

N° d'ordre : 47

50376
1986
113

50376
1986
113

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

par

Christophe DALLE

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DISPOSITIFS A
JONCTION P-N EN GAMME MILLIMETRIQUE.
APPLICATION AUX DIODES AVALANCHE EN
REGIME DE GENERATION DIRECTE ET HARMONIQUE**



Soutenu le 3 Juillet 1986 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT	Président
		P.A.	ROLLAND	Directeur
		G.	SALMER	Rapporteur
		R.	CASTAGNE	Rapporteur
		J.	FREYER	Rapporteur
		A.	MIRCEA	Examineur
		D.	LIPPENS	Examineur
		J.V.	BOUVET	Examineur
		M.	CALLIGARO	Examineur

*"Quand on trouve sans chercher
C'est qu'on a longtemps cherché sans trouver"*

G. BACHELARD

*Pour Nathalie
A mes Parents
A ma famille*

Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur SALMER.

Monsieur le Professeur CONSTANT me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail. Je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer l'expression de ma plus profonde reconnaissance envers Paul-Alain ROLLAND qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace et pour le soutien actif qu'il a manifesté à mon égard.

Monsieur le Professeur SALMER me fait l'honneur de juger ce travail. Je lui en suis vivement reconnaissant.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur le Professeur CASTAGNE de l'Université de PARIS XI qui me fait le plaisir de siéger à ce jury.

Je tiens à remercier Monsieur J. FREYER de l'Université Technique de Munich qui me fait l'honneur de participer à la commission d'examen.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur A. MIRCEA du Centre National d'Etudes Techniques qui a accepté de participer à mon jury.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur D. LIPPENS du Centre National de la Recherche Scientifique pour les discussions que nous avons eues et pour sa participation à ce jury d'examen.

Mes remerciements vont également à Monsieur J.V. BOUVET de la Société Thomson DSG et M. CALLIGARO de la Société Thomson DAG pour leur participation à la commission d'examen.

Je ne saurais oublier l'aimable collaboration du Personnel du Centre Interuniversitaire du Traitement de l'Information et plus particulièrement Monsieur Y. TINEL pour la mise au point des programmes informatiques. Je les en remercie vivement.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à :

Melle M.R. FRISCOURT : pour la sympathie témoignée à mon égard durant toute cette étude ;

MM. DEGRUGILLIER, VILLERS, SEGUINOT, NIERUCHALSKI, A. DERYCKE, LEGIER, LEGRAND, FAUCON, EL KADIRI, Mme DELOS : pour leur amitié.

Que tous mes camarades de laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Enfin je ne saurais oublier ceux qui ont contribué à la réalisation de ce mémoire : Mme FARGUE qui a eu la tâche de le dactylographier ainsi que MM. DEHORTER et LEMAIRE qui ont assuré son impression. Je les en remercie vivement.

SOMMAIRE

CHAPITRE I

LES MODÈLES

INTRODUCTION.....	14
1. <u>DEFINITION DES MODELES</u>	15
1.1. <u>PARTICULARITES DE L'ETUDE DES DIODES A AVALANCHE MILLIMETRIQUES</u>	15
1.2. <u>BUT DE LA MODELISATION</u>	16
1.3. <u>CHOIX DU MODELE</u>	18
1.4. <u>LE MODELE STATIONNAIRE</u>	19
1.4.1. <u>Le système d'équations en régime stationnaire</u>	19
1.4.2. <u>La méthode de résolution</u>	21
1.4.3. <u>Conditions aux limites</u>	24
1.4.3.1. <u>Sur l'espace</u>	24
1.4.3.2. <u>Sur le temps</u>	26
1.4.4. <u>Critères de convergence numérique</u>	26
1.4.4.1. <u>Régime statique</u>	26
1.4.4.2. <u>Régime dynamique</u>	28
1.5. <u>LE MODELE NON-STATIONNAIRE</u>	28

2. <u>CHAMP D'APPLICATION DES MODELES</u>	31
2.1. <u>COMPARAISON MODELE STATIONNAIRE - MODELE NON-STATIONNAIRE</u>	33
2.1.1. <u>Etude comparative en régime statique</u>	33
2.1.1.1. <u>Régime statique stationnaire</u>	33
2.1.1.2. <u>Régime statique non-stationnaire</u>	37
2.1.2. <u>Comparaison stationnaire - non-stationnaire en régime d'oscillation à 94 GHz</u>	43
2.2. <u>DOMAINE DE VALIDITE DU MODELE STATION- NAIRE</u>	48
2.3. <u>UTILISATION DES MODELES</u>	48
 CONCLUSION.....	 51

CHAPITRE II

ETUDE DES LIMITES FRÉQUENTIELLES DE FONCTIONNEMENT DES MULTIPLICATEURS DE FRÉQUENCE À DIODE À AVALANCHE

INTRODUCTION.....	53
1. <u>RAPPEL DE LA STRUCTURE DE BASE D'UNE DIODE AVALANCHE.....</u>	55
2. <u>RAPPEL DES TRAVAUX ANTERIEURS.....</u>	58
3. <u>LIMITATIONS FREQUENTIELLES D'UTILISATION DES MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE A DIODE AVALANCHE.....</u>	62
3.1. <u>ETUDE FREQUENTIELLE DU COMPORTEMENT NON LINEAIRE DE LA DIODE.....</u>	64
3.1.1. <u>Etude à fréquence d'entrée fixée.....</u>	64
3.1.2. <u>Etude à fréquence de sortie fixée.....</u>	66
3.1.2.1. <u>Influence du niveau de puissance d'entrée pour une fréquence fondamentale fixée.....</u>	68
3.2. <u>INFLUENCE DU TEMPS DE TRANSIT DES PORTEURS DANS LA ZONE D'AVALANCHE.....</u>	74

4. <u>SOLUTIONS ENVISAGEABLES DANS LE BUT D'AMELIORER LES POSSIBILITES FREQUENTIELLES MULTIPLICATEURS DE FRE- QUENCE A DIODE A AVALANCHE.....</u>	76
4.1. <u>AMELIORATIONS LIEES AUX CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT.....</u>	77
4.2. <u>AMELIORATIONS LIEES AUX PARAMETRES TECH- NOLOGIQUES DE LA DIODE.....</u>	78
4.2.1. <u>Nouvelle structure pour la multiplication de fréquence.....</u>	80
4.3. <u>AMELIORATIONS LIEES AU CIRCUIT DE CHARGE..</u>	85
5. <u>MISE EN EVIDENCE DE LA POSSIBILITE DE DIVISION DE FRE- QUENCE ANALOGIQUE PAR DIODE A AVALANCHE.....</u>	87
CONCLUSION.....	88

CHAPITRE III

ÉTUDE DES DIODES À AVALANCHE ET À TEMPS DE TRANSIT AU SILICIUM DE STRUCTURE MÉSA DANS LES FENÊTRES DE PROPAGATION ATMOSPHÉRIQUE CENTRÉES SUR 94-140-220 GHz

INTRODUCTION.....	90
1. <u>LES DIFFERENTS TYPES DE DIODES A.T.T.</u>	93
1.1. <u>DIODES A PROFIL DE DOPAGE UNIFORME</u>	93
1.2. <u>DIODES A PROFIL DE DOPAGE DIFFERENCIE</u>	93
2. <u>ETUDE D'OPTIMISATION DES DIODES A.T.T. SILICIUM A PROFIL DE DOPAGE UNIFORME EN REGIME D'OSCILLATIONS CONTINUES A 94 GHz</u>	95
2.1. <u>ORDRE DE GRANDEUR DES PRINCIPAUX PARA- METRES TECHNOLOGIQUES</u>	95
2.1.1. <u>Ordre de grandeur du niveau de dopage dans la zone active</u>	97
2.2. <u>INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLO- GIQUES</u>	99
2.2.1. <u>Influence du niveau de dopage dans la zone active</u>	99
2.2.2. <u>Influence des épaisseurs des zones N et P</u>	103

2.2.3. <u>Première définition du composant</u>	109
2.3. <u>INFLUENCE DES PARAMETRES DE FONCTION- NEMENT</u>	109
2.3.1. <u>Influence de la température de la zone active</u>	109
2.3.2. <u>Influence de la tension hyperfréquence</u>	113
2.3.3. <u>Influence de la densité de courant de polarisation</u>	113
2.3.4. <u>Influence de la section</u>	119
2.3.5. <u>Influence de la fréquence de fonctionnement</u>	123
2.4. <u>INFLUENCE DES PARAMETRES LIES AU "PROCESS" ET A L'ENCAPSULATION</u>	125
2.4.1. <u>Influence de la résistance série</u>	127
2.4.2. <u>Influence de la résistance thermique</u>	131
2.4.2.1. <u>Influence du dissipateur</u>	131
A. Diode montée avec dissipateur intégré en Or.....	131
B. Diode montée sur dissipateur en diamant.....	133
2.4.2.2. <u>Influence de la valeur de la résistance thermique sur les performances hyperfréquences</u>	135
2.4.2.3. <u>Influence mutuelle de la section et de la résis- tance thermique</u>	138
2.4.3. <u>Propriétés hyperfréquences du boîtier</u>	140
2.5. <u>OPTIMISATION DU COMPOSANT</u>	143
2.5.1. <u>Prise en compte de l'influence mutuelle des diffé- rents paramètres</u>	143
2.5.1.1. <u>Influence mutuelle du niveau de dopage de la zone active et des conditions de fonctionnement pour des structures présentant un facteur de confinement fixé</u>	143

2.5.1.2. <u>Influence mutuelle du niveau de dopage dans la zone active et des conditions de fonctionnement pour des composants possédant des dimensions fixées.....</u>	145
2.5.2. <u>Influence des gradients de concentration en impurétés.....</u>	151
2.5.2.1. <u>Influence de l'angle d'ouverture de la jonction P-N.....</u>	151
2.5.2.2. <u>Influence des gradients de concentration au niveau de collecteurs.....</u>	153
2.5.3. <u>Définition de la structure optimale en régime d'oscillations continues à 94 GHz.....</u>	153
2.5.4. <u>Comparaison théorie-expérience en régime d'oscillations continues à 94 GHz.....</u>	155
2.5.4.1. <u>Comportement en bruit des diodes A.T.T. millimétriques.....</u>	159
3. <u>AMELIORATION DES PERFORMANCES EN REGIME D'OSCILLATIONS CONTINU.....</u>	163
3.1. <u>Amélioration des performances des diodes Silicium 94 GHz en régime d'oscillations continues.....</u>	163
3.2. <u>Evaluation des performances potentielles des diodes A.T.T. à l'Arséniure de Gallium.....</u>	168
4. <u>REGIME D'IMPULSIONS COURTES.....</u>	172
4.1. <u>Influence de la température de la zone active en fin d'impulsion.....</u>	174
4.1.1. <u>Influence de la température sur les paramètres technologiques de la diode.....</u>	174
4.1.2. <u>Calcul de la résistance thermique transitoire.....</u>	180

4.2. <u>DEFINITION DES PERFORMANCES POTENTIELLES</u> <u>EN REGIME D'IMPULSIONS COURTES A 94 GHz...</u>	186
4.3. <u>COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE EN REGIME</u> <u>D'IMPULSIONS COURTES A 94 GHz.....</u>	190
5. <u>PERFORMANCES POTENTIELLES DES DIODES A.T.T. SILICIUM</u> <u>EN GAMME MILLIMETRIQUE.....</u>	192
CONCLUSION.....	199

INTRODUCTION GENERALE

I N T R O D U C T I O N G E N E R A L E

Le développement des systèmes hyperfréquences dans le domaine des télécommunications, de la radiométrie et du guidage s'oriente vers l'utilisation de dispositifs fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées s'étendant maintenant à la gamme des longueurs d'onde millimétriques (30 GHz-300 GHz). Aussi, de nombreux travaux de recherches sont à ce jour menés dans le but d'élaborer à l'aide de composants à l'état solide les différents dispositifs réalisant les fonctions élémentaires de l'électronique à savoir l'amplification, la génération de puissance, la conversion de signaux... En effet, de part leur facilité d'utilisation liée à leurs encombrements réduits, leurs faibles tensions d'alimentation, leurs possibilités d'intégration monolithique... les composants semiconducteurs tendent depuis de nombreuses années à remplacer dans le plus grand nombre des applications possibles les tubes à vide nécessitant une lourde infrastructure.

En ce qui concerne la réalisation des sources de puissance hyperfréquence à l'état solide en gamme millimétrique les composants électroniques les mieux adaptés sont encore à ce jour les dipôles à résistance négative et plus particulièrement les dispositifs à transfert électronique (diodes Gunn) et les diodes à avalanche.

Dans ce travail nous nous proposons essentiellement de définir les performances potentielles des diodes à avalanche de structure

Mésa au Silicium pour la génération de puissance hyperfréquence dans la gamme des longueurs d'onde millimétriques. Nous chercherons de plus à préciser les possibilités de ce type de composants en régime de génération directe et en régime de génération harmonique.

L'étude théorique rigoureuse du composant en vue de l'optimisation de ses caractéristiques technologiques pour une application spécifique nécessiterait dans le meilleur des cas un modèle traitant globalement le circuit considéré c'est-à-dire capable de décrire de la façon la plus fine, l'interaction entre l'élément actif et son circuit de charge dans les conditions de fonctionnement imposées par l'expérimentateur. Cet objectif reste encore souvent difficile à atteindre vu le nombre important de paramètres tant structurels que de fonctionnements intervenant au niveau de la définition du composant en particulier dans le cas des applications en régime multifréquence. Cette possibilité est cependant resté le but de notre démarche intellectuelle. En effet, l'apparition d'ordinateurs très performants et les progrès du calcul scientifique permettent maintenant l'obtention de modèles numériques du composant semi-conducteur basés sur un nombre minimal d'approximations. En conséquence, de façon à tenir compte des spécificités des diodes à avalanche millimétriques, nous avons été amené à développer deux modèles numériques macroscopiques basés sur la résolution des équations fondamentales des semi-conducteurs et sur l'équation générale de transport de Boltzmann.

La présentation de ces deux nouveaux modèles fait l'objet de notre premier chapitre. Le premier de ces modèles est un modèle stationnaire. Le second est un modèle non-stationnaire incluant les effets de relaxations de l'énergie totale moyenne des porteurs. Ces deux modèles se distinguent par le fait qu'ils prennent en compte la dynamique des porteurs sur la totalité du semi-conducteur et que de plus ils permettent une approche réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement aussi bien en régime de polarisation directe qu'inverse. Nous montrons par ailleurs l'intérêt relatif des deux modèles par une comparaison tant qualitative que quantitative des résultats de simulations effectuées pour un composant identique et dans des conditions de fonctionnement similaires avec les deux modèles.

Dans le deuxième chapitre, nous définissons les performances potentielles en gamme millimétrique et donc les limites fréquentielles de

fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Nous décrivons les principaux phénomènes limitant les possibilités fréquentielles de ce type de dispositif, à savoir, la diminution avec la fréquence de la non linéarité du phénomène d'avalanche, l'influence des temps de transit des porteurs dans la structure et la limitation de la puissance hyperfréquence applicable à l'entrée du multiplicateur. Nous envisageons ensuite les différentes solutions susceptibles d'améliorer les possibilités fréquentielles de ce type de dispositif.

Le troisième chapitre est consacré à la définition des performances potentielles des diodes à avalanche et temps de transit au Silicium dans les fenêtres de propagation atmosphériques millimétriques centrées sur 94 GHz-140 GHz et 220 GHz pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement. La majeure partie de cette étude est consacrée à l'optimisation des diodes à double zone de transit et à profil de dopage uniforme dans la fenêtre des 94 GHz en régime d'oscillations continues et en régime d'impulsions courtes. Dans un premier temps, nous étudions isolément l'influence des différents paramètres intervenant au niveau de la définition des performances du composant. Dans un second temps des simulations numériques dans laquelle nous tenons compte de façon self-consistante des influences interactives des paramètres tant structurels que de fonctionnement aboutissent à la définition de composants optimaux pour les applications considérées. Nous comparons ensuite les résultats théoriques à ceux obtenus expérimentalement avec des composants réalisés par Thomson DSG et présentant des caractéristiques technologiques très proches de celles définies à l'aide de nos modèles théoriques. Enfin nous terminons cette étude des diodes 94 GHz en précisant l'intérêt relatif des diodes à profil de dopage différencié par rapport aux diodes à profil de dopage uniforme.

CHAPITRE I

LES MODELES

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

Depuis la découverte de Read, l'étude théorique des diodes à avalanche, pour des applications en hyperfréquence, a été développée à l'aide de différents modèles physiques [1], [2], [3], [4], [5]. Nous ne détaillerons pas ici ces nombreux travaux. Ces études ont permis un approfondissement des connaissances relatives aux mécanismes fondamentaux à l'origine des différents modes de fonctionnement dans ce type de structures. Elles ont de plus permis la définition des composants optimaux pour les différentes applications visées en particulier dans la gamme des longueurs d'ondes centimétriques.

Dans le prolongement des applications centimétriques, la diode à avalanche se présente comme le composant de choix pour la réalisation de sources de forte puissance capables de couvrir la gamme des longueurs d'ondes millimétriques, voire submillimétriques. Cependant, la définition de composants optimaux fonctionnant dans ces gammes de fréquences nécessite l'élaboration de modèles physiques nouveaux. Ceux-ci doivent en effet répondre aux spécificités rencontrées dans les diodes millimétriques qui résultent à la fois des phénomènes physiques de base déterminant le transport des porteurs de charges mais aussi des caractéristiques géométriques des composants.

1. DEFINITION DES MODELES

1.1. PARTICULARITES DE L'ETUDE DES DIODES A AVALANCHE MILLIMETRIQUES

En préalable à la définition du modèle physique, il convient d'examiner quelques uns des problèmes fondamentaux rencontrés dans les diodes à avalanche millimétriques et dont notre modèle devra tenir compte.

En premier lieu, la dimension de la zone active des diodes à avalanche et temps de transit (A.T.T.) fonctionnant en gamme millimétrique devient très faible. A titre d'exemple, elle est inférieure au micron pour les diodes Silicium à double zone de transit fonctionnant en régime d'oscillation à des fréquences supérieures à 60 GHz. Dans ces conditions et particulièrement pour les diodes présentant un profil de dopage uniforme, il s'avère difficile d'effectuer une distinction précise entre d'une part la zone d'avalanche et d'autre part les deux zones de transit comme cela est couramment admis en gamme centimétrique. En conséquence, l'étude rigoureuse des diodes à avalanche millimétrique nécessite un modèle physique traitant l'ensemble de la zone active.

D'autre part, les diodes à avalanche utilisées en multiplication de fréquence doivent présenter un facteur de confinement élevé [6]. En effet, dans cette application spécifique, il est nécessaire de réduire au maximum le temps de transit des porteurs qui tend à linéariser le comportement de la structure et donc à limiter les rendements de conversion pour des rangs d'harmoniques élevés. En conséquence, d'un point de vue technologique, le profil de concentration en impuretés d'une telle diode devra présenter des transitions zone active-zones fortement dopées très abruptes. Il convient donc, dans une approche théorique la plus réaliste possible de ce type de composant, de pouvoir tenir compte de ce paramètre.

De plus, dans de nombreuses applications, les diodes sont amenées à fonctionner en régime de polarisation directe. C'est le cas, par exemple, des diodes à temps de recouvrement, des diodes PIN utilisées en limiteur ou des diodes à avalanche de multiplication de fréquence en régime à très forte puissance d'entrée. En régime de polarisation directe, les porteurs

majoritaires, issus des substrats, sont injectés massivement dans la zone active. L'étude théorique de ces régimes de fonctionnement nécessite donc la prise en compte des zones fortement dopées du composant.

