_L ramenées dans le plan de la diode.

Dans ces conditions, lorsqu'on applique une tension de polarisation suffisante à la diode, le régime stationnaire en oscillation, pour un courant de polarisation I_0 , est défini par l'équation [38][46] :

$$Z'_L(\omega) + Z'_D(\omega, V_{HF}) = 0 \quad (33)$$

soit :

$$\begin{aligned} R'_D(\omega, V_{HF}) + R'_L(\omega) &= 0 \\ X'_D(\omega, V_{HF}) + X'_L(\omega) &= 0 \end{aligned} \quad (34)$$

avec V_{HF} tension hyperfréquence aux bornes de la diode.

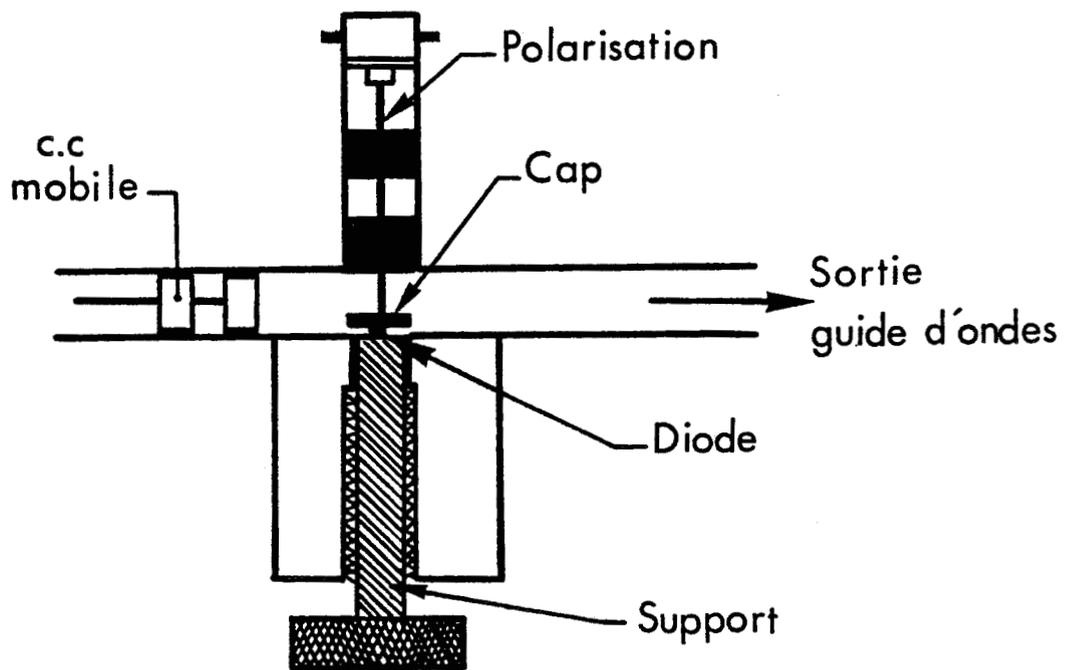


Figure IV.11 : Schéma de principe de la cellule de mesure.

La valeur de la résistance R_D détermine le niveau de la puissance hyperfréquence tandis que la réactance X_D fixe la fréquence de celle-ci.

Nous allons montrer dans la partie suivante, comment réaliser pratiquement ce circuit hyperfréquence.

b) Réalisation pratique

— Cellule de mesure

La diode est montée dans un circuit hyperfréquence en guide d'onde présentant une forte impédance de charge. Nous donnons à la figure IV.11 le schéma de la cellule de mesures utilisées.

L'adaptation d'impédance entre la source et la charge est réalisée par l'utilisation d'une structure à "cap"[46][47][48][49] .

Cette structure à "cap" comporte autour de la diode une ligne radiale d'impédance caractéristique faible. Elle joue le rôle d'un transformateur d'impédance. Ce dispositif sera utilisé pour adapter la faible impédance présentée par la diode.

Cette structure présente une facilité de réalisation et son emploi est très répandu pour les oscillateurs.

Celle-ci est réalisée en laiton pour sa facilité de mise en oeuvre et sa relative bonne conductivité thermique et électrique.

Le support de la diode est entouré d'un tuyau en cuivre, parcouru par un courant d'eau froide, afin d'assurer une bonne évacuation de la chaleur dissipée par la diode pour une utilisation en mode continu.

Nous avons réalisé une série de "caps" de diamètres différents dans le but d'obtenir une bonne adaptation d'impédance à la fréquence d'oscillation de la diode. L'alimentation continue positive est réalisée par l'intermédiaire du cap et le découplage entre le circuit d'alimentation et le circuit hyperfréquence est assuré par un filtre coaxial constitué de plusieurs sections quart d'onde à très basse impédance caractéristique accordées sur la fré-

quence de sortie [47] . Le guide d'onde est muni aussi d'un court circuit mobile, disposé de l'autre côté de sa sortie.

Celui-ci assure un fonctionnement dans des conditions optimales quand il est situé à une distance de la diode sensiblement égale à $(2n+1) \frac{\lambda_g}{2}$ (λ_g est la longueur d'onde du guide) [47] .

Notons que ce circuit présente un risque plus grand de destruction des diodes lors des réglages hyperfréquences [50] .

— Appareillage de mesure

Les essais en oscillations sont réalisés pour les deux modes de fonctionnement étudiés:

- Fonctionnement en mode continu
- Fonctionnement en mode impulsionnel.

Afin de connaître la puissance continue appliquée à la diode, nous relevons la tension de polarisation, ce qui nous permettra de calculer le rendement.

Pour le fonctionnement en mode continu, nous utilisons une alimentation continue à courant constant.

Pour l'étude du fonctionnement en mode impulsionnel, un générateur d'impulsions de courant a été réalisé au niveau de notre laboratoire.

Il possède les caractéristiques suivantes:

- Gamme de courant : 0 à 2A
- Gamme de tension : 0 à 50V
- Durée de l'impulsion : 1 μ s
- Taux de remplissage : 20% à 40%.

Les impulsions de courant et de tension sont visualisées sur oscilloscope. La puissance hyperfréquence de sortie est mesurée à l'aide du mesureur de puissance HP 463A. L'observation du spectre s'effectue à l'aide de l'analyseur de spectre HP et nous relevons en même temps la fréquence des oscillations.

IV.2.2. Mesures hyperfréquences

Nous avons réalisé ces mesures hyperfréquences pour

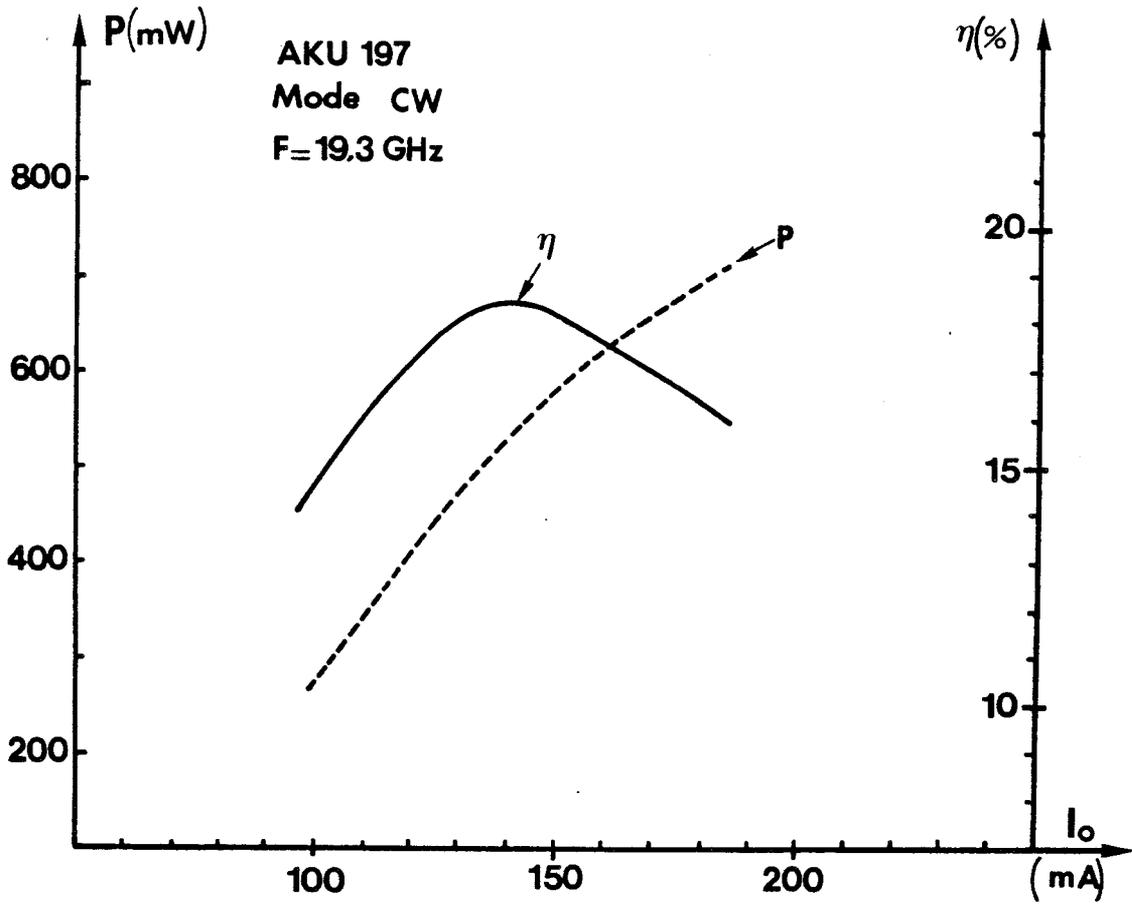


Figure IV.12 : Evolutions de la puissance hyperfréquence
 et du rendement en fonction du courant I_0 .

un certain nombre de diodes et nous ne présentons dans cette partie que les résultats les plus intéressants.

La plupart des diodes qui sont à notre disposition présentent des surfaces élevées. Elles sont du type biméssa parallèle ou annulaire. L'adaptation d'impédance pour leur utilisation en mode continu s'avère délicate. Elles sont prévues pour un fonctionnement en impulsions où les densités de courant sont importantes et les niveaux de résistance négative plus élevés.

Le mode opératoire que nous avons utilisé pour le réglage de l'oscillateur est le suivant: Pour un diamètre de cap donné, nous recherchons d'abord le courant de seuil qui permet le démarrage de l'oscillation.

Nous augmentons ensuite le courant de polarisation de la diode et nous recherchons l'accord hyperfréquence qui nous permet d'obtenir la puissance maximale. Ce procédé est répété pour d'autres valeurs de courant et de diamètre de cap.

Le réglage optimum consiste à diminuer l'impédance de charge, ce qui doit s'accompagner d'une augmentation de la puissance hyperfréquence et d'une diminution de la tension de polarisation.

Nous pouvons ainsi tracer l'évolution de la puissance hyperfréquence et du rendement en mode continu en fonction du courant de polarisation I_0 . A titre d'exemple, nous donnons sur la figure IV.12 les résultats obtenus pour la diode AKU 197.

Nous remarquons que cette courbe est semblable à celle que nous avons obtenue au cours de l'étude théorique où nous avons constaté que le maximum en rendement était obtenu pour des valeurs de courant plus faibles que pour le maximum en puissance.

Nous n'avons pas pu tracer cette courbe pour les faibles valeurs de courant, car la résistance négative présentée par la diode est faible et le courant de seuil n'est pas encore atteint. Pour les valeurs élevées du courant de polarisation I_0 , nous sommes limités par la température maximale admise par la diode.

D'une manière générale, pour les diodes de surfaces importantes, ce courant de seuil élevé: dans ce cas, il devient difficile de tracer l'évolution de la puissance hyperfréquence P_{HF} et

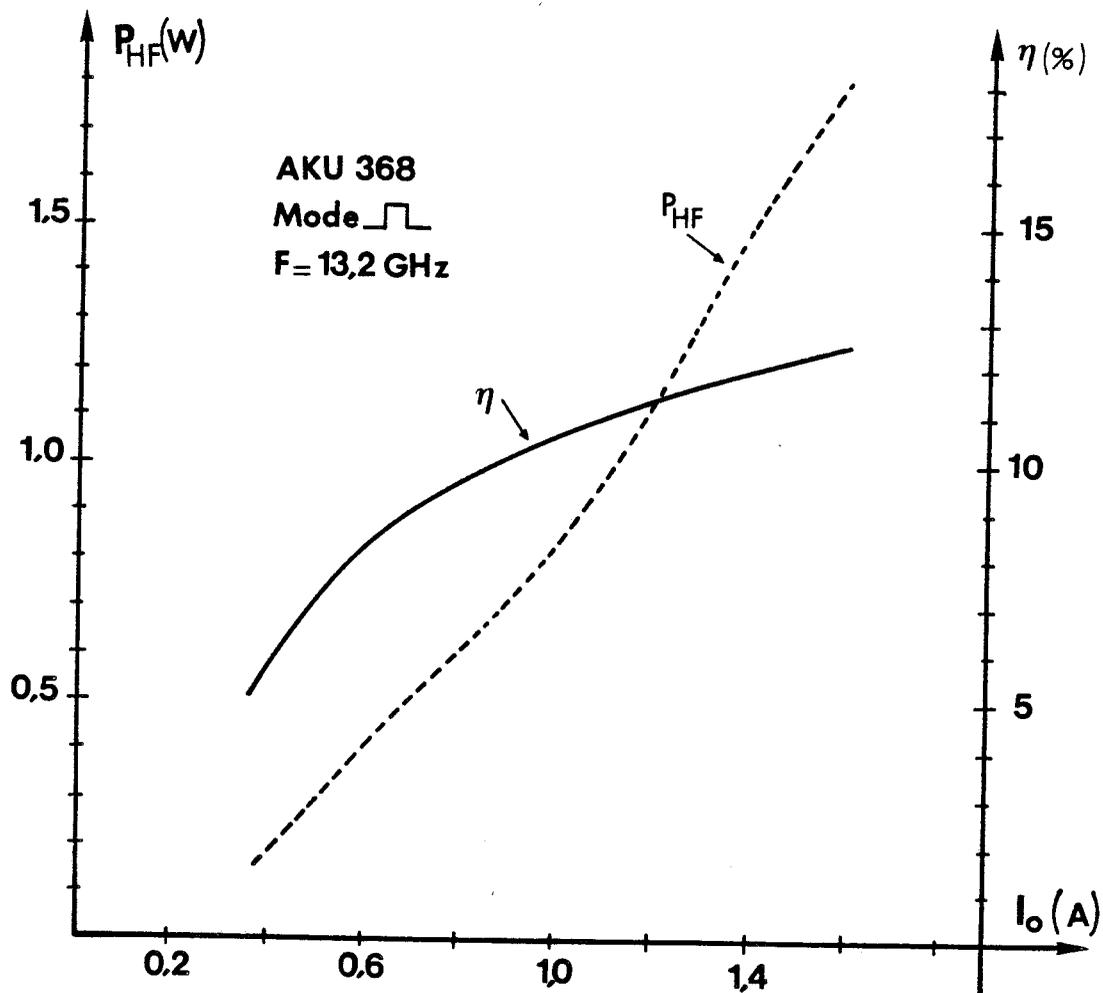


Figure IV.13 : Evolutions de la puissance hyperfréquence et du rendement en fonction de I_0 .

- Température du boîtier : celle de l'eau ($T_B \approx 16^\circ \text{C}$)
- Courant de polarisation : $I_0 = 257 \text{ mA}$
- Tension de fonctionnement : $V_0 = 30,5 \text{ V}$
- Puissance continue appliquée : $P_0 = 7,85 \text{ W}$
- Cap utilisé : creux avec $\phi = 6,0 \text{ mm}$
 - Puissance de sortie : $P_{HF} = 1,50 \text{ W}$
 - Rendement : $\eta = 19,10\%$
 - Fréquence : $F = 17,44 \text{ GHz}$

TABEAU XIII : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS POUR LA DIODE AKU 193.

du rendement η en fonction du courant I_0 pour le mode de fonctionnement continu. A partir de cette courbe, nous pouvons déterminer le point de fonctionnement optimal. Nous résumons, à titre d'exemple, au tableau XIII, les paramètres de ce point de fonctionnement pour une autre diode : AKU 193.

Pour le mode impulsionnel, les valeurs de courant utilisées sont importantes. Nous avons eu certaines difficultés pendant les essais d'oscillation de ces diodes: en effet, la forme des impulsions de courant et de tension présentait certaines anomalies telles que des oscillations amorties sur le flanc supérieur.

Nous présentons sur la figure IV.13, un exemple de résultats obtenus pour le fonctionnement en régime impulsionnel pour la diode AKU 368.

Les différents résultats d'essais en oscillation tant en continu qu'en impulsions sur les diodes fournies par la THOMSON-CSF sont donnés au tableau XIV.

Nous avons déjà signalé, lors de l'optimisation des performances de la diode, le rôle important joué par la résistance de pertes R_S sur la puissance émise par la diode. Afin de pouvoir effectuer la comparaison théorie-expérience, il est intéressant de pouvoir déterminer expérimentalement la valeur de ce paramètre.

IV.2.3. Mesures de R_S

La mesure de la valeur exacte de ce paramètre est délicate, car cette résistance représente en réalité la somme de plusieurs résistances: celle des contacts intérieurs et extérieurs, des différentes zones du semiconducteur, des fils de connexion et du circuit.

Aussi, avons nous utilisé deux méthodes pour déterminer la valeur de cette résistance de pertes R_S .

a) Mesures à partir de l'impédance:

Nous utilisons pour cette mesure à partir de l'impédance, deux méthodes:

- à fréquence fixe: cette méthode est valable seulement pour le cas des diodes confinées.

DIODE	MODE	F_o (GHz)	P_{HF} (W)	η (%)	I_o (mA)	V_o (v)
AKU 193	C.W	17,5	1,45	18,9	260	29,5
AKU 197	C.W	18,3	0,75	16	200	23,5
AKU 200	 25%	14,9	1,82	21,7	1200	28
AKU 203	 25%	14,6	2,00	16,8	1250	38
AKU 365	C.W	15,5	3,9	17,5	650	34,2
AKU 367	C.W	15	4,8	19,3	720	34,5
AKU 411	 25%	13,5	3,75	15,4	2500	39
AKU 582	 25%	13,3	3,7	23,7	1600	39

TABLEAU XIV : EXEMPLES DE RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES DIODES FOURNIES PAR THOMSON-CSF.