Enfin à fréquence élevée, les variations spatio-temporelles locales des grandeurs électriques deviennent suffisamment rapides pour que l'équilibre entre l'action du champ électrique et les effets des interactions subies par les porteurs avec le réseau cristallin ne soit plus instantanément atteint. Les porteurs sont alors soumis à des régimes transitoires à l'origine de modifications du processus de création des paires électrons-trous ainsi que de leur transport. Le modèle devra donc tenir compte, le cas échéant, du caractère non-stationnaire de la dynamique des porteurs. Cette dernière est principalement dépendante des phénomènes de relaxation des porteurs de charges dans le matériau considéré.

Ces quelques remarques montrent l'intérêt d'un modèle physique rigoureux, traitant l'ensemble du semi-conducteur (zone active plus collecteurs fortement dopés) pour l'étude des diodes à avalanche en gamme millimétrique.

1.2. BUT DE LA MODELISATION

Un des objectifs de la modélisation est l'optimisation des diodes à avalanche pour des applications en gamme millimétrique. Celle-ci se révèle d'une grande complexité en raison du nombre important de paramètres interdépendants intervenant dans la prédiction des performances utiles du composant. Nous les rangerons pour notre part dans trois catégories principales :

- les paramètres dépendants des propriétés du matériau semi-conducteur ;
- les paramètres intervenant au niveau de la réalisation du composant. Nous devons alors distinguer :
 - * les caractéristiques technologiques dépendantes de la croissance épitaxiale ;
 - * les propriétés thermiques.

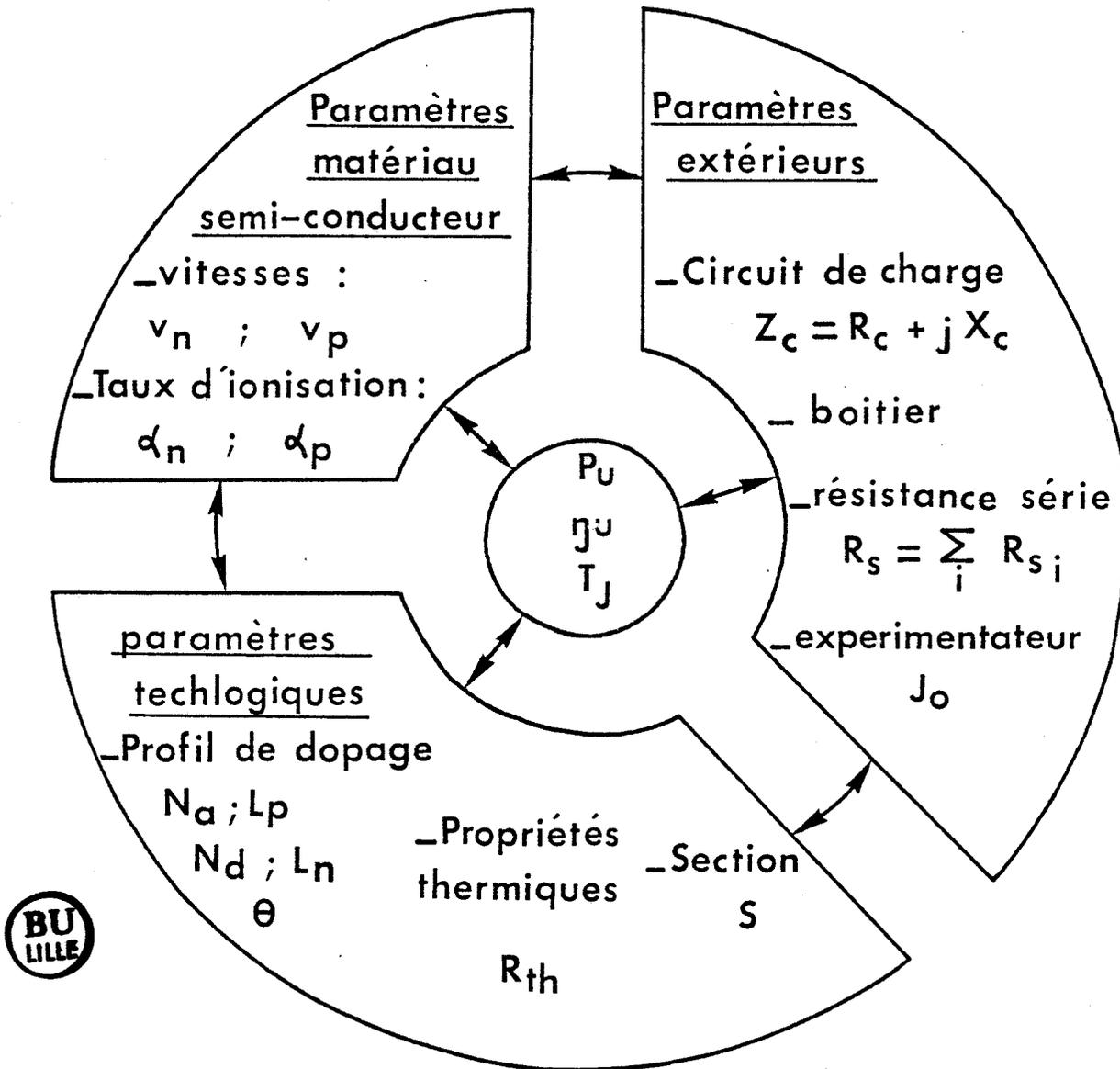


Figure 1 : Les principaux paramètres intervenant dans la prédiction des performances utiles du composant.

- les paramètres extérieurs dans lesquels nous incluons :
- * le circuit de charge ;
- * les propriétés hyperfréquences du boîtier de la diode ;
- * les paramètres de commande dépendant de l'expérimentateur.

L'interdépendance des différents paramètres (figure 1) rend l'étude systématique d'un composant en vue de son optimisation pour une application spécifique lourde et complexe. Elle ne pourra être menée à bien qu'à l'aide d'un modèle à la fois souple d'utilisation et nécessitant des temps de simulation raisonnables.

1.3. CHOIX DU MODELE

La simulation des composants électroniques repose sur la résolution de l'équation générale de transport de Boltzmann :

$$(1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \vec{\text{grad}}_k(f) + \vec{v} \vec{\text{grad}}_r(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

qui permet d'accéder aux caractéristiques macroscopiques de la dynamique des porteurs de charges.

Il existe principalement deux types de méthode pour résoudre cette équation :

- Les méthodes basées sur une description du déplacement stochastique des porteurs soit dans l'espace réel [7] soit dans l'espace réciproque [8] ;
- Les méthodes de résolution macroscopique.

Les premières permettent, grâce à une approche microscopique, une description plus rigoureuse des phénomènes physiques fondamentaux

intervenant dans le volume du semi-conducteur. Elles ont cependant pour handicap majeur de nécessiter des temps de simulation importants. Ce problème est de plus accentué par le fait que nous avons à considérer, pour la diode à avalanche, deux types de porteurs de charges [9].

Nous avons donc porté notre choix sur une méthode de résolution macroscopique. Cette méthode est basée sur l'intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace réciproque et sur l'approximation des temps de relaxation. Ceci nous conduit à un système d'équations macroscopiques traduisant la conservation, respectivement pour chaque type de particules (électrons et trous), du nombre de porteurs libres, du moment et de l'énergie totale moyenne [10], [11].

A partir de ce système général d'équations de conservation nous avons tout d'abord développé un modèle stationnaire. Afin d'étendre le domaine de validité de notre modélisation nous avons, dans un second temps, élaboré un deuxième modèle dans lequel nous prenons partiellement en compte les effets de relaxation des porteurs de charges.

1.4. LE MODELE STATIONNAIRE

1.4.1. Le système d'équations en régime stationnaire

Les composants, objets de ce travail, sont en pratique de structure "Mésa". Pour ce type de structures, nous admettons que les principaux phénomènes physiques intervenant dans le volume du semi-conducteur se produisent dans l'axe de symétrie du Mésa. Cette hypothèse nous permet d'assimiler la diode à un dispositif unidimensionnel (Figure 2).

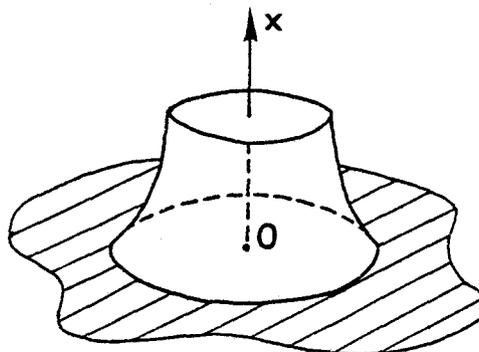


Figure 2

En régime stationnaire, les phénomènes de relaxation sont négligés. Le système d'équations se réduit dans ce cas aux équations des courants, aux équations de continuité et à l'équation de Poisson.

Dans le but de faciliter le traitement numérique, une normalisation systématique des grandeurs caractéristiques est effectuée [12]. Le système d'équations à résoudre se présente alors sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} (2) \quad J_n &= -n v_n = \mu_n \left(n E_x + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \\ (3) \quad J_p &= p v_p = \mu_p \left(p E_x - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} (2) \\ (3) \end{aligned}} \right\} \begin{array}{l} \text{Equations des} \\ \text{courants} \end{array}$$

$$\begin{aligned} (4) \quad \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial J_n}{\partial x} + g - u \\ (5) \quad \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{\partial J_p}{\partial x} + g - u \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} (4) \\ (5) \end{aligned}} \right\} \begin{array}{l} \text{Equations de} \\ \text{continuité} \end{array}$$

$$(6) \quad \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} = N_d - N_a + p - n \quad \text{Equation de Poisson}$$

$$(7) \quad E_x = -\frac{\partial V_x}{\partial x} \quad \text{Champ Electrique}$$

$$(8) \quad g = \alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p| \quad \text{Taux de génération}$$

$$(9) \quad u = \frac{np-1}{\tau_n(n+1) + \tau_p(p+1)} \quad \text{Taux de recombinaison}$$

La résolution complète de ces équations nécessite la connaissance des différentes grandeurs caractéristiques du transport des deux types de porteurs dans le matériau semi-conducteur considéré.

Ces grandeurs sont principalement :

- les mobilités ;
- les vitesses de dérive ;
- les taux d'ionisation ;
- les durées de vie.

Elles dépendent à la fois de la structure semi-conductrice et des conditions de fonctionnement :

- Température
- Champ électrique
- Niveau de concentration en impuretés.

Leurs évolutions en fonction de ces différents paramètres sont issues d'une part de résultats de simulations Monte-Carlo effectuées au laboratoire et d'autre part de résultats empruntés à une abondante littérature scientifique. Les références ainsi que les principales évolutions des grandeurs matériau utilisées dans nos simulations sont détaillées en annexe 1.

1.4.2. La méthode de résolution

Le modèle se présente, d'un point de vue mathématique, sous la forme d'un système non linéaire d'équations aux dérivées partielles. Parmi les différentes méthodes de résolution numérique envisageables, nous avons opté pour la méthode des différences finies.

En premier lieu, cette méthode nécessite une double discrétisation sur le temps et sur l'espace des différentes variables. Le passage aux différences finies de chaque équation est ensuite basé sur une technique semi-implicite proposée par Reiser [13] (figure 3).

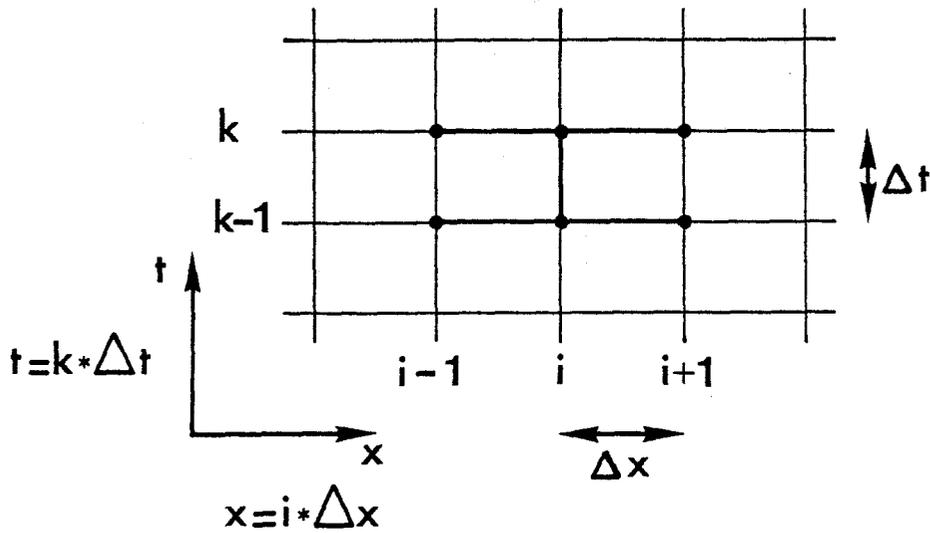


Figure 3 : Schéma de discrétisation spatio-temporelle des équations.

Cette technique de discrétisation satisfait au mieux aux conditions de consistance et de convergence. Cependant, afin d'assurer une bonne stabilité numérique, il s'avère nécessaire de respecter les deux conditions suivantes :

$$(10) \quad \Delta t < \frac{\varepsilon}{q N_{\max} \mu_{\max}}$$

$$(11) \quad \frac{\Delta x}{\Delta t} < \text{Max}(v_{n\max}, v_{p\max})$$

Après passage aux différences finies puis linéarisation des coefficients, les équations de continuité et l'équation de Poisson se présentent sous la forme générale suivante :

$$(12) \quad \alpha_i^k x_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k x_i^{k+1} + \gamma_i^k x_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k$$

Nous avons donc à résoudre pour chacune de ces équations un système de la forme $A.X = B$ où A est une matrice tridiagonale. Nous utilisons pour ce faire la méthode de Cholewsky dite "méthode du double-balayage" [14].

La résolution du système complet d'équations s'effectue dans un ordre séquentiel conformément à l'organigramme présenté figure 4.

1.4.3. Conditions aux limites

1.4.3.1. Sur l'espace

a) Equations de continuité

Le modèle nous permet de traiter l'ensemble du semi-conducteur. Il inclue notamment les zones fortement dopées des substrats. Ces épaisseurs de substrats sont choisies de façon à ce que nous puissions appliquer à leurs extrémités les conditions de l'équilibre thermodynamique (Figure 5).

b) Equation de Poisson

Dans le domaine des hyperfréquences, les circuits de charge les plus couramment utilisés se présentent sous la forme de circuits résonnants parallèles à haut coefficient de qualité. Nous considérons donc que le circuit de charge est suffisamment sélectif pour que la tension instantanée aux bornes de la structure ne comporte des composantes harmoniques qu'aux fréquences considérées dans l'application étudiée. Cette tension aura pour expression générale, en régime périodique :

$$(13) \quad V(t) = V_0 + \sum_{i=1}^{i=n} V_i (\sin(i\omega t + \varphi_i))$$

La forme d'onde du courant sera par contre déterminée par la

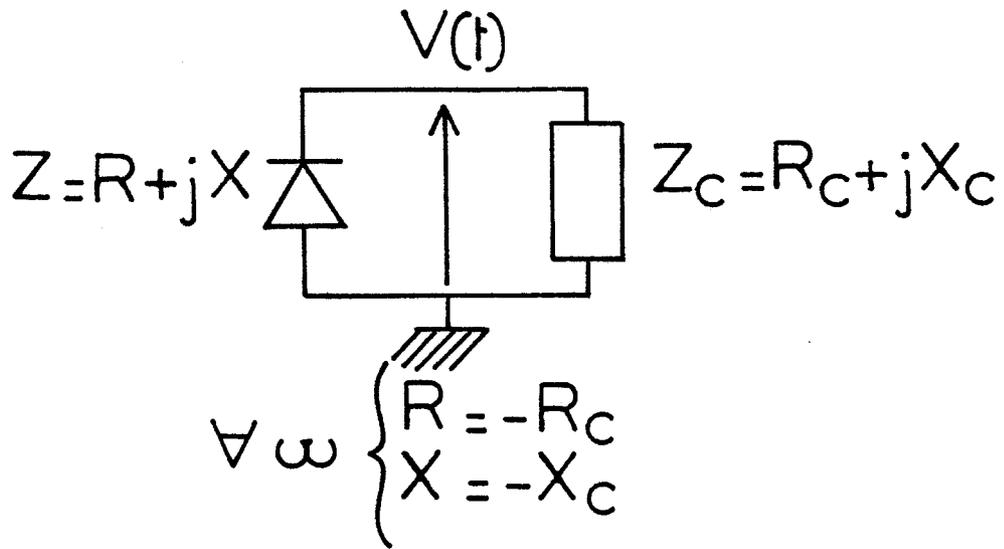


Figure 6

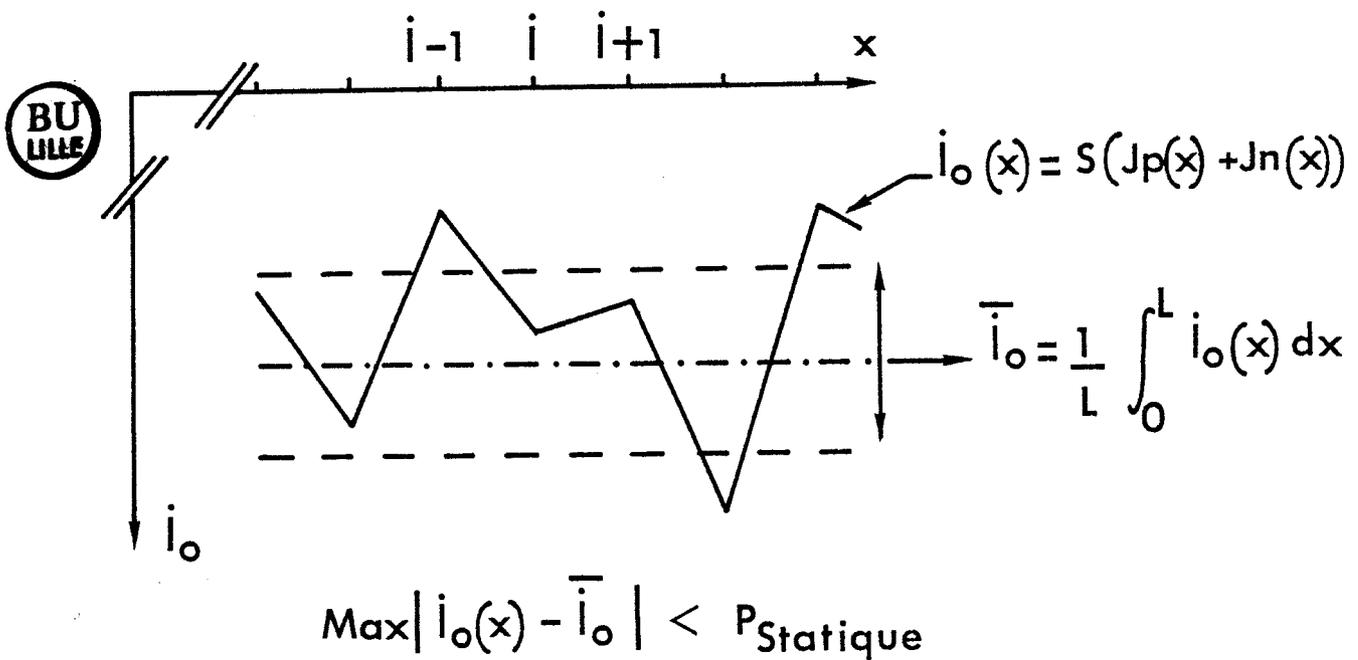


Figure 7 : Critère de convergence en régime statique.

physique interne du semi-conducteur. Notons que le modèle n'inclut pas les éléments du circuit de charge. Il se limite à la zone semi-conductrice du composant. Nous admettons simplement que la condition d'oscillation est assurée en toutes circonstances (Figure 6). Aussi nous prenons systématiquement l'origine des potentiels à l'extrémité du contact P^+ tandis que nous imposons la tension $v(t)$ à l'autre borne de la structure (Figure 5).

1.4.3.2. Sur le temps

L'algorithme général de résolution du système d'équations est un processus itératif séquentiel dont l'initialisation à un instant t_0 nécessite impérativement la connaissance d'une configuration spatiale complète de toutes les variables à l'instant $t_0 - \Delta t$ précédant le début du calcul. En conséquence et dans un souci d'économie de temps calcul, nous définissons, pour chaque structure étudiée, une solution initiale statique correspondant au cas où le composant est polarisé en inverse en régime d'avalanche. Une fois calculée, cette solution est mise en mémoire et peut être directement utilisée lors des exploitations ultérieures.

L'obtention de la solution statique s'effectue en définissant tout d'abord une solution approchée dans laquelle nous négligeons les phénomènes de diffusion des porteurs. Ensuite nous calculons la solution statique complète avec diffusion.

1.4.4. Critères de convergence numérique

1.4.4.1. Régime statique

En régime statique nous devons respecter la conservation du courant de conduction. La convergence est assurée lorsque le courant de conduction garde une valeur constante sur toute la longueur de la structure. Dans ce but, nous calculons en chaque point et à chaque itération, l'écart maximal entre le courant de conduction moyenné sur l'abscisse I_0 et le courant de conduction $I_0(x)$ (figure 7). Le processus itératif se poursuit alors jusqu'à ce que l'écart maximal entre les deux valeurs de courant devienne inférieur à une précision fixée par avance (typiquement de l'ordre de 0,5 %).

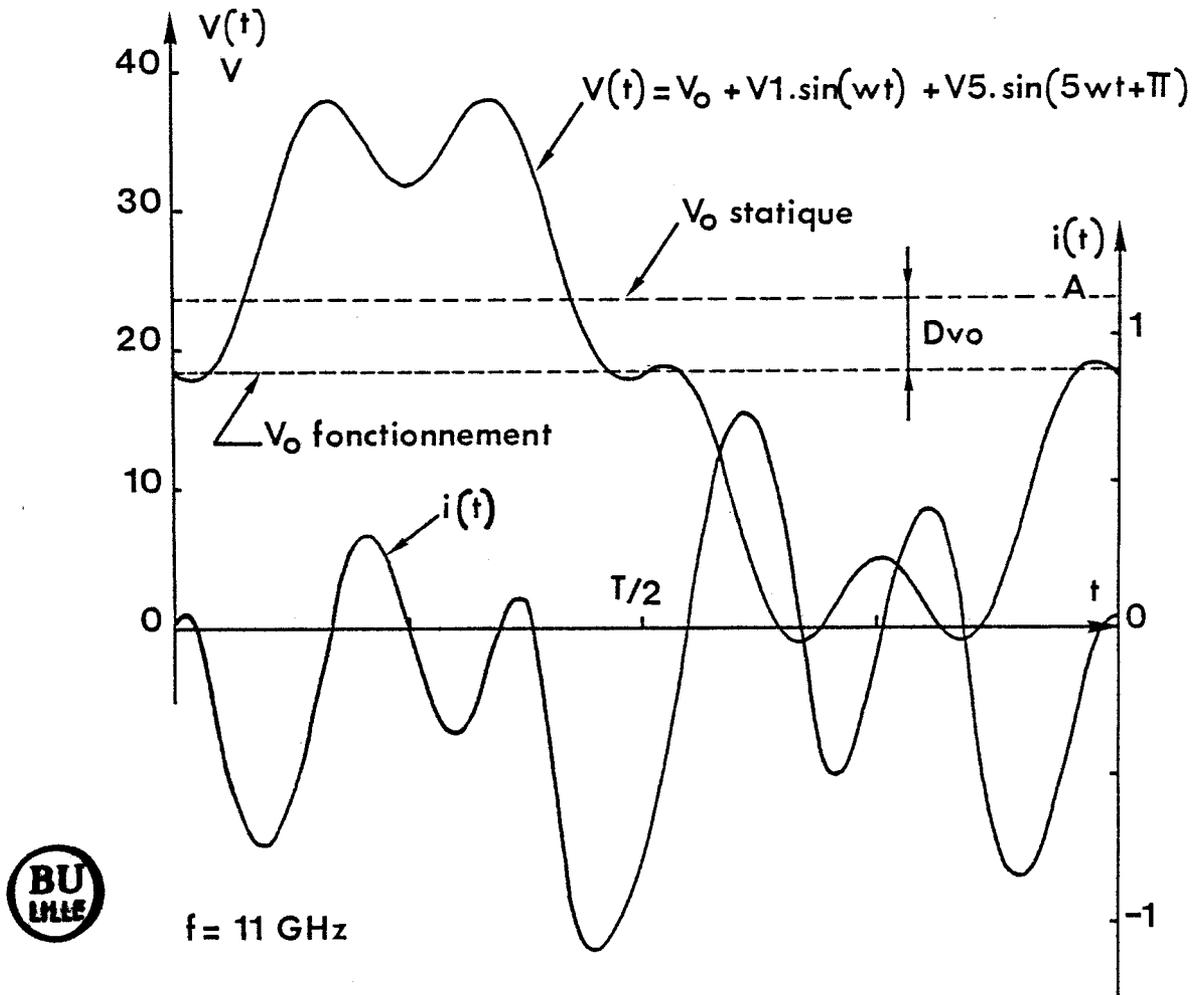


Figure 8 : Formes d'ondes du courant total et de la tension instantanée aux bornes d'une diode à avalanche en régime de multiplication de fréquence.

1.4.4.2. Régime dynamique

Dans la plupart des applications que nous étudions, la diode est, en pratique, alimentée à courant de polarisation constant. Nous devons donc en tenir compte dans notre simulation. Dans ce but et afin d'assurer la périodicité du courant instantané $i(t)$ pour la valeur imposée du courant de polarisation I_0 , nous ajustons, à chaque période du signal hyperfréquence, la tension continue de polarisation V_0 , traduisant par ce fait l'effet d'auto-polarisation observé expérimentalement (figure 8).

La convergence est obtenue lorsque les formes d'ondes du courant et de la tension sont stables. La décomposition en série de Fourier du courant total et de la tension appliquée nous permet alors le calcul, en divers points de la structure, de l'impédance ainsi que celui de la puissance et du rendement émis par le composant aux différentes fréquences considérées.

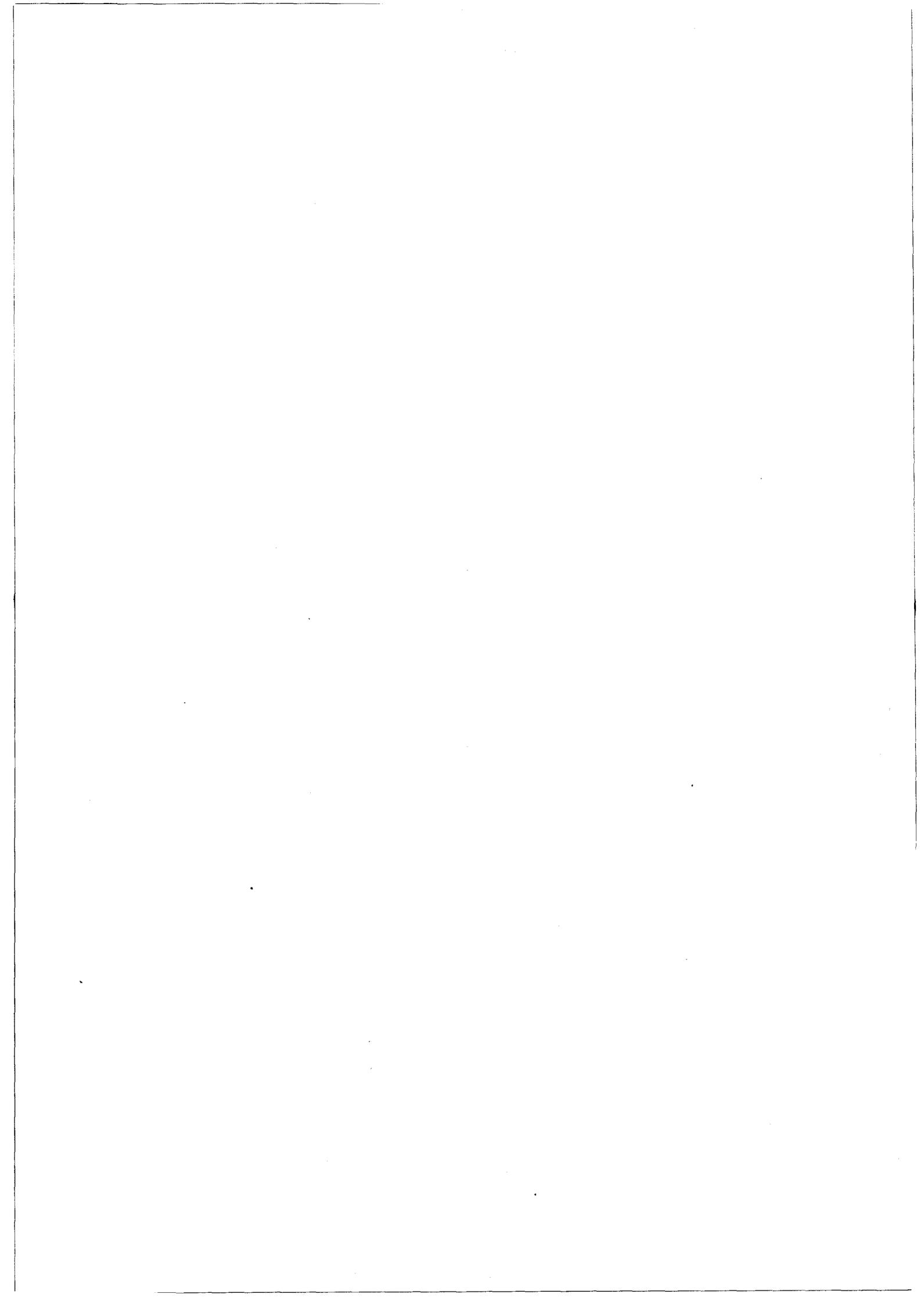
1.5. LE MODELE NON-STATIONNAIRE

Nous avons adapté à notre étude le modèle non-stationnaire élaboré au laboratoire par M.R. FRISCOURT pour l'étude théorique des dispositifs à transfert électronique fonctionnant en gamme millimétrique [15].

Nous avons dû introduire dans ce modèle la génération des porteurs par ionisation par choc et prendre en compte la dynamique des trous. Nous avons limité pour notre part l'étude de la dynamique non-stationnaire des porteurs à la prise en compte de la relaxation de leur énergie totale moyenne $\bar{\mathcal{E}}$.

Le modèle non-stationnaire consiste alors en la résolution des équations définies pour le modèle stationnaire (équations 2 à 9) auxquelles s'ajoutent les équations traduisant la conservation de l'énergie \mathcal{E}_n pour les électrons et \mathcal{E}_p pour les trous :

$$(14) \quad \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial t} = \frac{J_n}{n} \left(E_x + \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial x} \right) + \frac{\partial J_n kT_n}{\partial x} - \frac{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_0}{\tau_{\mathcal{E}_n}} - \frac{\mathcal{E}_n (g-u)}{n}$$



$$(15) \quad \frac{\partial \epsilon_p}{\partial t} = \frac{J_p}{p} \left(E_x - \frac{\partial \epsilon_p}{\partial x} \right) - \frac{\partial J_p k T_p}{\partial x} - \frac{\epsilon_p - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon_p}} - \frac{\epsilon_p (g-u)}{p}$$

où les grandeurs $\tau_{\epsilon_n}(\epsilon_n)$ et $\tau_{\epsilon_p}(\epsilon_p)$ représentent respectivement les temps de relaxation des électrons et des trous dans le matériau semiconducteur.

Signalons dès à présent que nous négligeons l'influence des termes $\frac{\partial J_n k T_n}{\partial x}$ et $\frac{\partial J_p k T_p}{\partial x}$ qui traduisent, pour chaque type de porteurs, la puissance perdue sous l'effet des forces de pression électronique. En effet, pour des régimes de fonctionnement stables, la contribution de ces gradients spatiaux n'affecte que très peu les résultats globaux. Ils sont de plus à l'origine d'instabilités numériques dans les zones du composant où apparaissent simultanément d'importantes variations des grandeurs physiques intervenant dans ces deux termes [16].

Les grandeurs dépendantes des propriétés du matériau, à savoir principalement dans ce modèle :

- les temps de relaxation de l'énergie ;
- les mobilités ;
- les vitesses de dérives ;
- les taux d'ionisation ;

des deux types de porteurs sont considérées comme des fonctions instantanées de leur énergie totale moyenne respective. Ces différentes fonctions sont déterminées à partir de résultats obtenus à l'aide de simulations Monte-Carlo effectuées en régime statique stationnaire [17]. Nous posons alors :

$$(16) \quad \tau_{\epsilon_n}(\epsilon_n) = \frac{\epsilon_n - \epsilon_0}{q E_{ssn} v_{ssn}(\epsilon_n)} \quad \tau_{\epsilon_p}(\epsilon_p) = \frac{\epsilon_p - \epsilon_0}{q E_{ssp} v_{ssp}(\epsilon_p)}$$

$$(17) \quad \mu_{ssn}(\epsilon_n) = \mu_n(E_{ssn}(\epsilon_n)) \quad \mu_{ssp}(\epsilon_p) = \mu_p(E_{ssp}(\epsilon_p))$$

$$(18) \quad v_{ssn}(\epsilon_n) = \mu_{ssn}(\epsilon_n) E_x \quad v_{ssp}(\epsilon_p) = \mu_{ssp}(\epsilon_p) E_x$$

$$(19) \quad \alpha_n(\epsilon_n) = \alpha_n(E_{ssn}(\epsilon_n)) \quad \alpha_p(\epsilon_p) = \alpha_p(E_{ssp}(\epsilon_p))$$

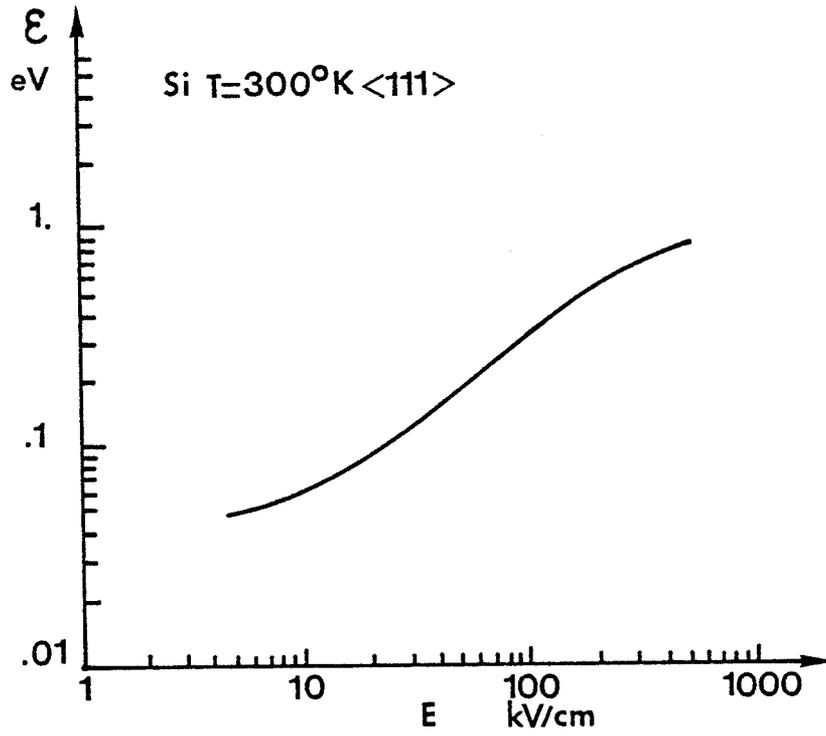


Figure 9 : Evolution de l'énergie totale moyenne des électrons dans le Silicium en fonction du champ électrique en régime statique stationnaire (d'après K. HESS).

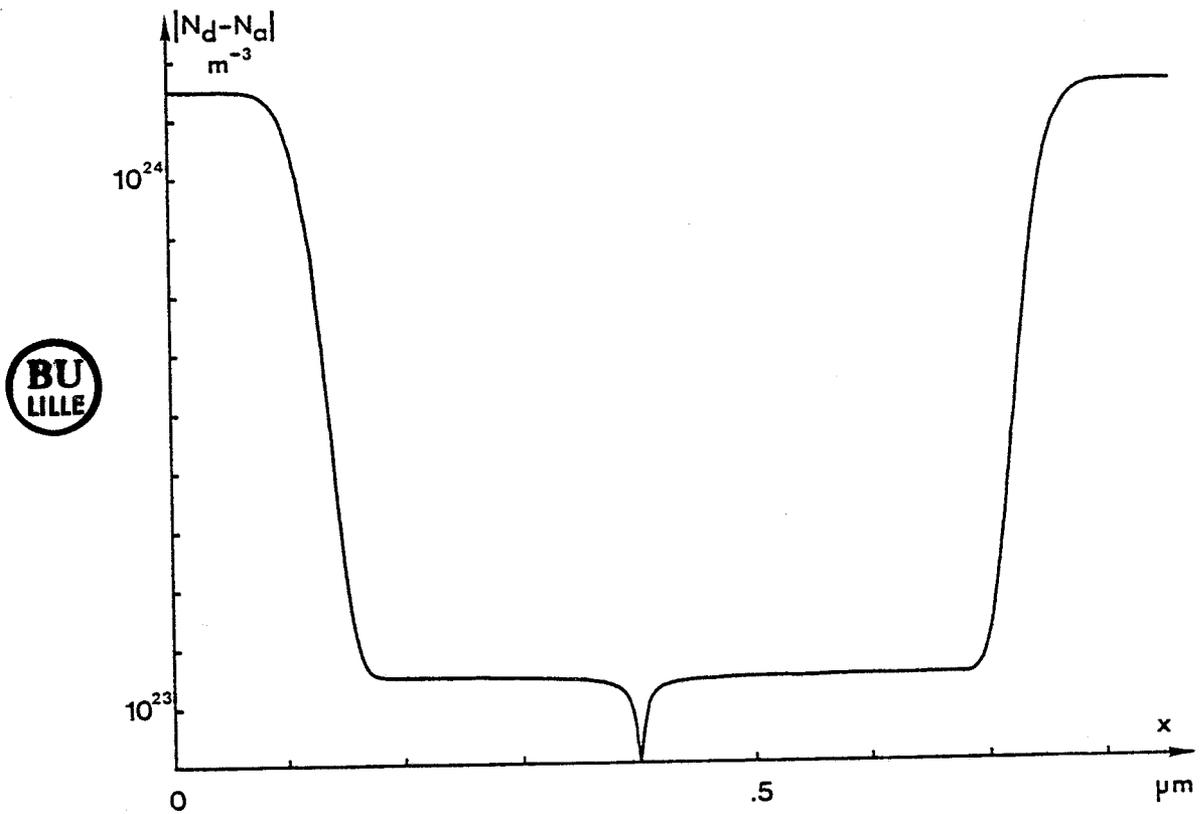


Figure 10

Le calcul de ces différentes fonctions nécessite la connaissance des évolutions des grandeurs $E_{ssn}(\mathcal{E}_n)$ et $E_{ssp}(\mathcal{E}_p)$ qui représentent les valeurs statiques stationnaires des champs électriques des deux types de porteurs correspondant dans l'ordre à l'énergie totale moyenne \mathcal{E}_n pour les électrons et \mathcal{E}_p pour les trous.