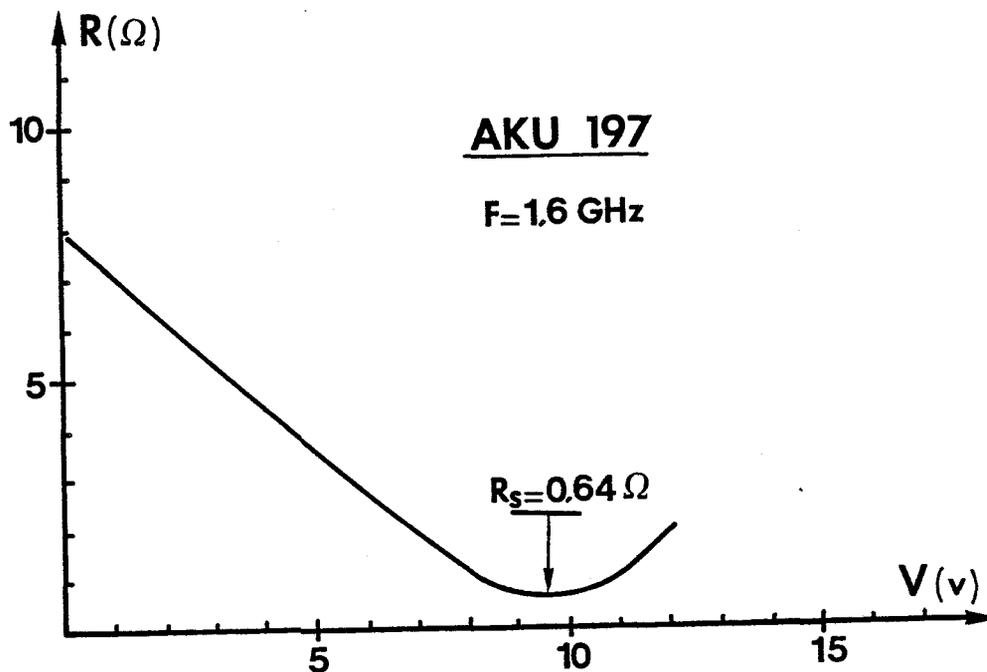


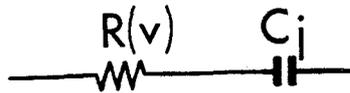
Figure IV.14 : Evolution de la résistance $R(v)$ en fonction de la tension inverse (AKU 197).

- à fréquence variable: valable d'une manière générale.

● Fréquence fixe: [51]

Les mesures de l'impédance hyperfréquence pour une fréquence fixe sont réalisées à l'aide de l'analyseur de réseaux HP8410A. La diode étant polarisée en inverse, nous mesurons la variation de sa résistance en fonction de cette tension inverse avant l'avalanche.

Dans ce cas, la diode peut être représentée par un schéma simplifié constitué d'une résistance $R(v)$ en série avec une capacité C_j :



La résistance $R(v)$ représente la résistance série totale et c_j la capacité de la jonction.

Sous l'influence de la tension inverse de polarisation V_0 , la zone active du semiconducteur W se déserte et de ce fait la résistance $R(v)$ varie d'une manière opposée à W .

Cette résistance $R(v)$ décroît donc en fonction de la tension inverse appliquée jusqu'au moment où l'épaisseur de la zone désertée W_T est égale à l'épaisseur de l'épitaxie W_2 , nous avons à ce moment $R(v) = R_s$.

Nous donnons sur les figures IV.14 et 15 des exemples de résultats obtenus.

Cependant, il n'est pas toujours possible d'observer cette égalité entre l'épaisseur de la zone désertée et celle de l'épitaxie (par exemple pour des diodes non confinées). Pour cela, nous avons utilisé une autre méthode, basée toujours sur la mesure de l'impédance, mais pour une fréquence variable.

● Fréquence variable : [52]

Dans ce cas, nous comparons l'impédance hyperfréquence expérimentale à celle obtenue par la théorie.

Les mesures expérimentales de cette impédance sont réalisées à l'aide de l'analyseur de réseaux de 2 à 18GHz pour des tensions inverses comprises entre 0 et V_a (tension d'avalanche).

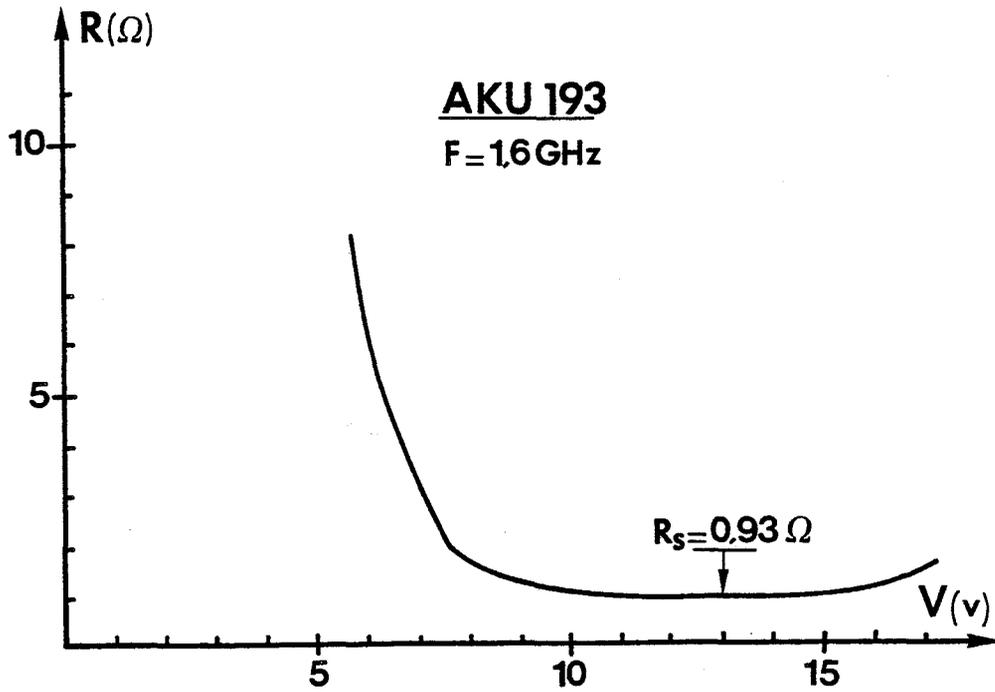


Figure IV.15 : Evolution de la résistance $R(v)$ en fonction de la tension inverse (AKU 193).

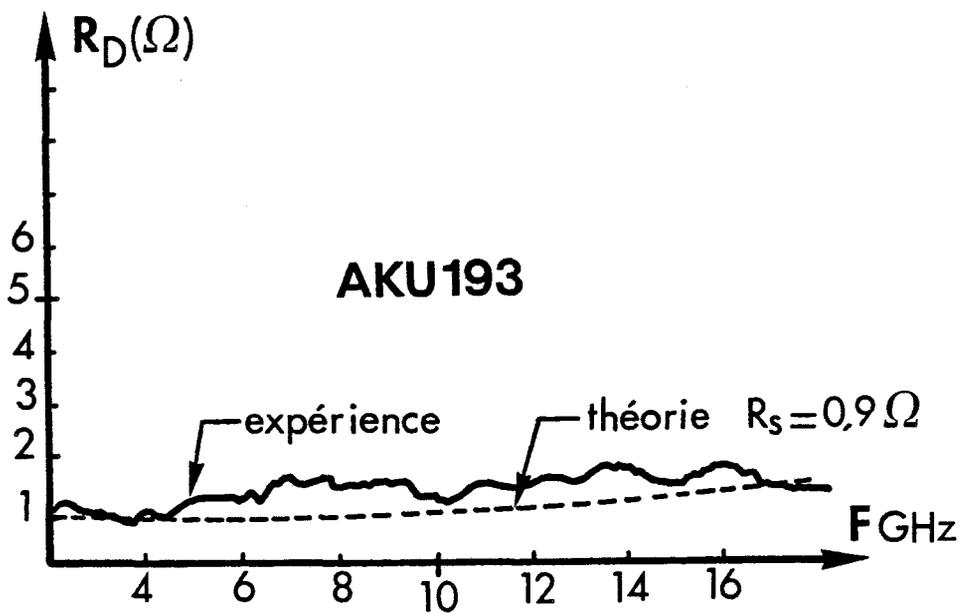
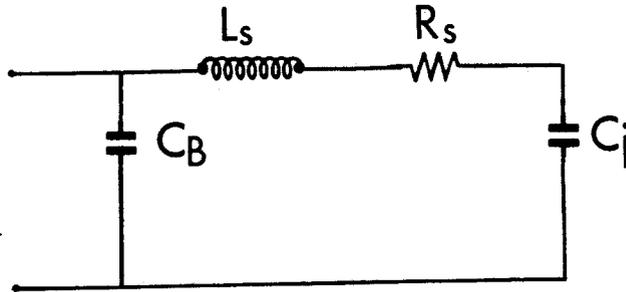


Figure IV.16 : Variations de la résistance de la diode en fonction de la fréquence.