En ce qui concerne plus particulièrement le Silicium, nous avons repris les résultats publiés pour les électrons à 300°K par K. HESS (Figure 9) [18]. Ces résultats se distinguent notamment par le fait qu'ils ont été obtenus en tenant compte des interactions ionisantes dans le matériau. Il convient de noter que nous ne possédons, à l'heure actuelle, que peu d'informations sur la dynamique non stationnaire des porteurs d'une part à champ électrique élevé et d'autre part pour des températures plus importantes. Nous avons en conséquence utilisé les résultats de HESS jusqu'à des températures de l'ordre de 500°K. En l'absence d'informations sur la dynamique non stationnaire des trous, nous avons considéré que l'évolution $E_{ssp}(\mathcal{E}_p)$ de ces derniers était identique à celle des électrons.

La résolution numérique du système d'équations en régime non-stationnaire fait appel à la même technique que celle décrite pour le modèle stationnaire (cf. 1.4.2. à 1.4.4.). Notons qu'afin d'assurer la stabilité de l'algorithme, il est nécessaire de respecter, en plus des critères définis précédemment, la condition sur le pas en temps Δt suivante :

$$(20) \quad \Delta t < \text{Min}(z_{\mathcal{E}_n \text{ min}}, z_{\mathcal{E}_p \text{ min}})$$

2. CHAMP D'APPLICATION DES MODELES

La première partie de ce chapitre a été consacrée à la présentation des deux modèles élaborés pour l'étude des diodes à avalanche en gamme millimétrique. Ces deux outils ont pour point commun de pouvoir traiter l'ensemble de la partie semi-conductrice du composant. Ils se distinguent qualitativement l'un de l'autre au niveau de la description de la dynamique des porteurs de charges. Le premier modèle se limite au caractère stationnaire de cette dernière. Le modèle non-stationnaire permet une

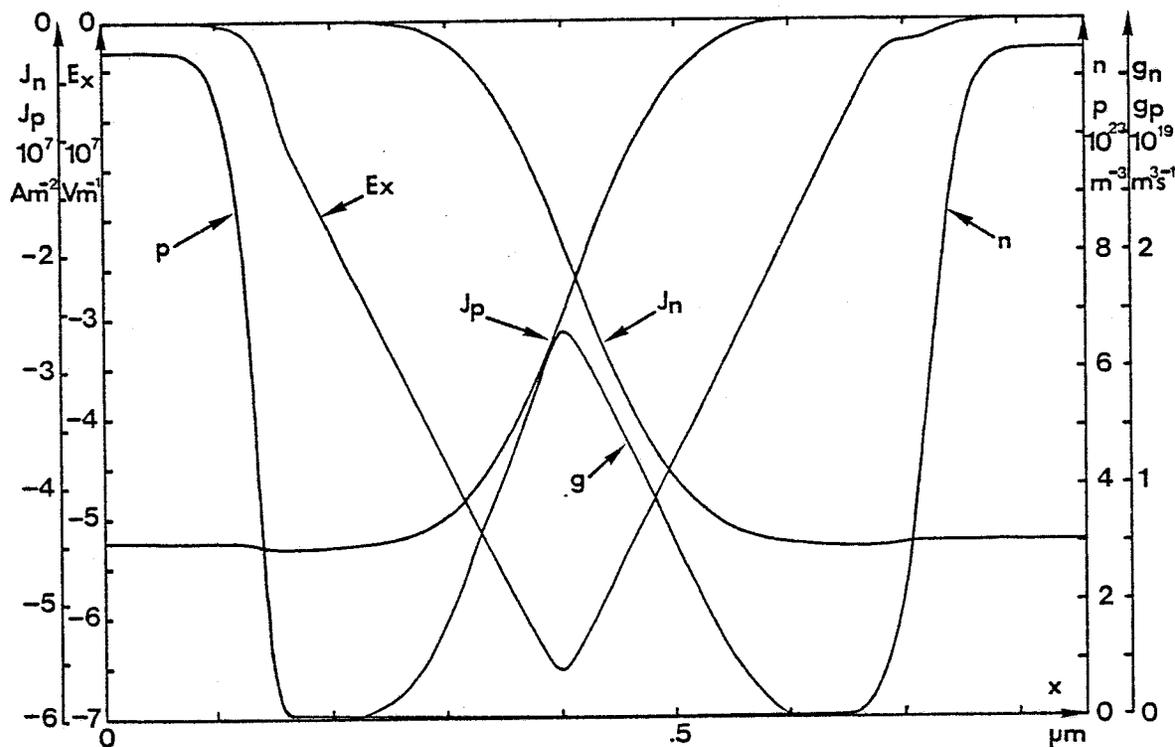


Figure 11.a : Evolutions spatiales des densités de courant J_n et J_p , des densités de porteurs libres n et p , du champ électrique E_x et du taux de génération g .

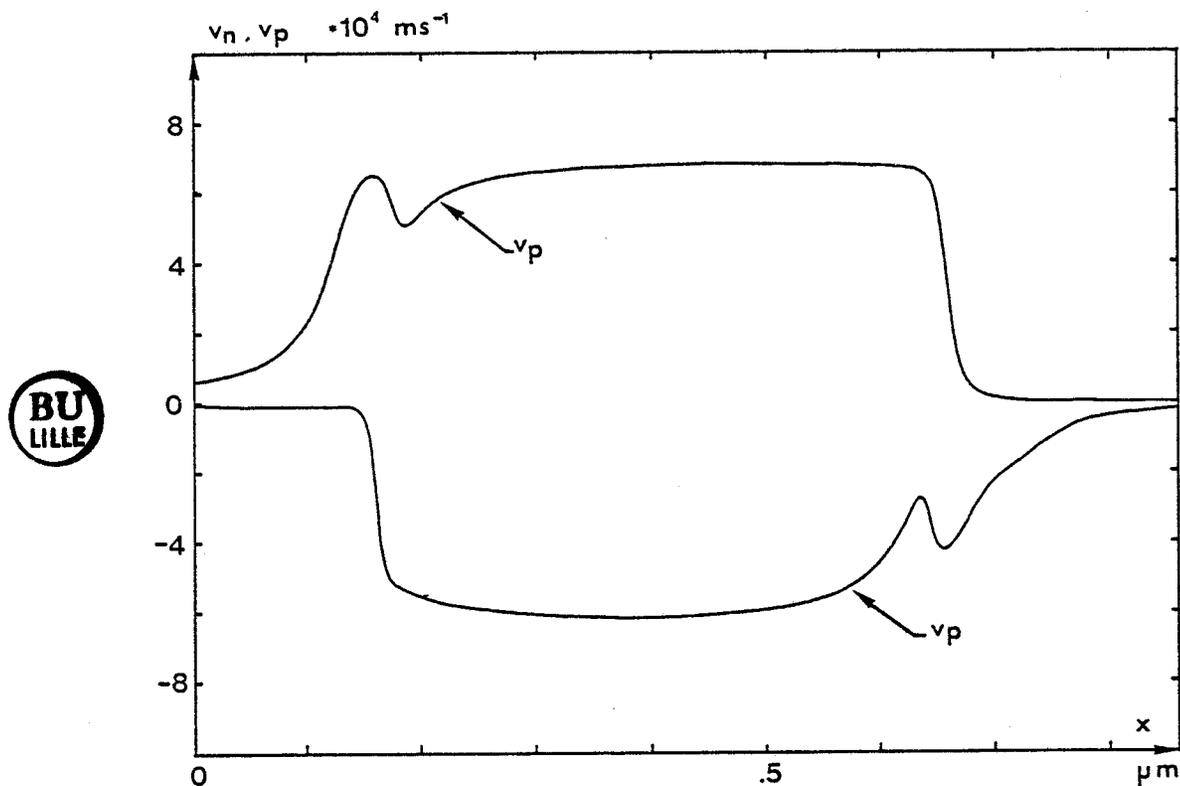


Figure 11.b : Evolutions spatiales des vitesses v_n et v_p .

Figure 11 : Evolutions spatiales en régime statique stationnaire.



approche plus fine des phénomènes physiques dans le composant puisqu'il tient notamment compte des effets de relaxation de l'énergie totale moyenne des porteurs. Le coût d'exploitation de ce second modèle est cependant plus élevé. En effet, le nombre d'équations à résoudre est d'une part plus important. De plus, les conditions imposées au niveau de la discrétisation spatio-temporelle de ces équations sont plus contraignantes. Ce point n'est pas négligeable dans le cas d'une étude d'optimisation de composant qui nécessite un nombre élevé d'exploitations.

2.1. COMPARAISON MODELE STATIONNAIRE - MODELE NON STATIONNAIRE

En préalable à l'étude d'optimisation des diodes A.T.T. Silicium 94 GHz, objet de notre chapitre III, il convenait de déterminer le modèle le plus approprié pour mener à bien ce travail. Nous avons donc effectué une étude comparative sur une structure P^+PNN^+ présentant des caractéristiques technologiques typiques de ce type d'application (Figure 10). Cette étude a pour but d'examiner à la fois les différents phénomènes physiques mis en évidence dans le modèle non-stationnaire par rapport au modèle stationnaire et de quantifier leur importance relative au niveau de la définition des performances du composant.

Dans un premier temps, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux phénomènes liés aux gradients spatiaux. Nous avons, à cette fin, effectué des simulations en régime d'avalanche statique. Nous avons ensuite étudié la structure en régime d'oscillation à 94 GHz.

2.1.1. Etude comparative en régime statique

2.1.1.1. Régime statique stationnaire

Nous avons représenté figure 11.a.b. les évolutions spatiales des principales grandeurs caractéristiques du transport des porteurs dans le composant à savoir les densités de courant J_n et J_p , les densités de porteurs libres n et p , le champ électrique E_x , le taux de génération g et enfin les vitesses v_n et v_p . On notera que nous assurons effectivement la conservation du courant de conduction et que l'échange des courants de particules s'effectue au niveau de la zone en avalanche.

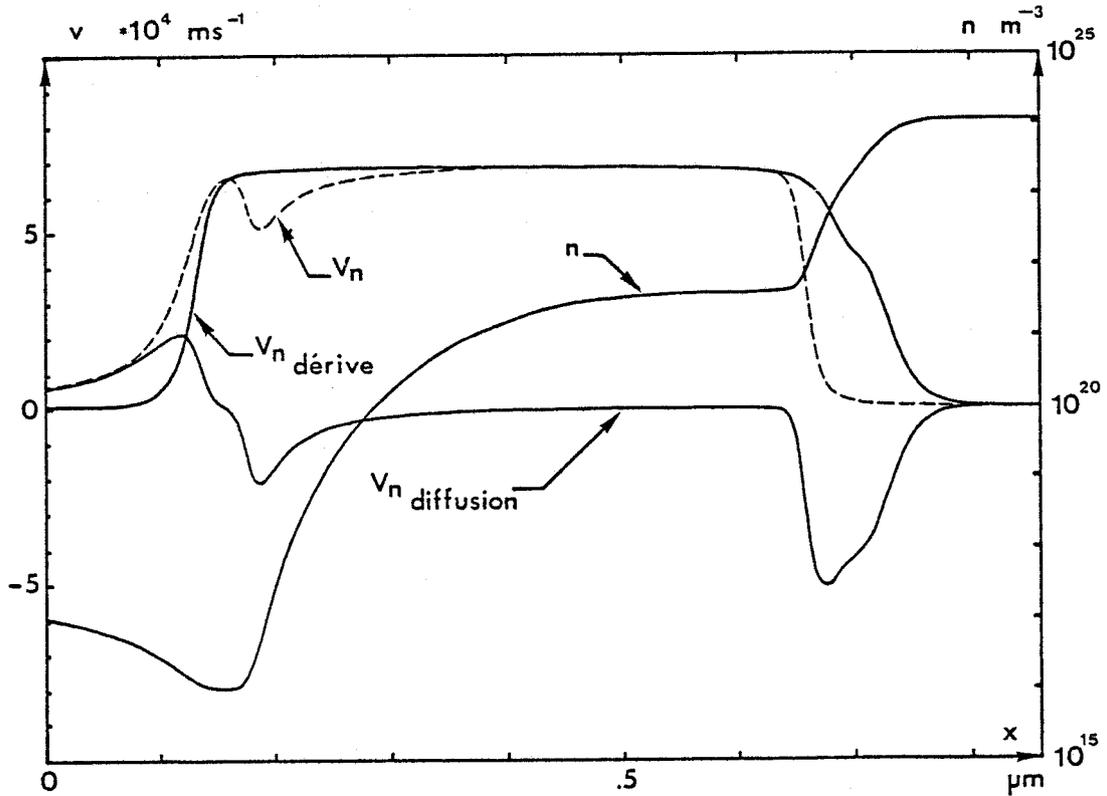


Figure 11.c : Evolutions spatiales des vitesses de dérive et de diffusion des électrons et de leur densité n .

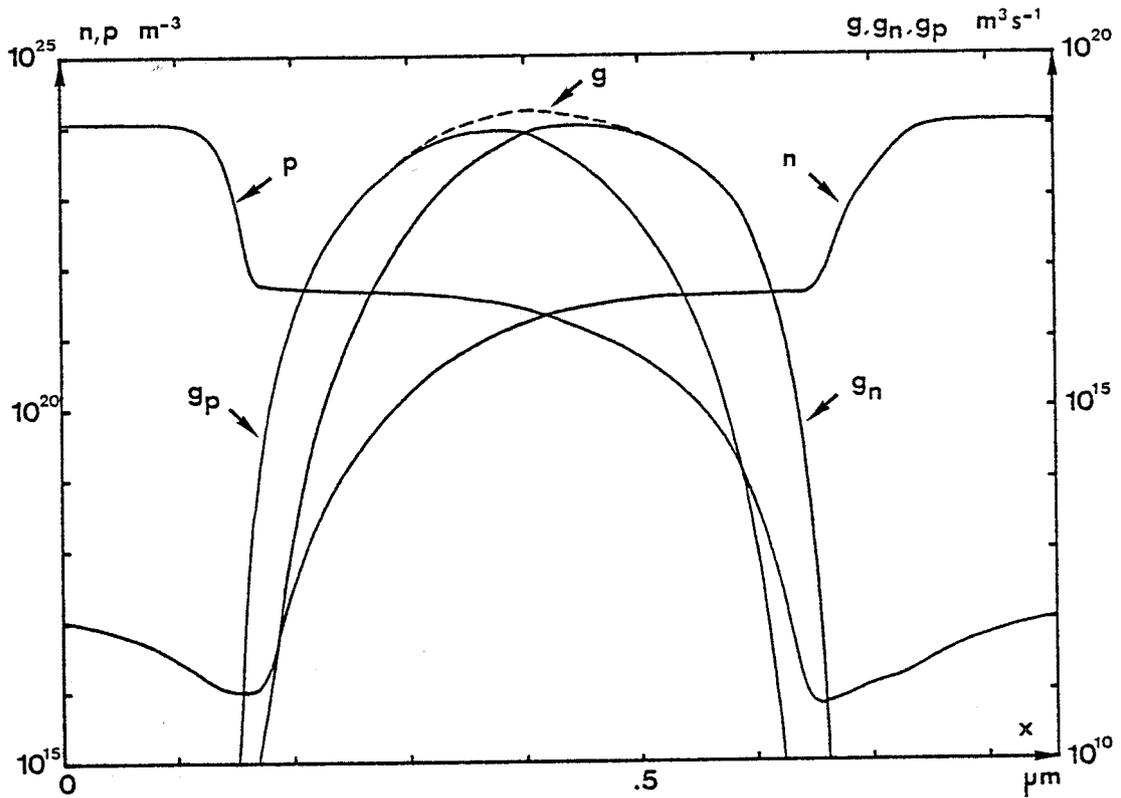


Figure 11.d : Evolutions spatiales des densités n et p et des taux de génération g_n des électrons et g_p des trous.

Figure 11 : Evolutions spatiales en régime statique stationnaire.



On remarquera plus spécialement les évolutions spatiales des vitesses v_n et v_p des deux types de porteurs, faisant apparaître un ralentissement local de ces derniers, dans la zone désertée, au voisinage des contacts où ils sont respectivement minoritaires. Afin d'explicitier l'origine de ce phénomène nous présentons figure 11.c, à titre d'exemple pour les électrons, les évolutions spatiales des deux composantes de la vitesse v_n à savoir :

(21) la vitesse de dérive
$$v_{n \text{ dérive}} = -\mu_n E_x$$

(22) la vitesse de diffusion
$$v_{n \text{ diffusion}} = -\frac{\mu_n}{n} \frac{\partial n}{\partial x}$$

ainsi que celle, ici en échelle logarithmique, de la densité d'électrons libre n . Il apparaît alors clairement que la diminution locale de v_n traduit l'existence à cet endroit d'un phénomène de diffusion des électrons important. On note en effet, que dans cette zone, la densité n d'électrons est encore relativement faible et que de plus la variation spatiale de cette densité est très importante. Ce gradient résulte du processus de création des paires électron-trou sous l'effet de l'ionisation par choc. Afin d'illustrer ce point, nous avons représenté figure 11.d les évolutions des taux de génération g_n des électrons et g_p des trous dont la somme égale le taux de génération g et qui ont pour expressions :

(23)
$$g_n = \alpha_n |J_n|$$

(24)
$$g_p = \alpha_p |J_p|$$

Nous constatons sur cette figure, qu'au voisinage du contact P^+ , le taux de génération g_p des trous est nettement supérieur à celui des électrons. Nous pouvons maintenant conclure que la diminution de vitesse affectant les porteurs au voisinage des contacts où ils sont chacun minori-

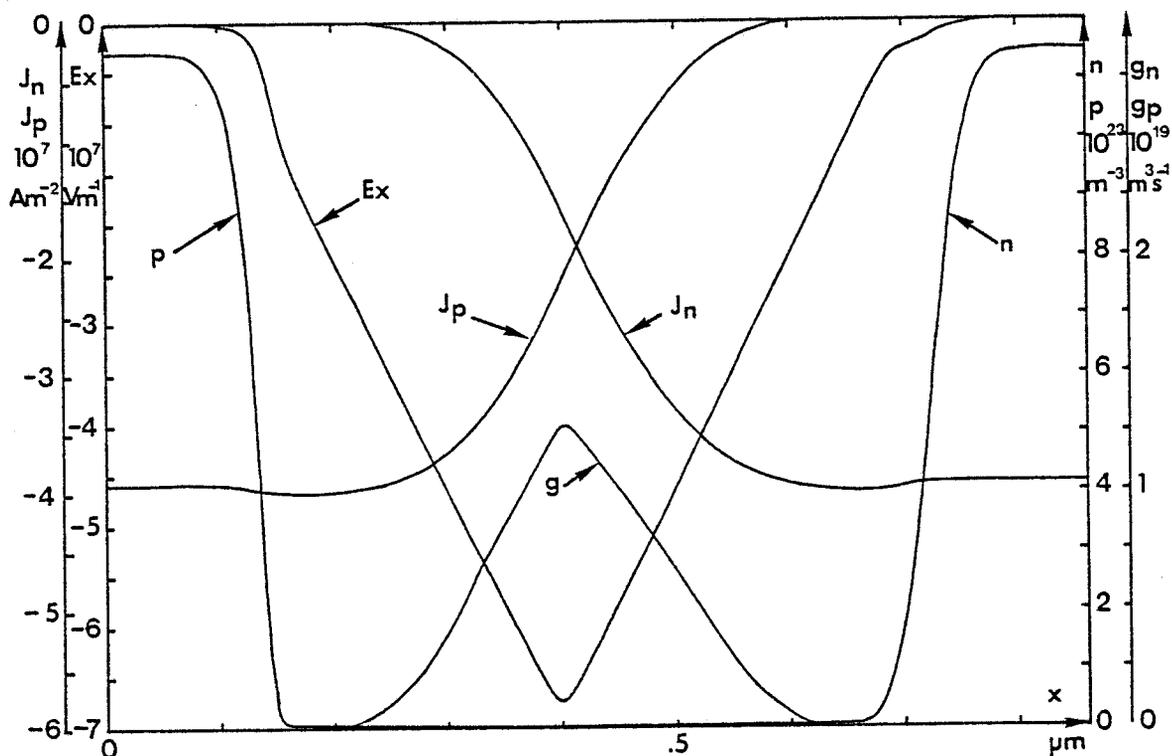


Figure 12.a : Evolutions spatiales des densités de courant J_n et J_p , des densités de porteurs libres n et p , du champ électrique E_x et du taux de génération g .

$$v_n, v_p \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$$

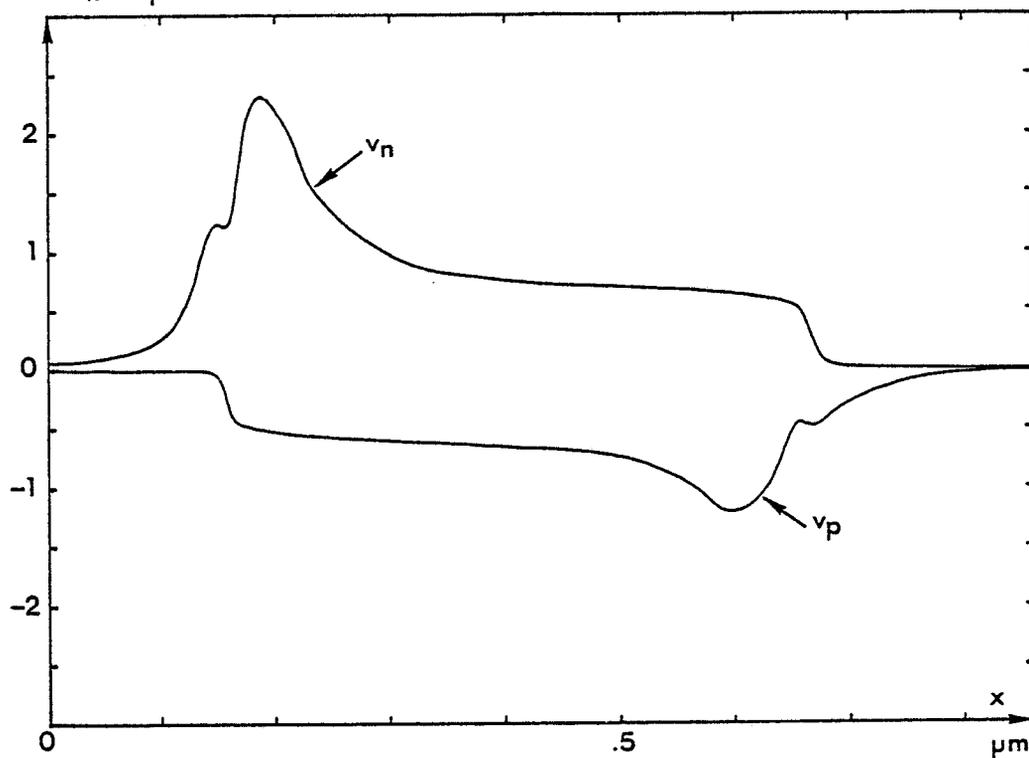


Figure 12.b : Evolutions spatiales des vitesses v_n et v_p .

Figure 12 : Evolutions spatiales en régime statique non-stationnaire.



taires résulte essentiellement des collisions ionisantes subies par les porteurs respectivement majoritaires dans ces mêmes zones du composant.

2.1.1.2. Régime statique non-stationnaire

Nous avons de nouveau représenté figure 12.a.b.c. les évolutions des principales grandeurs caractéristiques du transport des porteurs auxquelles nous pouvons maintenant ajouter celles des énergies totales moyennes $\bar{\mathcal{E}}_n$ et $\bar{\mathcal{E}}_p$.

On notera tout d'abord sur les évolutions des vitesses et des énergies des porteurs, l'existence, contrairement au modèle stationnaire, d'un phénomène de survitesse coïncidant avec une diminution locale de leur énergie et affectant chacun des deux types de porteurs au voisinage des contacts où ils sont respectivement minoritaires. Nous avons en conséquence de nouveau représenté, pour les électrons, les évolutions spatiales des vitesses de dérive et de diffusion ainsi que celle de leur densité n (figure 12.d.). Nous retrouvons sur ces évolutions, au niveau du contact P^+ , un phénomène de diffusion identique à celui mis en évidence en régime stationnaire. La contribution de la vitesse de diffusion à la vitesse totale des électrons se trouve cependant masquée par celle de la vitesse de dérive qui lui est bien supérieure. En effet, les électrons conservent, dans cette zone, une mobilité élevée puisque leur énergie totale moyenne reste proche de l'énergie thermique \mathcal{E}_0 alors qu'ils se déplacent dans un environnement de champ électrique déjà élevé.

L'amplitude de la survitesse affectant les électrons injectés dans la zone désertée au niveau du contact P^+ résulte du retard avec lequel ces derniers acquièrent leur énergie. Dans le but d'expliquer l'origine de ce phénomène nous présentons figure 12.e les évolutions spatiales des quatre termes de l'équation de conservation de l'énergie totale moyenne des électrons (équation 14), qui sont :

(1) $\frac{J_n}{n} \cdot E_x$ puissance acquise sous l'action du champ électrique.

(2) $\frac{J_n}{n} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial x}$ puissance distribuée sous l'effet de diffusion des électrons.

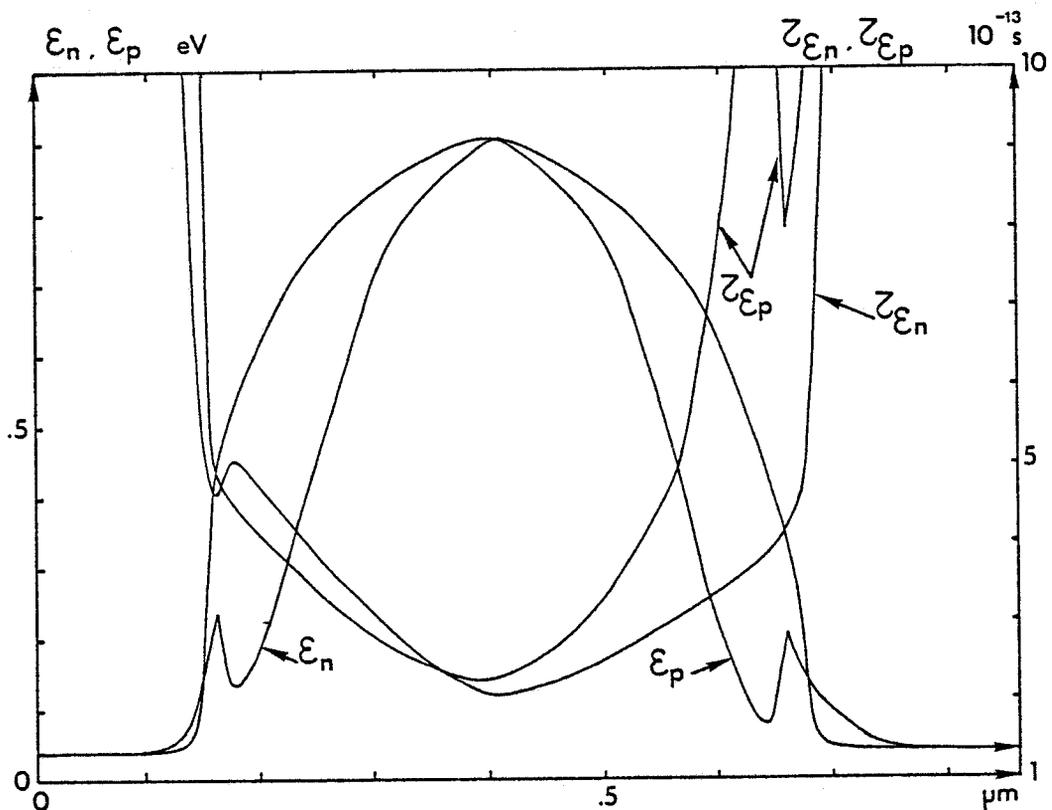


Figure 12.c : Evolutions spatiales des énergies totales moyennes $\bar{\epsilon}_n$ et $\bar{\epsilon}_p$ et des temps de relaxation de l'énergie $\tau_{\bar{\epsilon}_n}$ et $\tau_{\bar{\epsilon}_p}$.

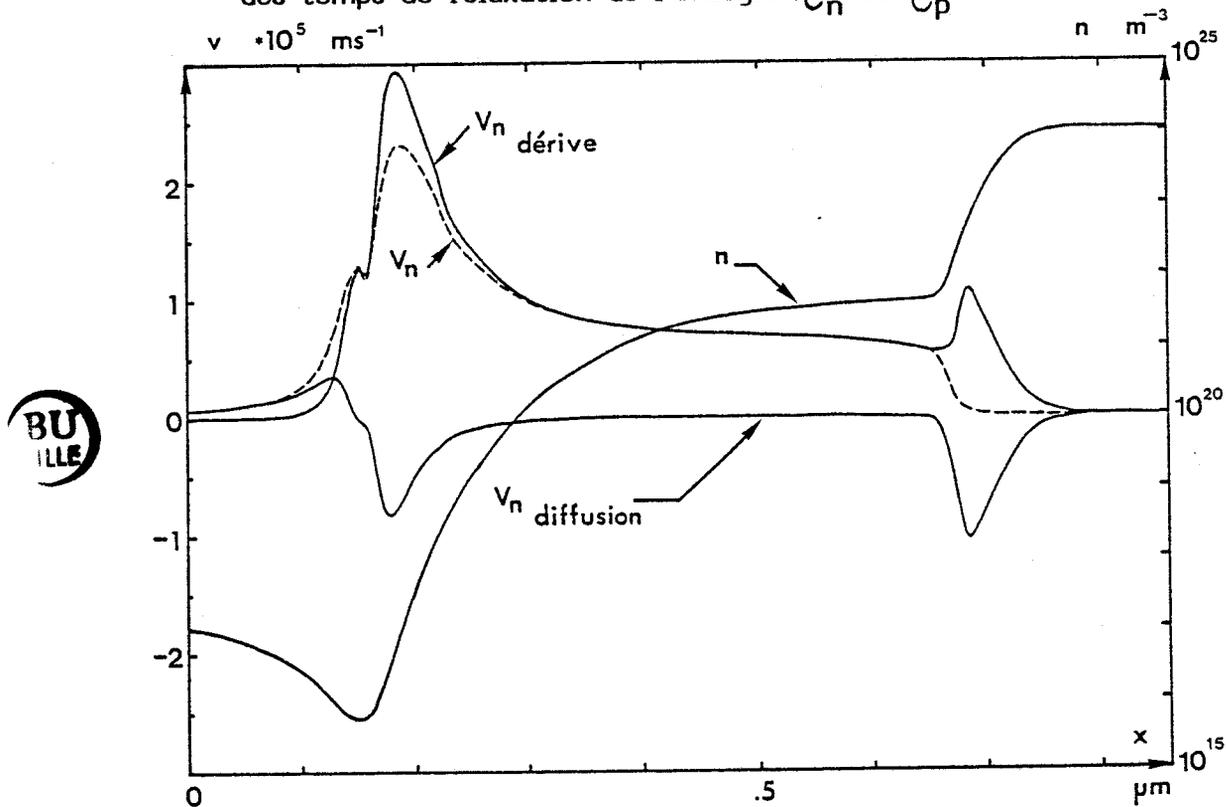


Figure 12.d : Evolutions spatiales des vitesses de dérive et de diffusion des électrons et de leur densité n .

Figure 12 : Evolutions spatiales en régime statique non-stationnaire.

- (3) $-\frac{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_0}{Z\mathcal{E}_n}$ puissance cédée sous l'effet des collisions avec le réseau cristallin.
- (4) $-\frac{\mathcal{E}_n(g-u)}{n}$ taux de décroissance de l'énergie résultant des collisions ionisantes.

Ces résultats montrent clairement que la cause principale du retard à l'échauffement affectant les électrons provient du terme traduisant l'influence des collisions ionisantes. En effet, les électrons présents au voisinage du contact P^+ peuvent se scinder en deux populations d'origine différente :

* Les premiers sont les électrons minoritaires issus du contact P^+ et injectés par diffusion dans la zone désertée. Ils forment une part notable du courant de saturation. Ils possèdent au départ une énergie proche de l'énergie thermique et doivent acquérir l'énergie de seuil d'ionisation pour participer à leur tour au processus de multiplication. Nous traduisons de ce fait la notion classique d'espace noir aux limites.

* Les seconds sont les électrons créés sous l'action des collisions ionisantes. Leur énergie est donc, à l'issue du choc ionisant, proche de l'énergie thermique. De part leur nombre important face à celui des électrons provenant du contact P^+ , ils contribuent à la diminution locale de l'énergie totale moyenne \mathcal{E}_n observée sur la figure 12.c.

Les électrons créés au voisinage du contact P^+ proviennent essentiellement des paires électron-trou générées lors des collisions ionisantes subies par les trous majoritaires dans ce secteur du composant. Nous constatons en effet sur la figure 12.f. que le taux de génération g_p des trous est, dans cette zone, nettement supérieur à celui des électrons. Nous retrouvons ici un phénomène déjà observé en régime statique stationnaire.

En résumé, le modèle non stationnaire met en évidence un phénomène de survitesse affectant chacun des deux types de porteurs, au voisinage des contacts où ils sont encore respectivement minoritaires. L'effet de survitesse se trouve fortement accentué par le retard avec lequel ces porteurs tendent à acquérir leur énergie. Ce phénomène de retard à

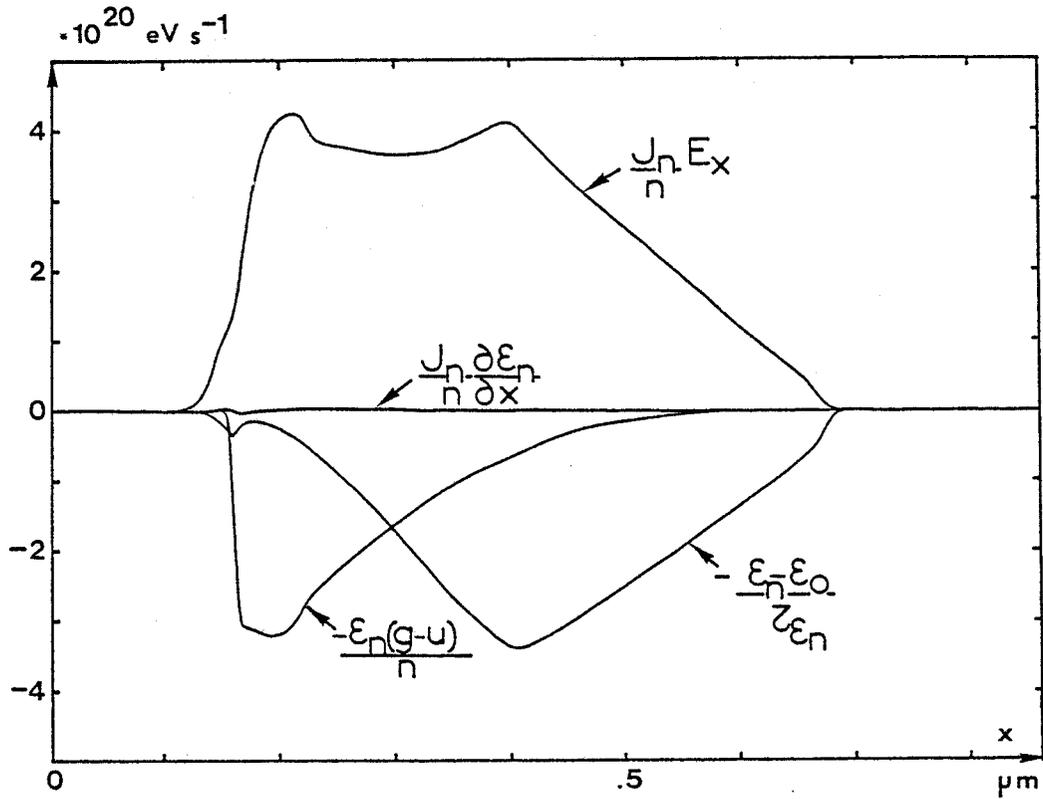


Figure 12.e : Evolutions spatiales des quatre termes de l'équation de conservation de l'énergie totale moyenne des électrons.

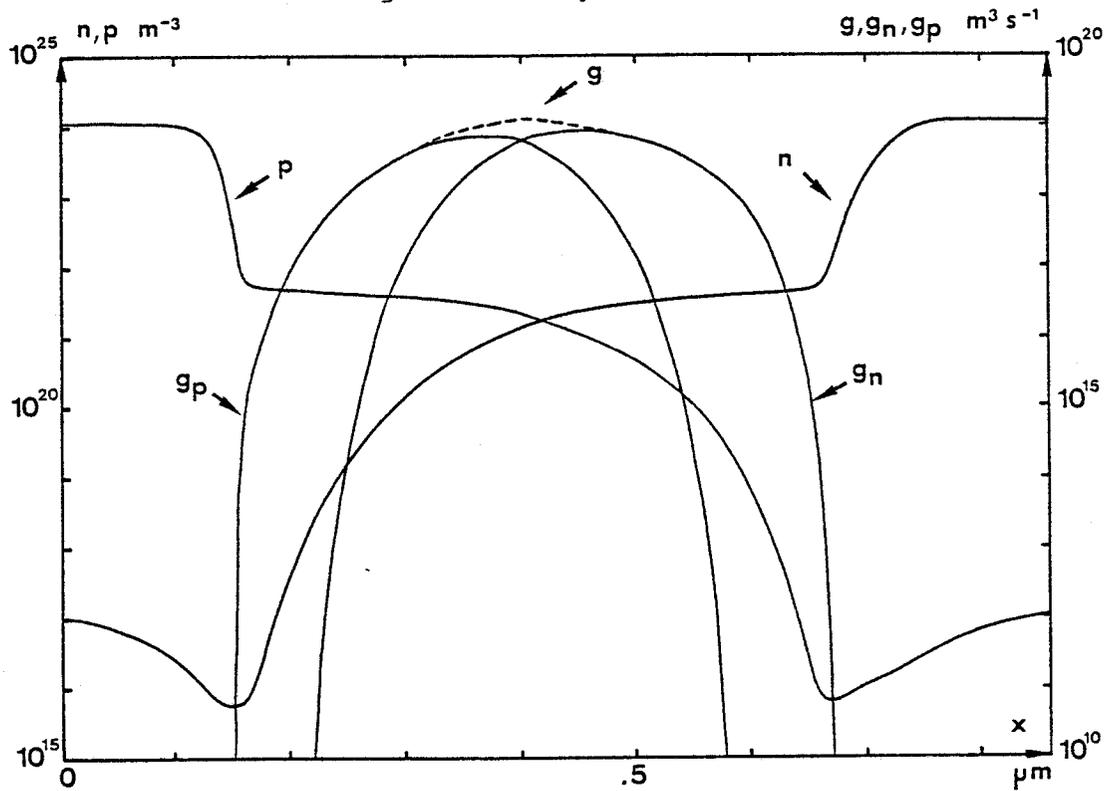


Figure 12.f : Evolutions spatiales des densités n et p et des taux de génération g_n des électrons et g_p des trous.