Nous adoptons le schéma équivalent suivant pour représenter la diode polarisée en inverse :



Dans ce cas, son impédance se ramène à une capacité C_j (celle de la jonction) en série avec la résistance R_s .

Nous connaissons cette capacité C_j , car nous avons tracé son évolution en fonction de la tension inverse appliquée, lors de la caractérisation.

La résistance de la diode R_D que nous mesurons se ramène à la résistance de pertes R_s dans la mesure où nous pouvons négliger l'influence de la self connexion L_s : ceci est en général vrai pour les fréquences les plus basses de la gamme utilisée.

Par contre, pour les fréquences plus élevées, il n'est plus possible de négliger l'influence de L_s . La détermination directe de R_s est alors plus difficile car, il faut tenir compte de l'impédance présentée par cette self.

Nous donnons, sur la figure IV.16 un exemple de résultats obtenus. La seconde méthode de mesure de la résistance R_s est basée sur la détermination du courant de seuil en régime d'oscillation.

b) Mesure à partir du courant de seuil [53]

La diode est montée dans la structure hyperfréquence que nous avons déjà définie au paragraphe précédent lors de la description de l'oscillateur à diode A.T.T.

Il ne peut y avoir d'émission d'ondes hyperfréquences que si le courant I_0 traversant la diode est supérieur à une valeur limite appelé courant de seuil et noté I_{st} .

Par un calcul analytique de la puissance émise par la diode [38][54] en régime non linéaire et en utilisant le coefficient de qualité de la diode Q , il est possible d'établir une relation qui nous permet de calculer la résistance R_s en fonction des différents paramètres de la diode.

Cette relation est la suivante [53] :

$$R_s = \frac{3\bar{\alpha}'}{2(\omega C_D)^2} \cdot \frac{X(\theta)}{\theta} \cdot I_{st} \quad (35)$$

avec

$\bar{\alpha}'$: dérivée du taux d'ionisation $\bar{\alpha}' \approx 0,22 \text{ v}^{-1}$

ω : pulsation de travail $\omega = 2\pi F$

C_D : capacité de la diode $C_D = \frac{\epsilon S}{W}$

$X(\theta) = \frac{1 - \cos\theta}{\theta}$ avec $\theta = \frac{(W-\delta)\omega}{v}$ angle de transit

I_{st} : courant de seuil.

Le coefficient de qualité de la diode est donné par la relation :

$$Q = \frac{1}{\omega C_D R_s} \quad (36)$$

En appliquant cette méthode, à la diode AKU193, nous obtenons une résistance série $R_s = 0,7\Omega$.

Pour cette même diode, nous avons obtenu précédemment par la méthode de l'impédance :

- $R_s = 0,93\Omega$ (à fréquence fixe)
- $R_s = 0,90\Omega$ (à fréquence variable)

En conclusion, nous pouvons dire qu'à partir de la méthode de mesure de l'impédance, nous accédons à la résistance de pertes R_s en régime non oscillatoire, ce qui nous permet de décélérer

une anomalie éventuelle si cette résistance de perte que nous mesurons est trop élevée. Cette mesure est rapide et directe.

Par contre, la mesure à partir du courant de seuil nécessite la bonne connaissance des paramètres de la diode ($W, \bar{\alpha}', S, \dots$ etc). Celle-ci est plus précise, dans la mesure où elle englobe aussi les pertes dues au circuit.

Nous constatons néanmoins un bon accord entre les différentes méthodes utilisées: les résultats confirment les valeurs théoriques choisies pour l'optimisation ($0,5\Omega < R_s < 1\Omega$).

Nous pouvons maintenant effectuer la comparaison théorie-expérience.

IV.3 COMPARAISON THÉORIE-EXPÉRIENCE

Nous effectuons dans cette dernière partie, une comparaison entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux obtenus dans notre laboratoire ou publiés dans la littérature.

Cette comparaison, qui nous permet d'évaluer le degré de validité des modèles de simulation que nous utilisons portera sur les points suivants :

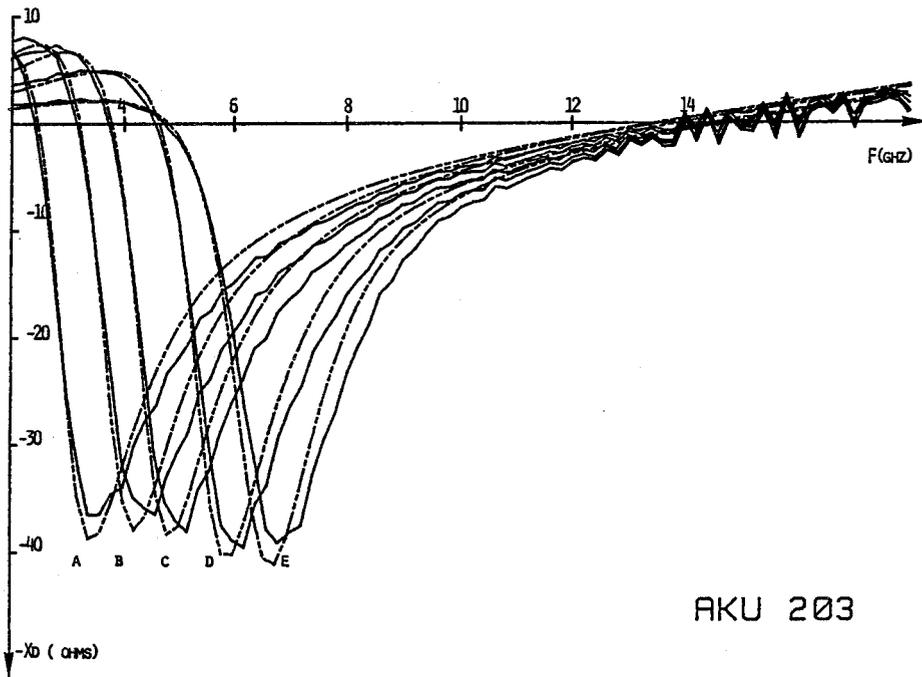
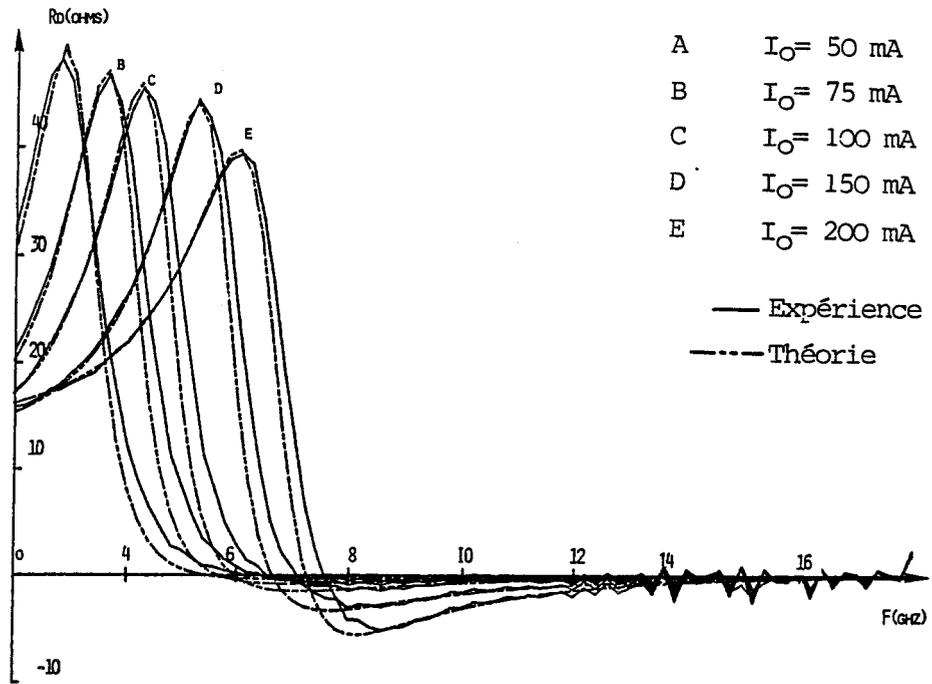
- ★ Impédance hyperfréquence
- ★ Puissances et rendements utiles

IV.3.1 Impédance hyperfréquence

a) Résultats de la comparaison

Nous nous proposons d'effectuer une comparaison théorie expérience de l'impédance hyperfréquence en régime linéaire présentée par la diode dans une large bande de fréquences (entre 2 et 18GHz).

En utilisant une formulation théorique de l'impédance (donnée en annexe II) et en tenant compte des éléments du boîtier,



AKU 203

Figure IV.17 : Exemple de comparaison théorie-expérience pour la diode AKU 203

nous avons mis au point un programme numérique sur calculateur de table HP 9835 A qui nous permet une détermination rapide de l'impédance des échantillons étudiés [40].

Ce programme de simulation permet aussi de tenir compte de l'existence d'une non uniformité radiale de courant due aux paramètres de la diode dépendant de la température.

Les résultats obtenus par ce programme peuvent être présentés sous deux formes :

- Soit coefficient de réflexion ρ et phase ϕ en fonction de la fréquence avec un tracé sur abaque de smith étendu.
- Soit résistance R_D et réactance X_D en fonction de la fréquence.

A l'aide de ce programme, nous pouvons donc effectuer rapidement la comparaison théorie-expérience concernant l'impédance hyperfréquence de la diode par ajustement des différents paramètres.

Ce programme présente les avantages suivants:

- Coût et longueur de traitement de calcul faibles
- possibilité de réajuster rapidement les différents paramètres.

Nous donnons sur les figures IV.17 et IV.18 des exemples de comparaison théorie-expérience de l'impédance.

Cette comparaison a été effectuée pour différentes valeurs du courant de polarisation I_0 .

Nous constatons qu'un bon accord est obtenu entre la théorie et l'expérience.

Cet accord nous a également permis de vérifier les valeurs des paramètres mesurés lors de la caractérisation des échantillons étudiés.

Pour cette étude, nous avons également porté le boîtier à différentes températures T_B (supérieures à la température ambiante). Les courants traversant la diode, dans ce cas, ont été choisis de manière à ne pas dépasser la température maximale admissible ($T < 550^\circ\text{K}$ en général).

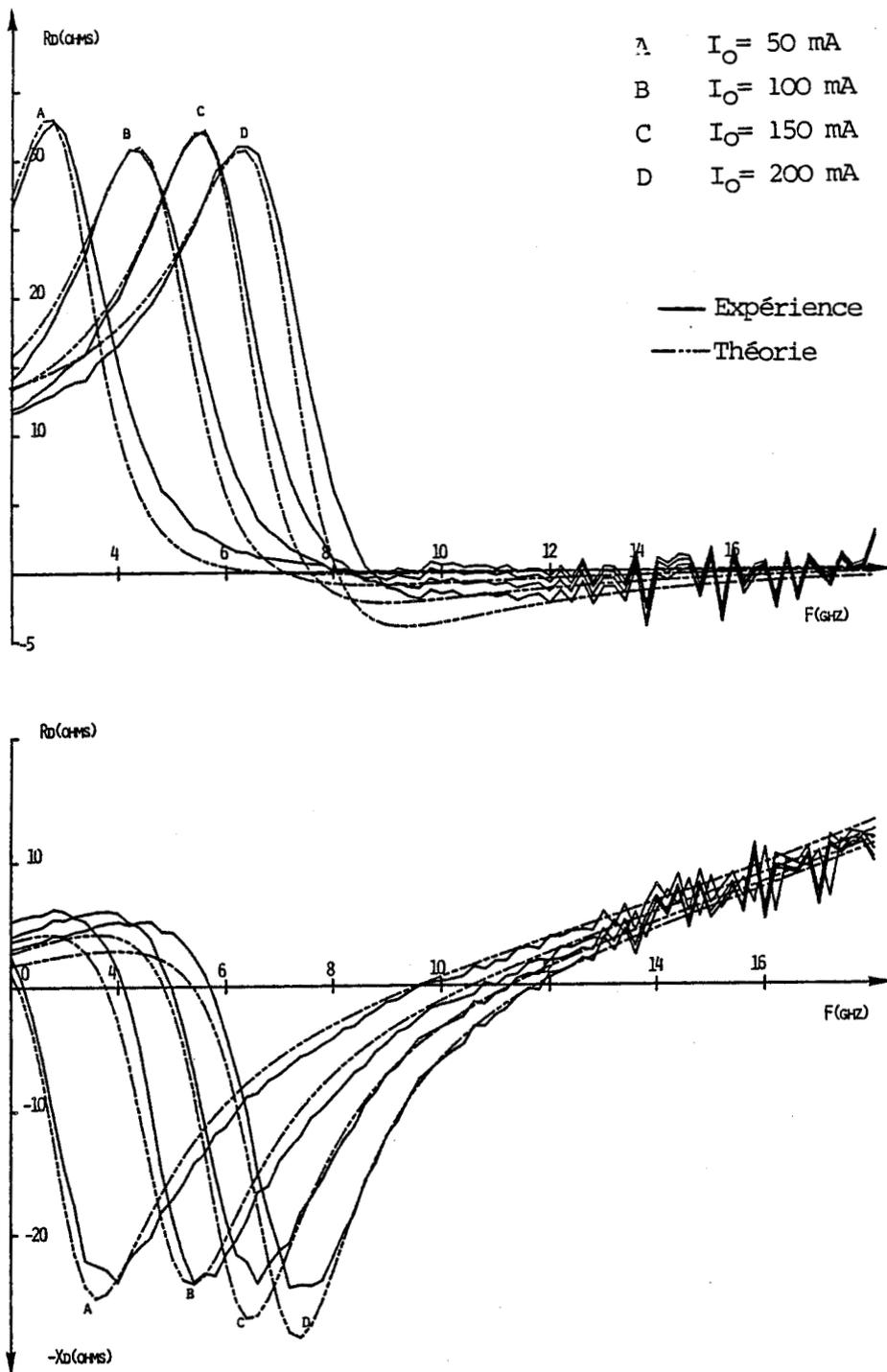


Figure IV.18 : Exemple de comparaison théorie-expérience pour la diode AKU 200.

Nous avons ainsi pu vérifier, pour les divers échantillons étudiés, le bon accord théorie-expérience.

A partir de l'ensemble des résultats de ce travail, il est possible de déterminer l'évolution de la vitesse des porteurs (électrons) en fonction de la température.

b) Vitesse de saturation des électrons

En effet, pour chacune des valeurs du courant I_0 et pour la température T_B du boîtier choisie, nous pouvons connaître la température de la jonction T_j de la diode en utilisant la relation (24) (puisque nous connaissons la résistance thermique R_{th}).

Nous donnons, à titre d'exemple dans le tableau XV les résultats obtenus pour quelques échantillons étudiés. Comme nous disposons d'un lot important d'échantillons GaAs fournis par la THOMSON-CSF ou réalisés par le LEP, il s'avérait possible d'essayer à partir de ces comparaisons d'impédances hyperfréquences de déterminer la vitesse électronique dans des conditions proches de celles rencontrées en fonctionnement.

L'ensemble des résultats obtenus a été reporté sur la figure IV.19 (déjà donnée au chapitre I) où nous traçons l'évolution de cette vitesse de saturation des électrons en fonction de la température de l'échantillon.

Nous remarquons que ces résultats se recoupent très bien et nous permettent donc une détermination relativement précise de la valeur de cette vitesse.

Le second point de comparaison théorie-expérience concerne les puissances et rendements utiles.

IV.3.3 Puissances et rendements utiles :

Nous présentons au tableau XVI, l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour les diodes THOMSON CSF ainsi que ceux publiés par d'autres laboratoires de recherches [55] - [56].

Un certain nombre de remarques peuvent être faites

	AKU 193				23 PIK 7			
TEMPERATURE	I_O (mA)	V_O (v)	T_j ($^{\circ}$ K)	v_{ns} (10^6 cm/s)	I_O (mA)	V_O (v)	T_j ($^{\circ}$ K)	v_{ns} (10^6 cm/s)
$T_B = 15^{\circ}$ C	1	18,7	293	6	1	10,1	288	6
	50	25,8	324	5,5	20	22,3	304	6
	75	28	344	5,4	30	25,2	312	5,9
	100	30,6	366	5,3	50	31,1	333	5,5
	125	33,6	393	5,2	70	37,9	362	5,3
	150	37,3	427	5,1	100	50,7	424	4,9
$T_B = 100^{\circ}$ C	25	28,2	390	5,1	20	32,9	390	5,1
	50	30,7	411	5,05	50	43,6	429	5,0
$T_B = 150^{\circ}$ C	25	30,1	441	4,9	-	-	-	-
	50	33,2	464	4,95	-	-	-	-
$T_B = 200^{\circ}$ C	25	31,3	492	4,7	-	-	-	-
	50	34,8	516	4,5	-	-	-	-

TABLEAU XV : RÉSULTATS DE COMPARAISON OBTENUS POUR QUELQUES ÉCHANTILLONS ÉTUDIÉS.