Figure 12 : Evolutions spatiales en régime statique non-stationnaire.

l'échauffement résulte essentiellement des collisions ionisantes subies par les porteurs respectivement majoritaires dans ces mêmes zones du composant.

Rappelons qu'en régime stationnaire, l'influence de ces mêmes collisions ionisantes se traduisait au contraire par un phénomène de sous-vitesse. Cette différence entre les deux modèles, importante d'un point de vue qualitatif, n'affectera cependant quantitativement qu'assez peu les résultats globaux en particulier au niveau des performances hyperfréquences du composant. En effet, ces effets de vitesse se trouvent d'une part très localisés et surtout n'affectent qu'un nombre très limité de porteurs. D'autre part, la prise en compte des phénomènes de relaxation du moment des particules réduirait notablement l'amplitude de la survitesse.

Le second point à noter dans cette étude comparative en régime statique est l'existence d'une différence entre les points de polarisation obtenus par les deux modèles. En effet, alors que les valeurs de courants de conduction respectives restent très voisines, les tensions de polarisation correspondantes présentent par contre un écart de l'ordre de 5 % :

Simulation en régime stationnaire	$V_o = 19,58 \text{ V}$
	$I_o = 44,7 \text{ mA}$

Simulation en régime non-stationnaire	$V_o = 20,75 \text{ V}$
	$I_o = 39,2 \text{ mA}$

Cette différence peut s'expliquer par le fait que nous utilisons dans notre modèle non-stationnaire, les taux d'ionisation de GRANT déduits de mesures expérimentales et dans lesquels sont donc déjà inclus de façon globale les effets de retard liés à l'acquisition, par les porteurs, de l'énergie de seuil d'ionisation. Notre modèle non-stationnaire tend donc à prendre en compte deux fois ces effets d'espaces noirs [19]. Pour compenser ce phénomène et remplir ainsi la condition d'avalanche, il est nécessaire d'augmenter la tension de polarisation.

Cette étude en régime statique nous donne un premier ordre d'idée de l'influence des phénomènes de dynamique non-stationnaire dans les diodes à avalanche millimétriques. Elle montre en particulier que la prise en

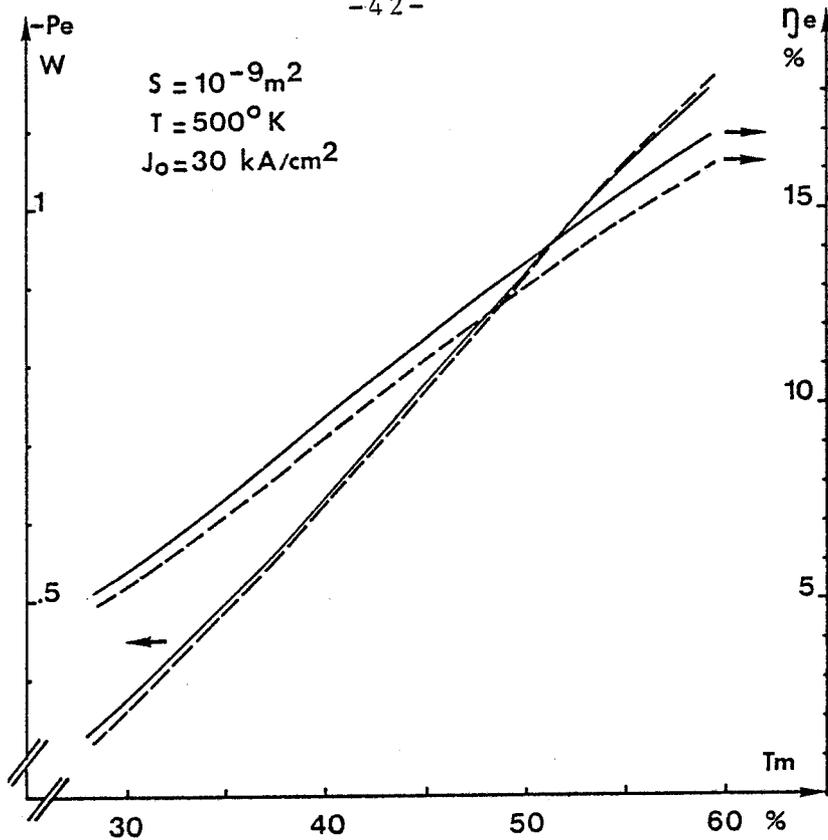


Figure 13.a. : Evolution de la puissance émise et du rendement en fonction du taux de modulation.

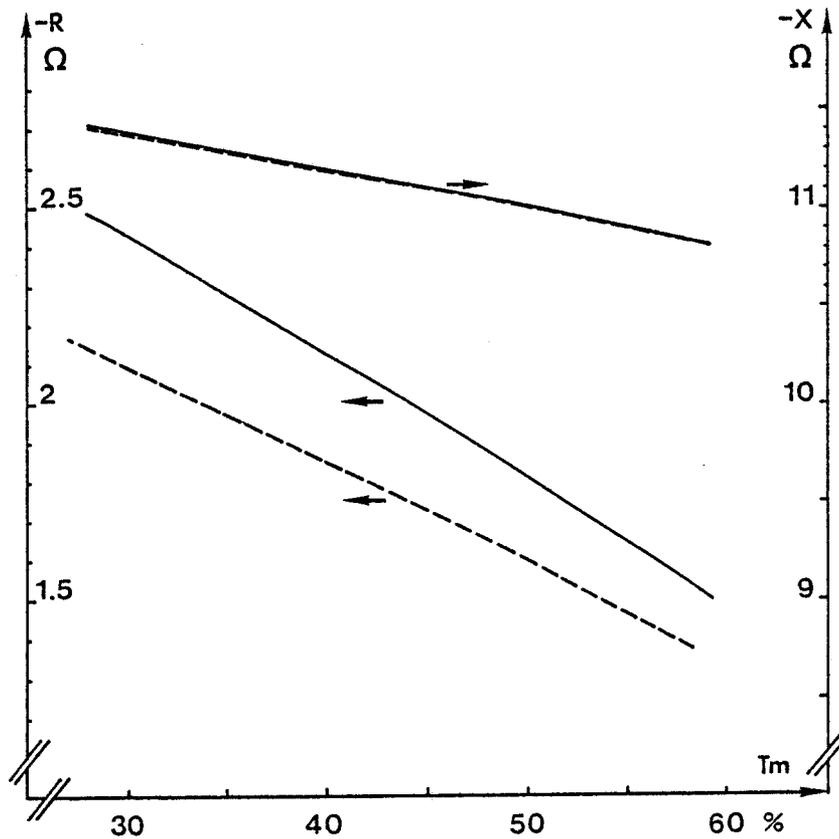


Figure 13.b. : Evolution de l'impédance de la diode en fonction du taux de modulation.

Figure 13 : Comparaison stationnaire - non-stationnaire à 94 GHz.
- En trait continu : résultat stationnaire
- En trait pointillé : résultat non-stationnaire.

compte des zones fortement dopées des substrats, qui constitue une des originalités de nos modèles, permet une description précise des différents phénomènes auxquels sont soumis les porteurs au niveau des transitions entre les zones ohmiques des contacts et la zone active du composant où règne un champ électrique élevé. Afin de compléter cette étude comparative, il convient à présent d'examiner les résultats de simulations effectuées en régime dynamique.

2.1.2. Comparaison stationnaire - non stationnaire en régime d'oscillation à 94 GHz

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'influence de la tension hyperfréquence V_{hf} . Les conditions de fonctionnement imposées sont identiques dans les deux cas ainsi, rappelons-le, que les structures semi-conductrices.

Pour des valeurs de courant moyen égales, les tensions de polarisation V_0 correspondantes des deux modèles présentent un écart systématique dont il nous faut tenir compte vu le paramètre dont nous étudions ici l'influence. Les résultats des deux simulations doivent être comparés relativement les uns par rapport aux autres. Nous les avons en conséquence représentés figures 13.a.b.c. en fonction du taux de modulation :

$$(25) \quad T_m = \frac{V_{hf}}{V_0}$$

Nous constatons en premier lieu une bonne concordance des résultats en ce qui concerne les performances. En effet, les évolutions respectives des puissances émises sont pratiquement confondues. Les rendements correspondants présentent par contre une différence plus sensible. Celle-ci s'explique cependant aisément. En effet, le rendement émis est défini par l'expression :

$$(26) \quad \eta_e = \frac{P_e}{V_0 I_0}$$

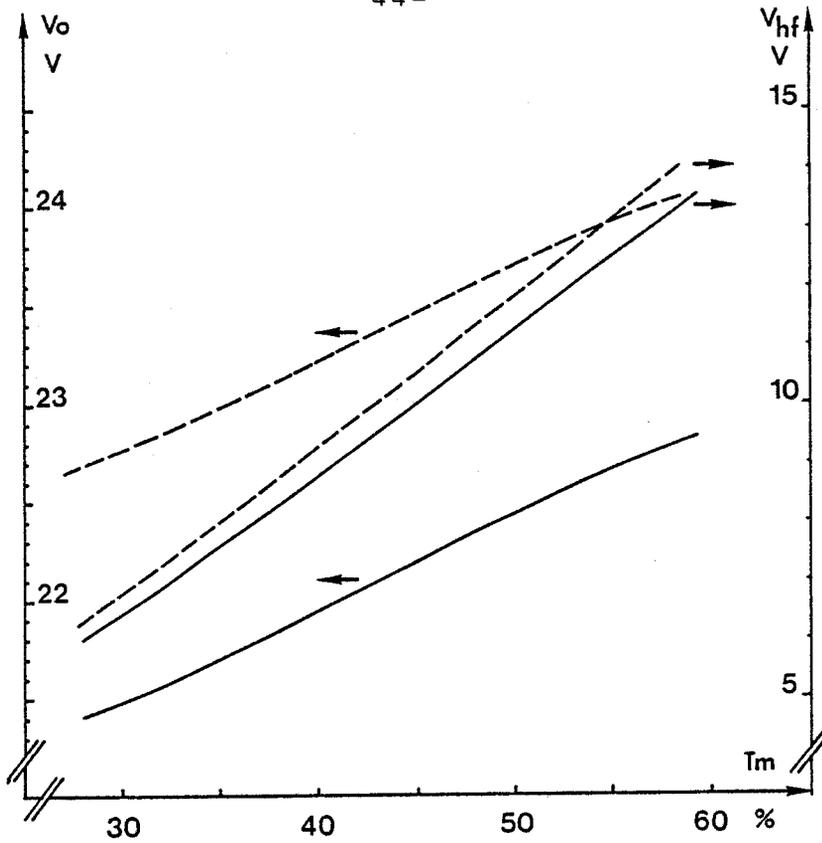


Figure 13.c. : Evolution de la tension continue d'alimentation et de l'amplitude de la tension hyperfréquence en fonction du taux de modulation.

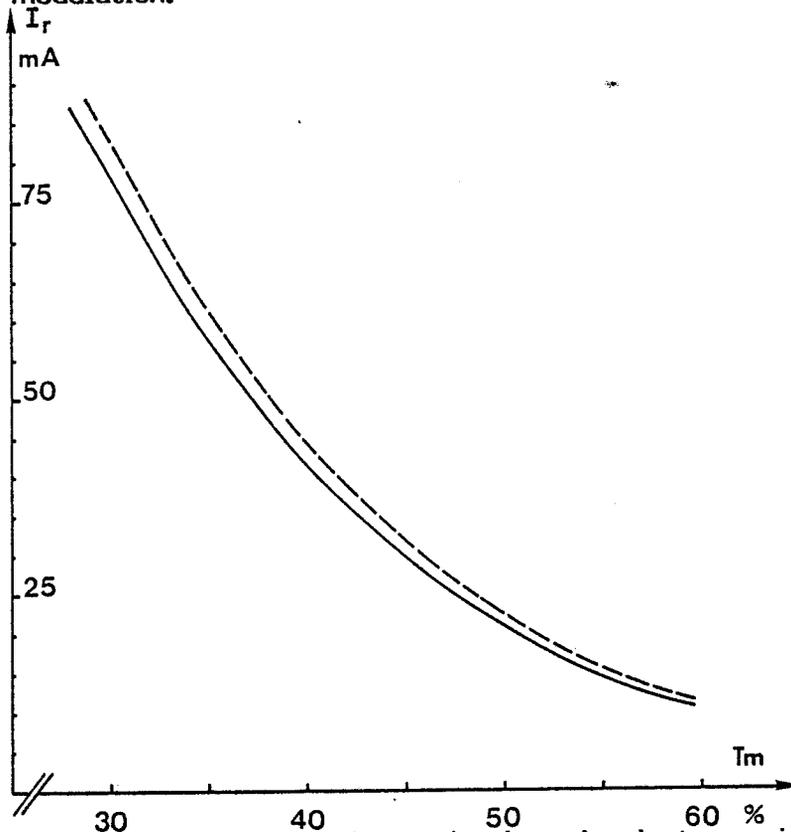


Figure 13.d. : Evolution du courant de conduction circulant au niveau de la jonction P-N à l'instant débutant la première alternance du signal hyperfréquence.

Figure 13 : Comparaison stationnaire - non-stationnaire à 94 GHz.
- En trait continu : résultat stationnaire
- En trait pointillé : résultat non-stationnaire.

Or pour un taux de modulation donné, les valeurs des puissances émises P_e sont très voisines. Rappelons de plus que le courant moyen I_0 imposé est identique dans les deux simulations. La différence entre les valeurs de rendement émis résulte donc essentiellement de l'écart systématique entre les tensions continues de polarisation.

Nous remarquons en second lieu l'existence d'une différence notable, de l'ordre de 15 %, entre les niveaux de résistance terminale respectifs. Afin d'en déterminer l'origine, nous avons tout d'abord représenté figure 13.d, l'évolution, pour chaque modèle et en fonction du taux de modulation, de la valeur du courant de conduction I_r circulant au niveau de la jonction P-N à l'instant où la phase instantanée de la tension hyperfréquence passe par zéro. Ce résultat nous donne un excellent ordre d'idée du courant initialisant le phénomène d'avalanche au début de la première alternance du signal. Il nous montre premièrement que pour des fréquences de fonctionnement aussi élevées, ce courant de porteurs ne résulte pas uniquement du courant de saturation comme il est couramment admis en basse fréquence. Ce courant est en fait formé par les porteurs résiduels circulant dans la zone active et issus du cycle précédent. Cet effet est caractéristique de la diminution, à fréquence croissante, de la non-linéarité du phénomène d'avalanche. Nous constatons deuxièmement que pour un taux de modulation donné les valeurs respectives de courant résiduel sont très proches. Nous en concluons que la différence entre les niveaux de résistance correspondants ne provient pas d'un effet lié à l'initialisation du phénomène d'avalanche.

La puissance émise P_e et le niveau de résistance R présenté par le composant sont calculés à l'aide des expressions :

$$(27) \quad P_e = V_1 I_1 \cos \psi_1$$

$$(28) \quad R = \frac{V_1 \cos \psi_1}{I_1}$$

où V_1 et I_1 sont respectivement les composantes fondamentales de la tension $V(t)$ appliquée aux bornes du composant et du courant total. L'angle ψ_1

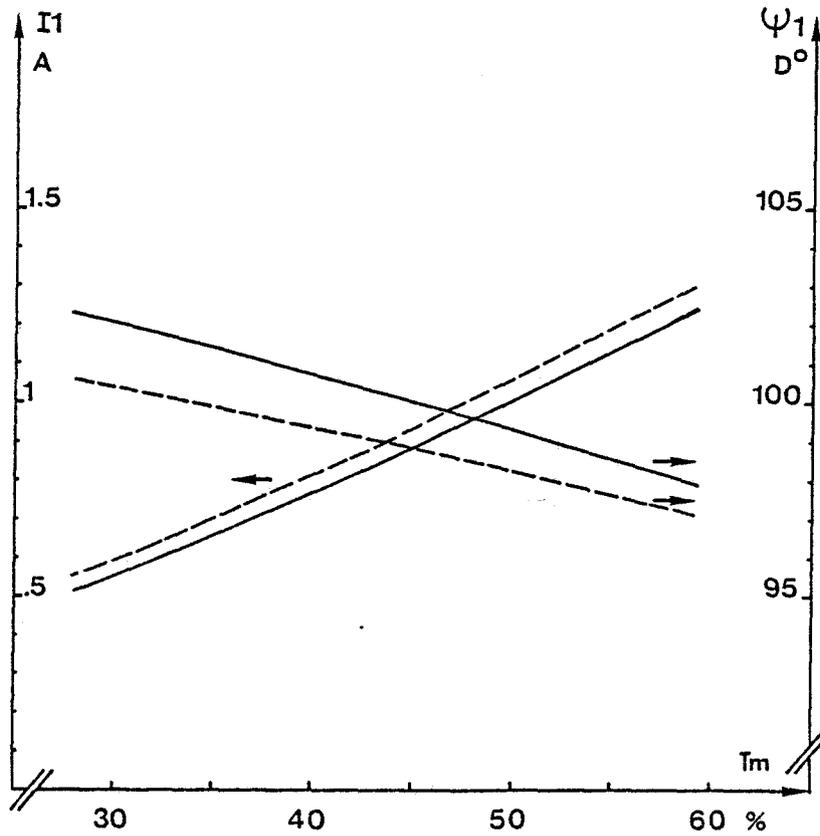


Figure 13.e. : Evolution de la composante fondamentale du courant total et de l'angle entre cette composante et la composante fondamentale de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode.



Figure 13 : Comparaison stationnaire - non-stationnaire à 94 GHz.
- En trait continu : résultat stationnaire
- En trait pointillé : résultat non-stationnaire.

caractérise le déphasage entre les composantes V_1 et I_1 , la tension V_1 nous servant de référence de phase.

Nous avons représenté figure 13.c.e. les évolutions de ces trois dernières grandeurs. Nous constatons que pour un taux de modulation donné, la tension V_1 est effectivement plus importante en régime non-stationnaire puisque la tension V_0 de polarisation est dans ce cas plus élevée. L'amplitude I_1 du courant est de même plus importante que la composante I_1 correspondante en régime stationnaire alors qu'au contraire le déphasage Ψ_1 est lui plus faible. La comparaison des valeurs respectives des grandeurs V_1 , I_1 et Ψ_1 explique la bonne concordance observée, pour un taux de modulation fixé, entre les valeurs de puissance émise données par les deux modèles. En effet, en régime non-stationnaire, le produit $V_1.I_1$ est plus important mais les valeurs respectives des puissances émises restent cependant voisines car le déphasage Ψ_1 entre les composantes V_1 et I_1 est dans ce cas plus faible. La différence entre les angles Ψ_1 se répercute par contre directement sur les valeurs des niveaux de résistance correspondants puisque les rapports V_1/I_1 sont globalement conservés.