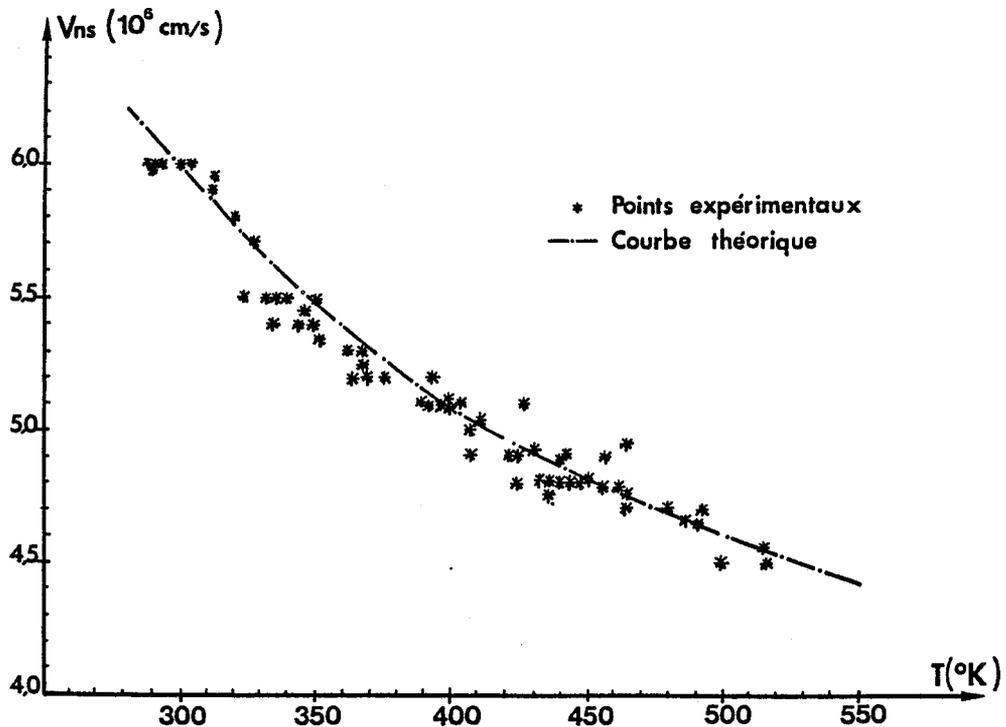


Figure IV.19 : Evolution de la vitesse de saturation des électrons en fonction de la température.



Constructeur	Structure Mode	Diode	F_o (GHz)	P_{HF} (W)	$\eta(\%)$	J_o (A/cm ²)	S (10 ⁻⁴ cm ²)	N_2 (cm ⁻³)	T (°K)	R_{th} (°C/W)
THOMSON-CSF	Monomésas C.W	AKU 193	17,5	1,45	18,9	2600	1,0	$7 \cdot 10^{15}$	448	25
		AKU 197	18,3	0,75	16	4440	0,45	$7 \cdot 10^{15}$	430	35
	Bimésas C.W	AKU 365	15,5	3,9	17,5	2170	3,0	$6 \cdot 10^{15}$	506	11,6
		AKU 367	15	4,8	19,3	1440	5,0	$5 \cdot 10^{15}$	563	13,5
		AKU 1	16,3	3,7	17,4	2730	2,6	$8 \cdot 10^{15}$	475	10,4
		AKU 2	16,1	3,7	18,1	2860	2,55	"	438	8,7
		AKU 3	16	3,8	16,1	2340	3,25	"	491	10,0
		AKU 4	16	3,4	15,4	2400	2,95	"	487	10,4
		AKU 5	16,75	2,7	16,9	3450	1,65	"	511	13,7
		AKU 5	16,75	2,7	16,9	3450	1,65	"	511	13,7
	Monomésas Impulsions 1 μ s, 25%	AKU 200	14,9	1,82	21,7	3290	3,65	$7 \cdot 10^{15}$	411	18
		AKU 203	14,6	2,0	16,8	3380	3,70	$7 \cdot 10^{15}$	481	19
		AKU 582	13,3	3,7	23,7	1840	8,7	$6 \cdot 10^{15}$	396	8,7
		AKU 366	13,7	2,9	19,8	2040	7,35	$6 \cdot 10^{15}$	432	11,9
Bimésas Impulsions 1 μ s, 25%	AKU 411	13,5	3,75	15,4	(2,5A)	-	$9 \cdot 10^{15}$	466	8,4	
	AKU 572	13,5	4,15	19,7	2050	9,75	$5 \cdot 10^{15}$	-	-	
VARIAN ASSOCIATES	C.W	-	19,6	3,1	18,6	-	-	-	-	-
		-	20,3	2,7	18	-	-	-	-	-
		-	21,2	2,5	20	-	-	-	-	-
MICROWAVES ASSOCIATES	C.W	MA-46039	15	3,0	18	(400 mA)	-	-	470	13
		MA-46049	17	2,75	15	(550 mA)	-	-	480	12

TABLEAU XVI : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX THOMSON-CSF ET CEUX PUBLIES DANS LA LITTÉRATURE.



	THÉORIE	EXPÉRIENCE
CONTINU (Cuivre)	$P_{HF} : 4 - 6 \text{ W}$ $\eta_{HF} : 18 - 20\%$ $N_2 : \#6.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $J : \#2000 \text{ A/cm}^2$ $\delta : 0,15\mu\text{m}$ $S : 3.10^{-4} \text{ cm}^2$	$4 - 6^{**} \text{ W}$ $18^{**} - 20\%$ $8.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 2700 A/cm^2 $0,13\mu\text{m} < \delta < 0,16\mu\text{m}$ 3.10^{-4} cm^2
IMPULSION (1 μs , 25%) Cuivre	$P_{HF} : 5,4 - 7,2^{**} \text{ W}$ $\eta_{HF} : 21 - 24\%$ $N_2 : 1,25.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $J : 5000 \text{ A/cm}^2$ $\delta : 0,15\mu\text{m}$ $S : 10^{-3} \text{ cm}^2$	$3,5^{**} \text{ W}$ $20^{*} \%$ $7.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 2700^{*} A/cm^2 $0,13\mu\text{m}$ 6.10^{-4} cm^2

* Résultats pour F #14 GHz

** Tenant compte de la non uniformité thermique temporelle

TABLEAU XVII : TABLEAU DE COMPARAISON THÉORIE-EXPÉRIENCE.



concernant ces résultats expérimentaux :

- Les fréquences d'oscillation varient entre 13,5 et 21,2 GHz.

- La température atteinte par les composants est comprise entre 400°K et 550°K

- Pour les résultats publiés dans la littérature, nous n'avons malheureusement pas suffisamment de renseignements concernant les caractéristiques de la diode (profil de concentration en impuretés, surface) mais aussi les conditions de fonctionnement (courant de polarisation).

- Dans le lot d'échantillons fournis par la THOMSON-CSF, une partie importante des diodes était du type biméssa. Ces structures sont caractérisées par une résistance thermique plus faible (à surface égale) que les diodes monomésas. La dissipation thermique, dans ce cas, est meilleure et la puissance hyperfréquence est plus élevée.

- Peu de résultats expérimentaux concernant les performances des diodes avec des dissipateurs en diamant, mais aussi les diodes D.D.R ont été publiés.

Compte tenu de toutes ces remarques et du fait que notre étude théorique a été réalisée pour une fréquence $F = 16\text{GHz}$, une température $T = 500^\circ\text{K}$ et une structure monoméssa, il s'avère difficile d'effectuer une comparaison quantitative entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Néanmoins, nous avons pu établir une comparaison qualitative entre les résultats expérimentaux de la THOMSON-CSF et nos prévisions théoriques: celle-ci est donnée dans le tableau XVII

Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

- Pour le fonctionnement en régime continu, nous constatons un bon accord théorie-expérience.

- Dans le cas du fonctionnement en impulsions, l'accord est moins bon.

Cela peut s'expliquer par les remarques suivantes:

- D'une part, les échantillons mis à notre disposition

ont une structure non confinée alors que les résultats de l'étude théorique sont relatifs à une structure confinée.

- D'autre part, la concentration en impuretés des échantillons étudiés est plus faible que les prévisions théoriques.

- Enfin, les densités de courant expérimentales sont trop faibles.

Si nous voulons retrouver les résultats théoriques, il faut donc :

- Utiliser des diodes avec des épitaxies plus courtes et des concentrations en impuretés plus élevées.

- Employer des densités de courant plus élevées.

En tenant compte de l'ensemble de ces remarques, nous pouvons dire que nos prévisions théoriques sont réalistes et doivent être obtenus expérimentalement.

CONCLUSION

Dans ce dernier chapitre, nous avons tout d'abord décrit les différentes mesures que nous avons effectuées pour la caractérisation électrique et hyperfréquence la plus complète des échantillons mis à notre disposition par les laboratoires industriels.

Nous avons ensuite présenté les résultats expérimentaux que nous avons obtenus ou qui ont été publiés.

Ceux-ci ont été comparés à nos prévisions théoriques. Si cette comparaison n'a malheureusement pu être que partielle^{*}, elle a quand même montré la validité de notre modèle de simulation et, en conséquence, de nos estimations théoriques.

^{*}(absence de résultats expérimentaux pour les diodes SDR avec dissipateur diamant et pour les structures DDR)

CONCLUSION

Une étude sur l'optimisation de la diode A.T.T. délivrant des puissances élevées en bande J a été présentée dans ce travail.

L'utilisation d'un modèle numérique de simulation le plus exact possible nous a permis de définir les structures optimales et d'évaluer les puissances maximales susceptibles d'être obtenues tant pour un fonctionnement en régime continu qu'en impulsions. Cette étude a été effectuée dans les conditions les plus réalistes possibles: nous avons tenu compte des différents problèmes liés à la réalisation technologique des diodes, mais aussi des problèmes thermiques et, en particulier, des non uniformités spatiales et temporelles de température.

Une vérification expérimentale, malheureusement partielle, des prévisions théoriques a pu être réalisée et a confirmé la validité de la modélisation.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence un certain nombre de résultats importants :

- Le fonctionnement en régime impulsif nécessite des structures différentes de celles utilisées en régime continu. En particulier il faudra utiliser des diodes avec des épitaxies plus courtes et des concentrations en impuretés plus élevées si nous voulons obtenir des puissances élevées.

- La réalisation de structures DDR semble être la meilleure solution au problème posé par le fonctionnement en impulsions des diodes avec dissipateur en diamant. En effet, ces structures réalisent le compromis entre niveau d'impédance suffisamment élevé pour permettre une adaptation avec le circuit extérieur et surface importante

en vue de l'obtention d'un maximum de puissance. Ce résultat demande cependant une vérification expérimentale.

Avec le déplacement du domaine d'application en fréquences des diodes A.T.T. vers les ondes millimétriques, il nous paraît important de préciser et de compléter ce travail.

Ainsi, il serait intéressant :

- de prendre en compte les phénomènes liés à la relaxation de l'énergie et au caractère non instantané et non localisé du taux d'ionisation.

- d'avoir une meilleure connaissance de la dynamique des trous dans l'Arséniure de Gallium tant au plan théorique et expérimental pour permettre l'étude théorique des structures D.D.R.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] 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, Janvier 1979
- [2] J. PRIBETICH
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude des semiconducteurs en champ électrique élevé"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Novembre 1971
- [3] A.S. TAGER
"The avalanche-transit diode and its use in microwaves"
Soviets Physics Uspekhi, Vol.9, n°6, Mai-Juin 1967, pp.892-912
- [4] W.T. READ JR
"A proposed high-efficiency negative resistance diode"
Bell.Syst.Tech.J., vol.37, n°2, Mars 1958, pp.401-446
- [5] CHOLEWSKI
"Mathematical methods for digital Computers"
Editeur E.L. WACHSPRESS (J. WILEY), 1967
- [6] C.K. KIM, W.G. MATTHEI et R. STEELE
"GaAs Read IMPATT diode oscillators"
Proc. 4th Biennial CORNELL Electrical Engineering Conf., ITHACA, 14-16 Aout 1973, pp.299-305
- [7] W.C. NIEHAUS, L.C. LUTHER, J.C. IRVIN ET D.E. IGLESIAS
"Device Research Conference SANTA BARBARA, Californie, 25-27 Juin 1974"

- [8] G.SALMER, J.PRIBETICH, A.FARRAYRE et B.KRAMER
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator efficiency"
J.Appl.Phys., Vol.44, n°1, Janvier 1973, pp.314-324
- [9] E.CONSTANT, G.SALMER, E.ALLAMANDO, I.DOUMBIA, J.PRIBETICH
et R.PERICHRON
Rapport contrat CNES 71-254, Décembre 1971
- [10] J.PRIBETICH, M.CHIVE, E.CONSTANT, A.FARRAYRE
*"Design and performances of maximum efficiency single and double-
drift-region GaAs IMPATT diodes in the 3-18GHz frequency range"*
J.App.Phys., Vol 19, n°11, Novembre 1978, pp 5584-5594
- [11] H.OKAMOTO et M.IKEDA
"Measurement of the electron drift velocity in avalanching GaAs diodes"
I.E.E.E, Trans.Electron Devices, Vol.ED-23,n°3, Mars 1976,
pp.372-374
- [12] L.H.HOLWAY, Jr.,S.R.STEELE, M.G.ALDERSTEIN
"Measurement of electron and hole properties in p-GaAs"
Proc.7th.Biennal Conf.Active Microwave Semiconductor devices
and Circuits, Cornell Univ.pp.199-208, 1979
- [13] H.W.THIM
*"Computer study of bulk GaAs devices with random one dimensionnal doping
fluctuations"*
J.Appl.Phys., Vol.39,n°8, Juillet 1968,pp.3897-3904
- [14] D.L.RODE et S.KNIGHT
" Electron transport in GaAs"
Phys.Rev.B, vol.3, n°8, 15 Avril 1971,pp 2534-2541
- [15] S.M.SZE
"Physics of semiconductor devices"
John Wiley & sons, New York,1969
- [16] M.PERNISEK
*"Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques.Application
à l'étude d'un transistor à modulation d'injection"*
Thèse 3ème Cycle, Lille, 1983

- [17] LOWELL H.HOLWAY, GRACE S.L. CHU
 "Broadband characteristics of EHF IMPATT diodes"
 Technical Memorandum, Raytheon Company, 1982
- [18] RICHARD K.MAINS, GEORGE I.HADDAD, PETER A.BLAKEY
 *"Simulation of GaAs IMPATT diodes including Energy and velocity
 Transport Equations"*
 I.E.E., Trans.Electron Devices, Vol.ED-30, n°10,
 October 1983, pp.1327-1338
- [19] V.L.DALAL, A.B.DREEBEN, A.TRIANO
 "Temperature dependance of hole velocity in p-GaAs"
 J.A.P., volume 42, n°7, Juin 1971- pp.2864-2867
- [20] D.E.HILL
 "Activation Energy of Holes in Zn-Doped GaAs"
 J.AP. vol.41, n°4, March 1970, pp.1815-1818
- [21] B.KALLBACK
 *"Noise performance of gallium-arsenide and indium-phosphide injection-
 limited diodes"*
 Electronics letters, vol.9, n°1, 11 JANV.1973, pp.11-12
- [22] T.P.PEARSALL, F.CAPASSO, R.E.NAHORY, M.A.POLLACK et
 J.R.CHELIKOWSKY
 *"The band structure dependance of impact ionisation by hot carriers in
 semiconductors : GaAs"*
 Solid State Electronics, vol 21, n°2, Fev 1978, pp.331-340
- [23] M.ITO, K.SHUZO, K.TAKAO et Y.TOYOSHI
 "Ionisation rates for electrons and holes in GaAs"
 J.Appl.Physics, vol 49, n°8, Aout 1978, pp.4607-4608
- [24] G.E.STILLMAN, C.M.WOLFE, J.A.ROSSI et A.G.FOYT
 "Unegnal electron and hole impact ionisation coefficients in GaAs"
 Appl.Phys.Lett., vol 24, n°10, 15 Mai 1974, pp.471-474
- [25] H.D.LAW et C.A.LEE
 *"Interband scattering effects on secondary ionization by hot carriers
 in semiconductors : GaAs"*
 Solid State Electronics, vol 21, n°1, Jan.1978, pp.297-302

- [26] R.HALL et J.H.LECK
"Temperature dependance of avalanche breakdown voltage in p-n junctions"
Int.J.Electronics, vol 32, n°1, Jan.1971, pp.23-37
- [27] R.ALLAM, E.CONSTANT, E.PLAYEZ, J.PRIBETICH
"Diode avalanche AsGa de forte puissance en bande J (16GHz)"
Rapport trimestriel n°1, contrat DRET n°80/385, Avril 1981
- [28] A.FARRAYRE, A.MIRCEA
"Distribution latérale de courant et de la température dans les dispositifs hyperfréquences"
Acta Electronica, vol 17, n°2, 1974, pp 115-125
- [29] T.L.HIERL, J.J.BERENZ, J.KINOSHITA and I.V.ZUBECK
" High efficiency pulsed GaAs READ IMPATT diode"
Electronics Letters, vol 14, n°5, Mars 1978, pp.155-157
- [30] K.KOBAYASHI, Y.HIRACHI, Y.TOYAMA
"High power GaAs IMPATT diodes"
FUJITSU Scientific & Technical Journal Sept.1976, pp.107-119
- [31] Contrat DRET n°80/385
"Diode avalanche AsGa de forte puissance en bande J (16GHz)"
- [32] J.PRIBETICH, R.ALLAM, E.PLAYEZ et E.CONSTANT
"Possibilité de génération de puissance de diodes à avalanche haut rendement en GaAs fonctionnant en régime continu et impulsionnel"
Journées Nationales Microondes, Toulouse, Juin 1982
- [33] A.FARRAYRE
" Etude bidimensionnelle d'une diode semiconductrice en régime d'avalanche"
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1973
- [34] R.ALLAM, E.CONSTANT, E.PLAYEZ et J.PRIBETICH
"Diode avalanche AsGa de forte puissance en bande J (16GHz)"
Rapport trimestriel n°3, Contrat DRET n°80/385, Juin 1982

- [35] G.GIBBONS et T.MISAWA
"Temperature and current distribution in an avalanching p-n diode"
Sol.St.Electr., vol 11, 1968, pp.1007-1014
- [36] K.E.LONNGREN
"The transient behavior of temperature in IMPATT diodes"
Sol.St.Electr., vol 21, pp.1091-1094
- [37] L.H.HOLWAY
"Transient temperature behavior in pulsed double-Drift IMPATT diodes"
I.E.E.E. Trans.Electr.Devices, vol ED-27, n°2,
Février 1980, pp.433-442
- [38] E.ALLAMANDO
*"Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence
délivrée par un semiconducteur en avalanche-Influence de la température"*
Thèse 3^e Cycle, Lille, Octobre 1968
- [39] J.W.AMOSS, T.B.ELFE
*"Transient temperature profiles within the active region of uniformly
doped and high-Low doped Schottky IMPATT's"*
I.E.E.E. Trans.Electr.Devices, vol.ED-25,n°9,Septembre 1978
pp.1160-1166
- [40] R.ALLAM
*"Influence de la non uniformité d'avalanche et de courant sur
l'impédance d'une diode A.T.T."*
D.E.A, Lille, 1981
- [41] THOMSON-CSF, Communication privée
- [42] Y.BELLEMARE, W.J.CHUDOBIAK
"Thermal and Current tuning effects in GaAs high power IMPATT diodes"
Proc.of the I.E.E.E, vol 67, n°12, Décembre 1979,pp.1167-1669
- [43] E.PLAYEZ
*"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé auto-
matique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"*
Mémoire Ingénieur CNAM, Lille, Octobre 1975