En conclusion, cette comparaison modèle stationnaire - modèle non-stationnaire en régime dynamique montre que la prise en compte de la relaxation de l'énergie des porteurs dans l'étude des diodes ATT au Silicium n'est pas fondamentale à la fréquence de 94 GHz. En ce qui concerne les niveaux de puissance annoncés, les résultats présentent en effet une concordance significative. Ceci s'explique dans la mesure où les temps de relaxation des porteurs de charges sont faibles (inférieurs à 0,3 ps) devant la période du signal dans la partie de la zone active où se produisent les phénomènes fondamentaux à l'origine des performances du composant (figure 12.c).

Cette étude montre deuxièmement que l'écart entre les tensions de polarisation, systématiquement observé entre les deux modèles alors que la valeur de courant moyen imposée est identique dans les deux cas, entraîne des différences de résultats un peu plus sensibles en ce qui concerne la définition du rendement et du niveau de résistance. Ce problème se posera de façon plus critique dans une étude d'optimisation où les contraintes thermiques et de circuit de charge doivent être prises en compte. Ceci montre que l'exploitation quantitative des résultats non-stationnaires reste encore dépendante des données relatives à la dynamique non-stationnaire des porteurs dans le matériau considéré.

L'emploi du modèle stationnaire dans notre étude d'optimisation des diodes A.T.T. Silicium à 94 GHz, développée dans notre chapitre III, se trouve maintenant justifié. Nous avons limité, dans cette étude, l'emploi du modèle non-stationnaire à la validation des points les plus intéressants.

2.2. DOMAINE DE VALIDITE DU MODELE STATIONNAIRE

Le modèle stationnaire voit son domaine de validité essentiellement limité à l'étude des diodes à avalanche à des fréquences de fonctionnement inférieures à 100 GHz, de par l'importance croissante des effets de relaxation des porteurs de charges. Nous admettons que la dynamique des porteurs conserve un caractère stationnaire prépondérant tant que la période du signal hyperfréquence est très supérieure aux temps de relaxation des porteurs dans le matériau et que les gradients spatiaux des grandeurs électriques restent peu marqués.

En ce qui concerne les composants au Silicium, l'étude comparative précédente a montré que le domaine de validité du modèle stationnaire pouvait être étendu jusqu'à 94 GHz. Pour des fréquences de fonctionnement supérieures, le caractère non-stationnaire de la dynamique des porteurs s'accroît notablement. En effet, la période du signal ainsi que la dimension de la zone active du composant sont des fonctions décroissantes de la fréquence. A titre d'exemple, cette dernière grandeur est de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$ à 140 GHz. En conséquence, au delà de 100 GHz, nous avons systématiquement utilisé le modèle non-stationnaire.

2.3. UTILISATION DES MODELES

Les modèles élaborés, de par leur caractère général, se prêtent à l'étude de nombreuses applications spécifiques. A titre d'exemple, ils servent de support théorique à une étude d'optimisation de diode PIN au Silicium pour la réalisation de limiteurs à 94 GHz [20]. Cette étude, en cours de développement, est menée en collaboration avec la Société THOMSON DSG. Leur coût d'exploitation limite cependant leur utilisation effective. En effet, les conditions de stabilité inhérentes à chaque modèle imposent les valeurs maximales des incréments Δx et Δt (10) (11) (20).

En conséquence, la simulation de composants fonctionnant à des fréquences élevées (100 GHz et plus) se trouve facilitée. Rappelons cependant que pour ces fréquences, le courant initialisant le phénomène d'avalanche est principalement formé par les porteurs résiduels issus du cycle précédent. Cet effet "mémoire" d'une période à une autre vient alors augmenter le nombre de périodes nécessaire pour assurer une convergence à courant moyen constant (typiquement 15 à 20 périodes à 100 GHz).

Le nombre de pas en temps nécessaire à la description d'une période du signal est, pour une structure donnée, inversement proportionnel à la fréquence de fonctionnement. Les temps de simulation étant limités, l'étude de composants fonctionnant à des fréquences plus basses (en gamme centimétrique) sera limitée par les possibilités de convergence en un nombre réduit de périodes. Cette difficulté est cependant atténuée par le fait que nous pouvons employer systématiquement le modèle stationnaire et que de plus "l'effet mémoire" observé en gamme millimétrique tend à disparaître. Le modèle stationnaire a ainsi été adapté aux composants à l'Arséniure de Gallium en vue de l'étude d'optimisation des diodes à avalanche et temps de transit réalisées à l'aide de ce matériau pour la génération de forte puissance à 14 GHz [21]. Cette étude est menée en liaison avec Thomson DAG.

L'étude développée dans le chapitre II, portant sur la multiplication de fréquence par diode à avalanche, a été effectuée à l'aide de notre modèle stationnaire Silicium. Nous n'avons cependant pu la mener avec ce modèle pour des fréquences d'entrée inférieures à 10 GHz, les temps de simulation devenant en effet trop importants.

Afin de pallier cet inconvénient, nous avons développé une version simplifiée du modèle stationnaire dans laquelle la résolution des équations est limitée à la zone active du composant. Ceci a pour principal avantage de diminuer fortement les contraintes imposées au niveau de la discrétisation spatio-temporelle des équations. Nous devons, dans ce modèle, imposer, pour chaque type de porteurs, la valeur de leur densité à l'extrémité de la structure à laquelle ils sont respectivement minoritaires. Nous traduisons ensuite simplement leur absorption par des contacts idéaux aux extrémités correspondantes (figure 14). Notons que ce modèle simplifié ne permet pas de traiter rigoureusement le passage en régime de polarisation

directe du composant. Il ne peut en effet traduire, dans ce régime de fonctionnement, le mouvement de diffusion des porteurs majoritaires des substrats fortement dopés vers la zone active du composant. Ce modèle nous a notamment permis d'effectuer des simulations de diode à avalanche Silicium pour multiplication de fréquence pour une application entre 500 MHz et 25 GHz [22].

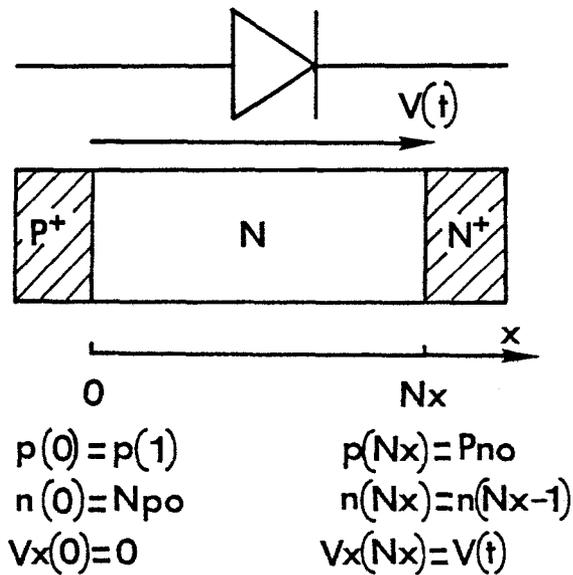


Figure 14 : Conditions aux limites pour le modèle stationnaire limité à la zone active du composant.



C O N C L U S I O N

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit les deux modèles numériques macroscopiques élaborés pour l'étude des dispositifs à jonction P-N. Nous disposons maintenant :

- d'un modèle stationnaire ;
- d'un modèle non-stationnaire incluant la relaxation de l'énergie des porteurs de charge.

Leur intérêt réside d'une part dans le fait que la dynamique des porteurs est décrite sur la totalité du semi-conducteur. Les zones fortement dopées sont en effet incluses dans la simulation. Ils permettent d'autre part une approche réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement tant en régime de polarisation inverse que direct.

Ces modèles sont adaptés à l'étude de toutes les structures à jonction semi-conductrices utilisées en hyperfréquence, à savoir :

- les diodes à avalanche ;
- les diodes VARACTOR ;
- les diodes à temps de recouvrement ;
- PIN ;
- etc...

C H A P I T R E I I

ETUDE DES LIMITES FREQUENTIELLES
DE FONCTIONNEMENT DES MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE
A DIODE A AVALANCHE

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

Les multiplicateurs de fréquence constituent a priori une solution intéressante pour la réalisation de sources stables dans les gammes de longueurs d'ondes centimétriques et millimétriques. Sous leur forme la plus simple, ces systèmes se composent d'un oscillateur possédant une bonne stabilité en fréquence et délivrant un signal de haute qualité spectrale dont la fréquence est ensuite multipliée jusqu'à la fréquence désirée.

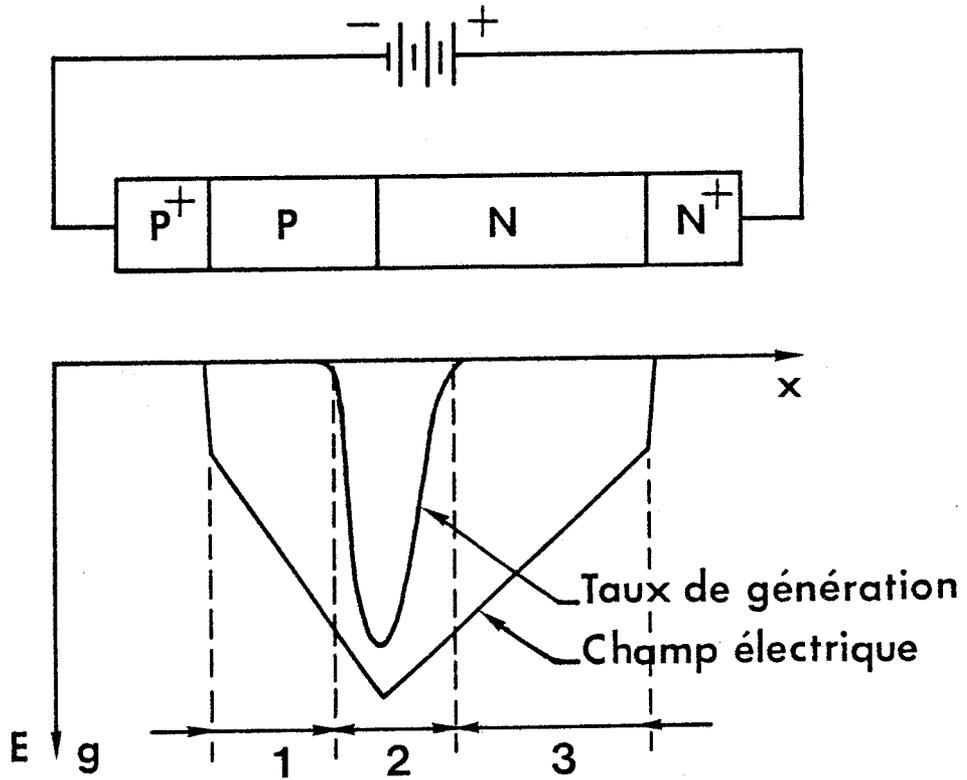
Parmi les différents générateurs d'harmoniques envisageables, la diode à avalanche se distingue pour les applications en gamme millimétrique. Ce composant permet en effet, grâce à ses remarquables propriétés non-linéaires, une multiplication de fréquence en un seul étage jusqu'à des rangs d'harmoniques élevés (supérieur à 10) avec des taux de conversion importants [23]. De plus, le bruit de phase ajouté par de tels multiplicateurs est très faible [24].

Le but essentiel de l'étude développée dans ce chapitre est de déterminer les limites fréquentielles de fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Nous abordons ainsi successivement :

- les limitations fréquentielles liées à la non-linéarité du phénomène d'avalanche ;

- les limitations imposées par les problèmes d'oscillations parasites liés au temps de transit des porteurs mobiles dans la zone active.

De plus, nous envisageons les principales solutions techniques permettant une amélioration des possibilités fréquentielles de ce type de dispositif. Nous proposons ainsi une nouvelle structure susceptible de fournir des performances intéressantes jusqu'à des fréquences de l'ordre de 100 GHz.



2 : Zone d'avalanche
1, 3 : Zones de transit

Figure 15 : Caractéristiques générales d'une diode à avalanche.

1. RAPPEL DE LA STRUCTURE DE BASE D'UNE DIODE A AVALANCHE

Une diode à avalanche est un composant utilisant fondamentalement les propriétés dynamiques d'une jonction polarisée en inverse et en régime d'avalanche.

Dans le cas des dispositifs à l'état solide, le composant semi-conducteur est constitué de deux zones fortement dopées P^+ et N^+ entre lesquelles est située la zone active qui comporte la jonction P-N (figure 15). Les substrats P^+ et N^+ jouent le rôle de collecteurs et permettent la réalisation de bons contacts ohmiques. La constitution et la géométrie de la zone active sont fortement dépendantes du type d'application envisagé. En effet, de part ses propriétés intrinsèques, la diode à avalanche se prête à la réalisation d'oscillateurs, d'amplificateurs, de multiplicateurs de fréquence...

Dans le cas le plus général, lorsque le composant fonctionne en régime statique d'avalanche, la zone active de la diode peut être schématiquement décomposée en plusieurs parties :

- la zone d'avalanche où le champ électrique est suffisamment élevé pour permettre la multiplication des porteurs sous l'effet de l'ionisation par choc. Cette zone joue le rôle de source ;

- une ou plusieurs zones de "transit" constituées de l'espace entre la source et les collecteurs, où le champ électrique n'est pas assez important pour provoquer la génération de porteurs par ionisation par choc. Les diodes utilisant plus particulièrement les propriétés de transit des porteurs sont en général réalisées de façon à ce que, dans ces zones, ces derniers se déplacent à une vitesse proche de leur vitesse limite dans le matériau.

Le phénomène d'ionisation par choc et de multiplication des porteurs étant très dépendant de l'amplitude du champ électrique, c'est dans la zone d'avalanche que l'interaction entre la tension périodique appliquée et le courant de porteurs sera la plus importante.

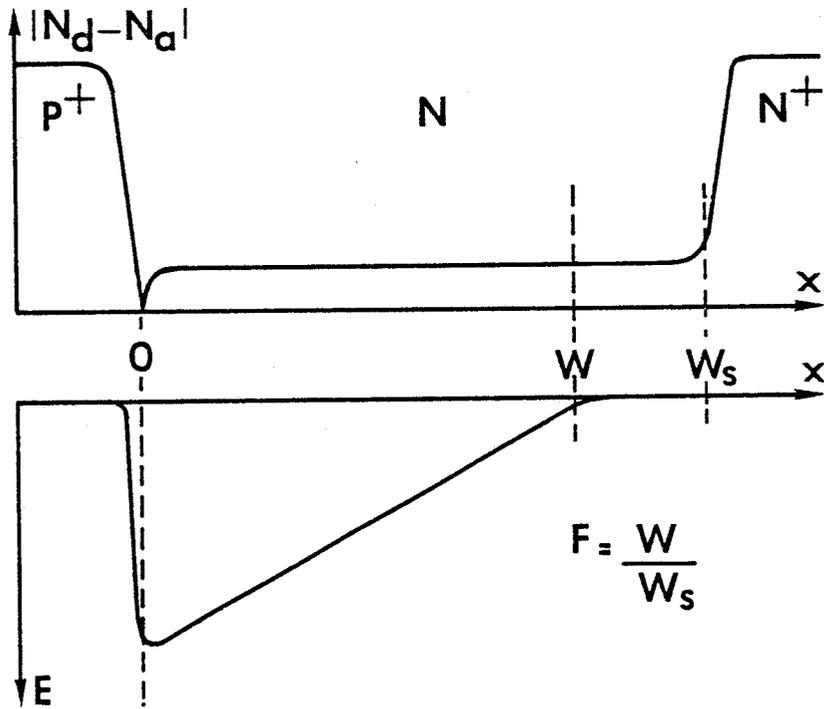
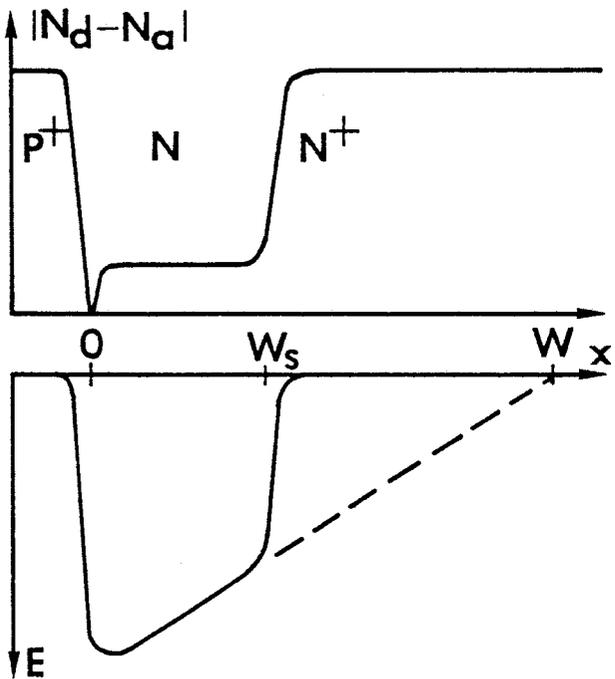


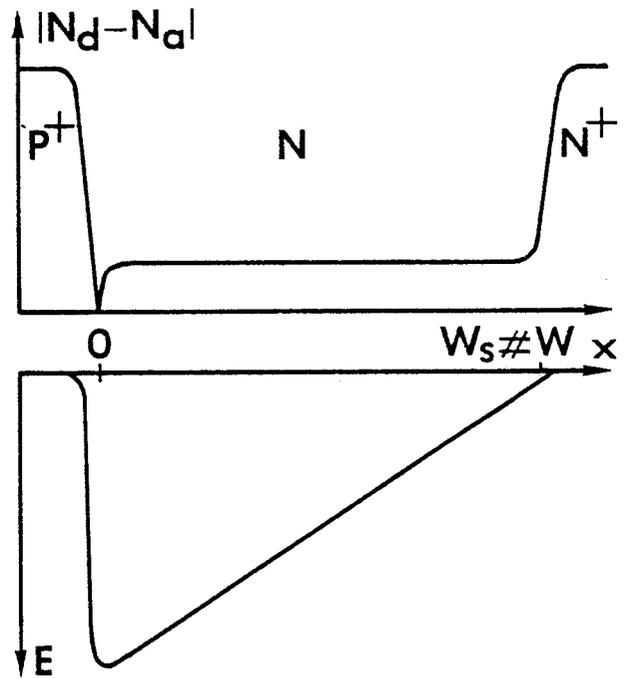
Figure 16 : Définition du facteur de confinement F.

BU
LILLE



Diode de Multiplication de fréquence

Figure 17.a



Diode à Temps de Transit

Figure 17.b

Figure 17 : Caractéristiques géométriques typiques des diodes A.T.T. et de multiplication de fréquence au Silicium.

Afin de caractériser d'une manière simple les différents types de diode à avalanche, nous définirons le concept de facteur de confinement. Considérons à ce propos une structure du type P^+NN^+ présentant un profil de concentration en impuretés constant en zone N. En première approximation, si l'on néglige la réaction de charge d'espace, le profil de champ électrique statique aura l'allure d'un triangle dont le caractère plus ou moins tronqué dépendra de la valeur du facteur de confinement (figure 16) :

$$(29) \quad F = \frac{W}{W_s}$$

où W_s est l'épaisseur de la zone N et W l'épaisseur maximale que pourrait atteindre la zone désertée côté N du composant.