- [44] A.CASTELAIN
"Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs"
Thèse 3^e Cycle, Lille, 1975
- [45] P.KENNIS
"Influence de la surface et du courant de saturation sur l'impédance d'une diode A.T.T."
D.E.A., Lille, 1973
- [46] A.DERYCKE
"Multiplication de Fréquence à diode à avalanche: recherche de structures optimales en GaAs, Optimisation des circuits hyperfréquences"
Thèse 3^e Cycle, Lille, 1975
- [47] M.R.FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
Thèse 3^e Cycle, Lille, Avril 1982
- [48] P.A.ROLLAND
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semiconducteur"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1978
- [49] T.MISAWA, N.D.KENYON
"An oscillator circuit with cap structures for millimeter-wave IMPATT diodes"
I.E.E.E Trans.Micr.Theory and Techn., Volume M.T.T.-18
n°11, Nov.1970, pp.969-970
- [50] A.FARRAYRE, B.KRAMER
"Réalisation et caractérisation de diodes à avalanche AsGa fiables et reproductibles"
Acta Electronica, vol 17, n°2, Avril 1974, pp.99-113
- [51] Rapport de Fin de Contrat LEP
"Etude et réalisation de diodes A.T.T. au GaAs"
LEP, Marché C.N.E.S n°69-283, 1970

- [52] P.T.GREILING, R.W.LATON
"Determination of Semiconductor Junction Device Package Networks"
I.E.E.E Trans.on Microw.Theory and Techn. December 1974,
pp.1140-1145
- [53] M.G.ALDERSTEIN, L.H.HOLWAY, S.L.CHU
"Measurement of Series resistances in IMPATT diodes"
I.E.E.E Trans.on Electr.Dev., vol ED-30, n°2,
Février 1983, pp.179-182
- [54] B.BOITTIAUX
*"De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur
en avalanche"*
Thèse 3^eCycle, Lille, 1968
- [55] J.J.BERENZ, M.VICHR, F.B.FRANK
"Comparison of GaAs IMPATT designs for 80GHz"
Electr.Letters, vol 15, n°21, Oct.1979
- [56] MICROWAVE ASSOCIATES
"C.W Gallium Arsenide IMPATT diodes"
Document interne - Bulletin n°4700C



ANNEXES

ANNEXE I

CALCUL DE LA SURFACE DE LA DIODE RÉELLE

Nous avons déjà défini dans le paragraphe A.I.1, la loi d'évolution de la résistance thermique R_{th} de la diode en fonction de la surface S .

Nous calculons dans cet annexe, la surface de la diode réelle qui fonctionne effectivement à la température retenue T .

Les résultats numériques concernant la diode avec la surface $S_0 = 10^{-4} \text{ cm}^2$ ont été déjà donnés et nous nous servirons pour ce calcul.

Nous notons:

P_0 : puissance continue appliquée à la diode de surface S_0 : elle vaut :

$$P_0 = V_0 \cdot I_0 = V_0 \cdot J_0 \cdot S_0$$

P_{01} : puissance continue appliquée à la diode de surface S_1 : $P_{01} = V_0 \cdot J_0 \cdot S_1$

η_0 et η_1 : rendements émis respectivement par les diodes de surface S_0 et S_1

P_{HF_0} et P_{HF_1} : puissances hyperfréquences émises par les diodes de surface S_0 et S_1 .

R_{th_0} et R_{th_1} : résistances thermiques des diodes de surface S_0 et S_1

Le rendement émis par la diode de surface S_0 est donné par la relation :

$$\eta_0 = \frac{P_{HF_0}}{P_0}$$

En tenant compte de la puissance hyperfréquence émise, nous pouvons calculer la puissance absorbée P_{abs} par la diode, par la relation:

$$P_{abs} = P_0 - P_{HF0} = P_0 - \eta_0 \cdot P_0 = (1 - \eta_0) \cdot P_0$$

Si l'élévation de température due à cette puissance absorbée est ΔT , la résistance thermique peut être exprimée, par définition, par la relation :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{abs}} \quad \text{d'où} \quad P_{abs} = \frac{\Delta T}{R_{th}} = (1 - \eta_0) P_0$$

En augmentant la surface S_0 d'un rapport k , la puissance de sortie sera multipliée par le coefficient k soit:

$$S_1 = k \cdot S_0 \quad \text{et} \quad P_{HF1} = k \cdot P_{HF0}$$

La résistance thermique correspondant à cette diode de surface S_1 peut être exprimée en fonction de R_{th0} par:

$$R_{th1} = \frac{a}{\sqrt{k \cdot S_0}} = \frac{1}{\sqrt{k}} \cdot \frac{a}{\sqrt{S_0}} = \frac{1}{\sqrt{k}} \cdot R_{th0}$$

La puissance continue appliquée à la diode de surface S_1 est alors:

$$P_{01} = V_0 \cdot J_0 \cdot k \cdot S_0 = k \cdot P_0$$

En calculant la puissance absorbée par la diode de surface S_1 , causant l'élévation de température ΔT , nous obtenons :

$$P_0 \cdot k \cdot (1 - \eta_0) = \frac{\Delta T}{R_{th0}} \cdot \sqrt{k}$$

Connaissant la valeur de la température de fonctionnement, nous pouvons calculer la valeur du coefficient k:

$$k = \frac{\left(\frac{\Delta T}{R_{tho}}\right)^2}{P_o^2 (1 - \eta_o)^2} = \frac{(\Delta T)^2}{(R_{tho} \cdot P_{abs})^2}$$

Pour la même densité de courant appliquée à la diode, le rendement émis est indépendant de la surface.

En effet, le rendement émis par la diode de surface:

$$- S_o \text{ est } \eta_o = \frac{P_{HFo}}{P_o}$$

$$- S_1 \text{ est } \eta_1 = \frac{P_{HF1}}{P_{o1}}$$

mais comme nous avons : $P_{HF1} = k \cdot P_{HFo}$ et $P_{o1} = k \cdot P_o$, nous aurons alors $\eta_1 = \eta_o$, c'est à dire le même rendement quelle que soit la surface.

La surface de la diode réelle fonctionnant à la température retenue est :

$$- S_1 = k \cdot S_o$$

La puissance émise par cette diode de surface S_1 est :

$$P_{HF1} = k \cdot P_{HFo}$$

ANNEXE II

IMPÉDANCE DE LA DIODE EN RÉGIME LINÉAIRE

L'impédance totale de la diode en régime faible signal (régime linéaire) est donnée par la relation : $Z_D = R_D + j X_D$

avec :

$$R_D = \frac{-1}{C \cdot \omega} \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \chi(\theta) \right]$$

$$X_D = \frac{-1}{C \cdot \omega} \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \lambda(\theta) + 1 \right]$$

Dans ces relations interviennent les paramètres suivants :

C : capacité de la diode $C = \frac{\epsilon \cdot S}{W}$

θ : angle de transit $\theta = \frac{(W - \delta) \omega}{v_{ns}}$

S : section de la diode

v_{ns} : vitesse de saturation des porteurs

ω : fréquence de travail $\omega = 2\pi f$

ω_a : fréquence d'avalanche

$$\omega_a^2 = \frac{M \cdot \alpha' \cdot v_{ns} \cdot I_0}{\epsilon \cdot S}$$

avec M : coefficient ($2 \leq M \leq 3$)

I_0 : courant continu extérieur

α' : dérivée du taux d'ionisation

$\alpha' = \left(\frac{d\alpha}{dE} \right)_{E=E_0}$; E_0 champ continu dans la zone d'avalanche

$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \quad , \quad \chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad , \quad \lambda(\theta) = \frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}$$

RÉSUMÉ

Les dispositifs de génération de puissance à l'état solide s'imposent de plus en plus dans le domaine des hyperfréquences.

Parmi ces dispositifs, la diode à avalanche et à temps de transit (A.T.T) constitue encore l'un des meilleurs moyens de production de fortes puissances tant en continu qu'en impulsions pour les fréquences supérieures à 10GHz.

L'objectif de ce travail est l'optimisation des diodes A.T.T. délivrant des puissances élevées en bande J (16GHz).

Nous nous sommes attachés, dans ce travail, à rechercher la structure de la diode caractérisée par les puissances maximales tant en régime continu qu'en impulsions.

Dans cette étude, nous prenons en compte les problèmes pratiques (thermiques et technologiques) posés par le fonctionnement de ces diodes.

Une caractérisation (électrique et hyperfréquence) est effectuée sur les échantillons mis à notre disposition par les laboratoires industriels. Les résultats expérimentaux sont alors comparés aux prévisions théoriques.

Mots-Clés :

- Diode IMPATT
- Optimisation
- Dispositif état solide
- Dispositif hyperfréquence
- Composant actif.