Les diodes à avalanche pour multiplication de fréquence sont fondamentalement différentes de celles destinées à la réalisation d'oscillateurs. En effet, le phénomène de transit des porteurs ne favorise pas le régime de multiplication de fréquence et constitue au contraire une des principales limitations de ce mode de fonctionnement alors que pour une diode à avalanche et temps de transit (A.T.T.) il est à l'origine de la génération de la puissance hyperfréquence. Ainsi pour une structure de type P^+NN^+ au Silicium le maximum de puissance en régime d'oscillations est obtenu avec des diodes présentant un facteur de confinement proche de l'unité (Figure 17.b). Les diodes pour multiplication doivent par contre présenter un facteur de confinement plus élevé (supérieur à deux) [6]. Leur profil de champ électrique se rapproche donc de celui des diodes PIN polarisées en inverse (Figure 17.a).

2. RAPPEL DES TRAVAUX ANTERIEURS

L'idée originale de la multiplication de fréquence par diode à avalanche a été proposée par E. CONSTANT en 1969 [26]. Des premiers travaux, essentiellement limités à la multiplication de fréquence à faible rang d'harmonique avec des fréquences de sortie en bande centimétrique, ont mis en évidence l'intérêt de ce composant pour la multiplication à haut rang en ondes millimétriques [27], [28], [29].

Par la suite, une étude plus fondamentale, à la fois théorique et expérimentale, de la multiplication de fréquence par diode à avalanche a été menée au C.H.S. par P.A. ROLLAND [6]. Ces travaux ont permis de dégager les grandes lignes du comportement d'une jonction P-N en régime d'avalanche utilisée comme élément non-linéaire permettant la multiplication de fréquence. Ils ont nécessité la réalisation de nombreux circuits spécifiques pour des applications avec des fréquences de sortie allant principalement jusqu'à 40 GHz. Ils ont enfin permis de préciser l'influence des principaux paramètres déterminant les performances du dispositif et qui sont :

- le courant de polarisation ;
- la puissance d'entrée ;
- la fréquence d'entrée ;
- le rang d'harmonique ;
- les fréquences intermédiaires ;
- le circuit de charge aux différentes fréquences considérées.

Les principaux résultats théoriques de cette étude générale ont été obtenus à l'aide d'un modèle traitant globalement le multiplicateur c'est-à-dire tenant compte de l'interaction entre le composant et le circuit de charge défini aux différentes fréquences harmoniques. Dans ce modèle, le traitement du composant semi-conducteur, réduit à sa zone d'avalanche, repose sur l'équation phénoménologique de Lee dont la résolution fournit une relation directe entre le courant de conduction et la tension appliquée aux bornes de la diode. Cette équation est dérivée des équations de continuité au prix de plusieurs hypothèses simplificatrices dont les trois plus importantes sont :

- la zone d'avalanche voit sa dimension figée ;
- toutes les grandeurs électriques sont indépendantes de l'abscisse ;
- enfin, le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche ne peut être pris en compte de façon rigoureuse malgré l'introduction de paramètres correctifs [30].

L'avantage principal de ce modèle est qu'il permet une approche réaliste des conditions de fonctionnement dans lesquelles l'expérimentateur impose la configuration du circuit de charge, la puissance appliquée sur la diode à la fréquence fondamentale et le courant de polarisation alimentant l'élément actif.

Si quelques réalisations ponctuelles dans la bande 60-90 GHz avaient été effectuées, l'élaboration systématique de sources de puissance hyperfréquence ultra-stables en gamme millimétrique au-delà de 60 GHz à l'aide de circuits multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche au Silicium nécessitait l'évaluation des performances potentielles de ce type de dispositif dans cette gamme de fréquences.

Dans ce but une étude préliminaire, à la fois théorique et expérimentale, a été menée pour une application particulière en l'occurrence un multiplicateur de fréquence par 5 entre 11 et 55 GHz. Ce travail a constitué l'objet de notre D.E.A. [31]. Les résultats expérimentaux se sont révélés excellents puisque des niveaux de puissance hyperfréquence de sortie supérieurs à 200 mW ont été obtenus. Le niveau élevé de ces performances a suscité l'intérêt d'une société américaine qui a repris ces travaux et développé cette application qui a fait l'objet d'une publication récente [32].

La comparaison des résultats expérimentaux avec ceux obtenus à l'aide du modèle interactif a montré que pour des niveaux de puissance d'entrée de valeur moyenne, le modèle interactif permettait une bonne interprétation du fonctionnement global du multiplicateur et constituait en conséquence une bonne base pour la conception du circuit hyperfréquence. Cependant, les taux de conversion calculés se sont avérés supérieurs à ceux mesurés en pratique.

Par contre, pour de très fortes valeurs de puissance d'entrée le modèle interactif s'est révélé insuffisant pour décrire un fonctionnement se caractérisant par :

- une chute très brutale de la tension continue d'alimentation ;
- un comportement instable et bruyant du multiplicateur se caractérisant par des accords de circuit très critiques à l'origine de

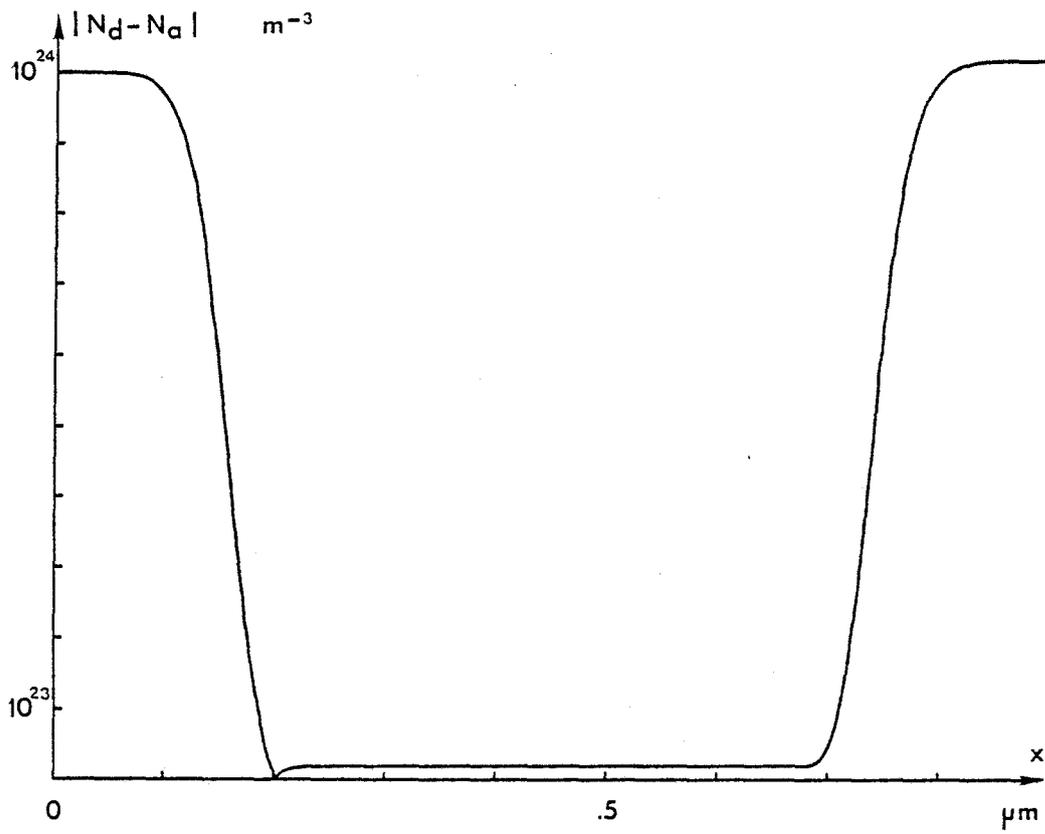


Figure 18 : Profil de dopage.

décrochements brutaux pour de faibles variations des paramètres de fonctionnement [33].

Par ailleurs des études expérimentales effectuées dans le cadre d'une multiplication de fréquence par 24 avec fréquence de sortie à 94 GHz ont abouti à l'obtention d'une performance isolée ($P_{24} = 10$ mW dans de bonnes conditions de stabilité) mais malheureusement non reproductible. En effet, toutes les autres tentatives se sont soldées par l'apparition de raies d'oscillations parasites difficilement contrôlables.

Une meilleure compréhension de ces problèmes limitatifs a motivé l'élaboration des deux modèles décrits dans le premier chapitre. En effet, une quantification plus réaliste des phénomènes de conversion de puissance hyperfréquence dans la diode ainsi que l'étude des limitations fondamentales de la multiplication de fréquence par diode à avalanche nécessitent l'emploi d'un modèle du composant plus sophistiqué que celui basé sur la résolution de l'équation de Lee. Il convient cependant d'insister sur le fait que l'étude présentée dans ce chapitre ne constitue en aucun cas une étude fondamentale de la multiplication de fréquence par diode à avalanche mais se situe dans le prolongement de celle développée par ROLLAND et vise à préciser certains points particuliers non encore élucidés à ce jour.

3. LIMITATIONS FREQUENTIELLES D'UTILISATION DES MULTIPLI- TEURS DE FREQUENCE A DIODE A AVALANCHE

La réalisation de multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche avec des fréquences de sortie élevées en gamme millimétrique (supérieures à 60 GHz) se heurte aux limites fréquentielles de fonctionnement de ce type de dispositifs. Ces limitations résultent essentiellement de la conjonction de deux facteurs irréductibles :

- la diminution de la non linéarité du phénomène d'avalanche ;
- le temps de transit des porteurs dans la zone active.

Nous nous proposons maintenant de préciser les effets de ces deux phénomènes limitatifs. Nous avons dans ce but mené des simula-

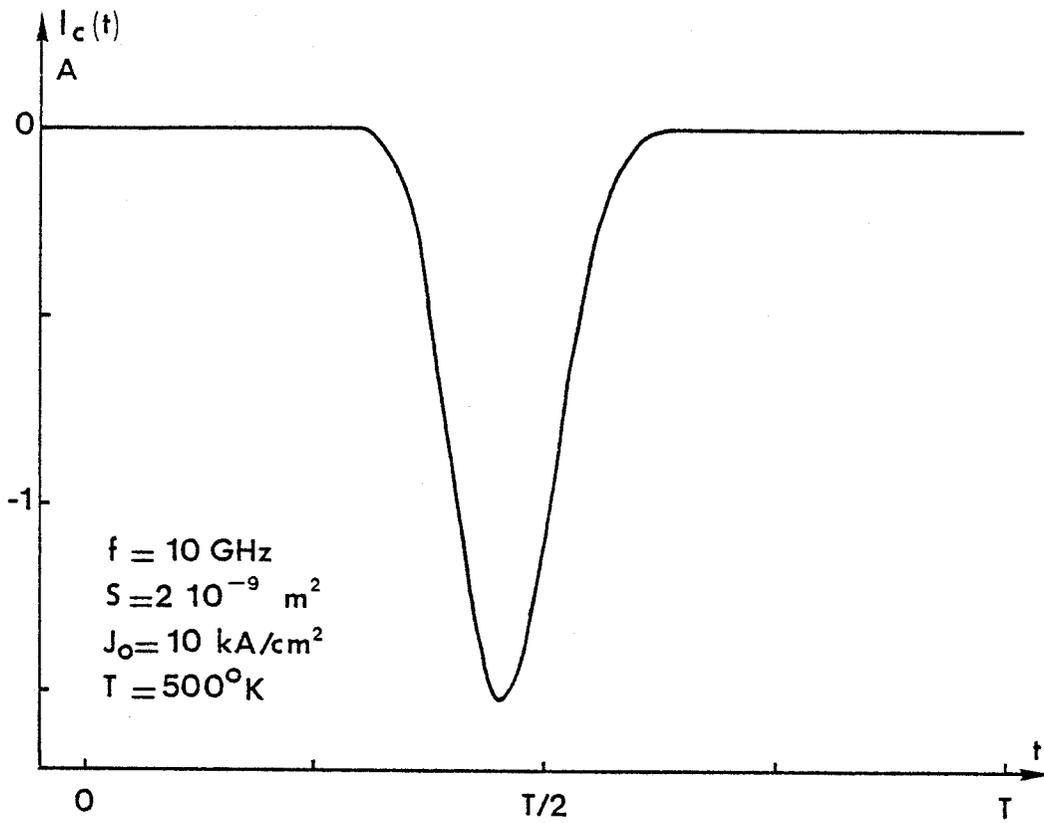


Figure 19.a. : Forme d'onde typique du courant de conduction dans la zone d'avalanche.

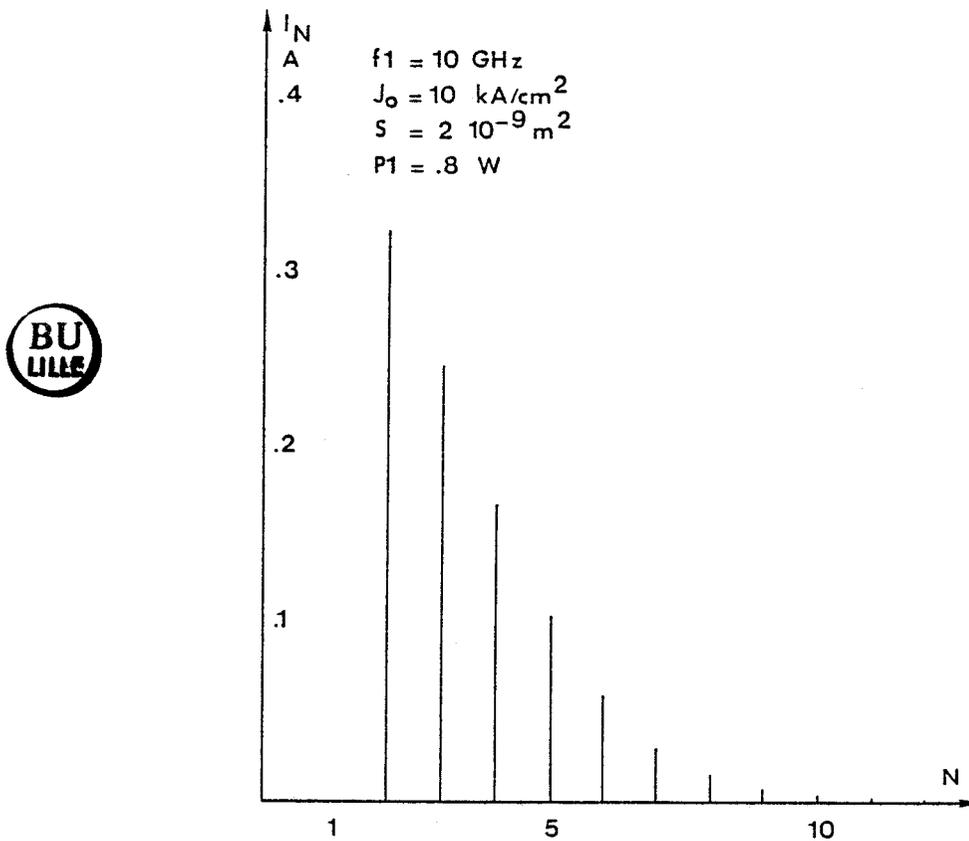


Figure 19.b. : Décomposition spectrale du courant de conduction.

Figure 19

lations numériques pour une diode du type P^+NN^+ présentant des caractéristiques technologiques sensiblement optimales pour une utilisation en multiplication de fréquence avec sortie au voisinage de 35 GHz (figure 18) et correspondant au composant disponible largement utilisé dans les études antérieures (diode Thomson lot TM 108).

$$(30) \quad N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \quad L_n = 0,5 \text{ } \mu\text{m}$$

3.1. ETUDE FREQUENTIELLE DU COMPORTEMENT NON LINEAIRE DE LA DIODE

3.1.1. Etude à fréquence d'entrée fixée

La forme d'onde typique du courant de conduction dans la zone d'avalanche d'une diode de multiplication de fréquence est classiquement celle d'une impulsion de durée brève. Ce courant est en conséquence riche en harmoniques et peut donc présenter des composantes harmoniques jusqu'à des ordres très élevés. Cependant, les possibilités de conversion dépendent intrinsèquement de la non-linéarité présentée par le composant et par voie de conséquence de la fréquence d'entrée ainsi que du rang d'harmonique considéré.

Nous présentons à ce propos, figure 19, l'évolution temporelle du courant de conduction circulant au niveau de la jonction P-N pour le composant décrit figure 18, ainsi que son spectre fréquentiel pour une excitation sinusoïdale à 10 GHz. Il est important de souligner que dans cette simulation nous avons considéré que l'impédance de charge de la diode était nulle pour toutes les fréquences harmoniques. Ce résultat nous donne cependant un excellent ordre d'idée du comportement non linéaire de la diode.

Il montre que si le composant est capable de générer de la puissance jusqu'à des rangs d'harmonique élevés, il apparaît cependant une décroissance rapide de l'amplitude des composantes du courant de conduction avec le rang d'harmonique. Ces dernières deviennent de très faible amplitude pour les rangs d'harmonique supérieurs ou égaux à 10. Pour une fréquence d'entrée de 10 GHz, la génération de puissance hyperfréquence au-delà de 100 GHz à l'aide de cette structure par multiplication de fréquence semble donc a priori difficile.

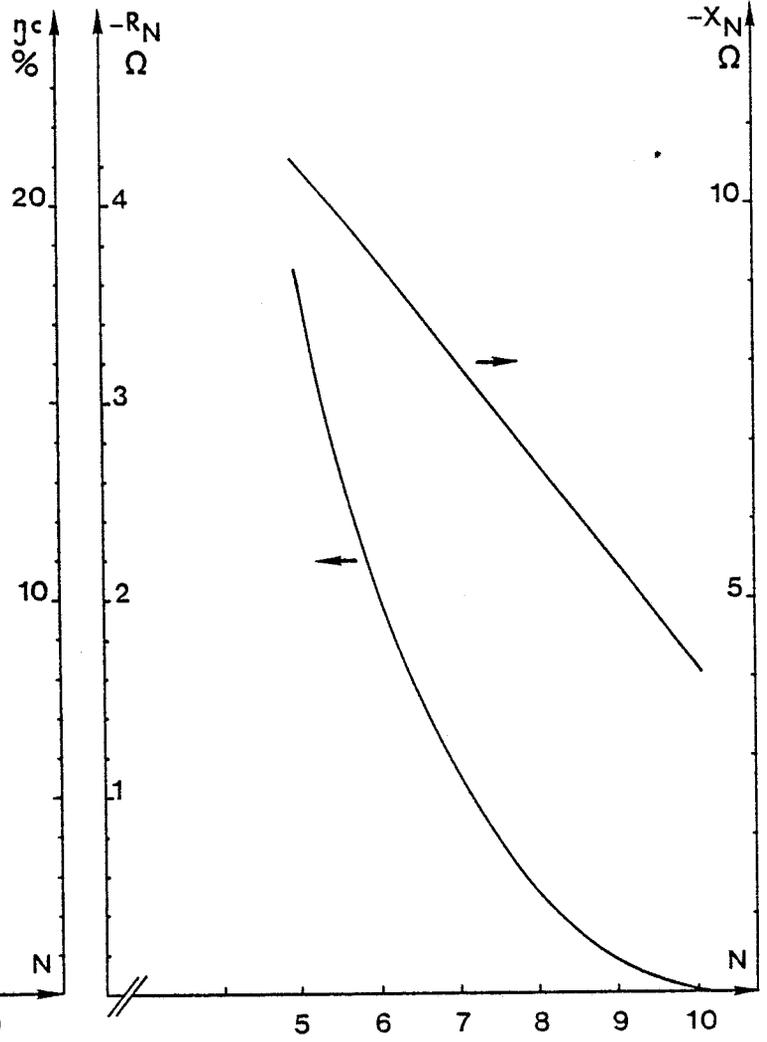
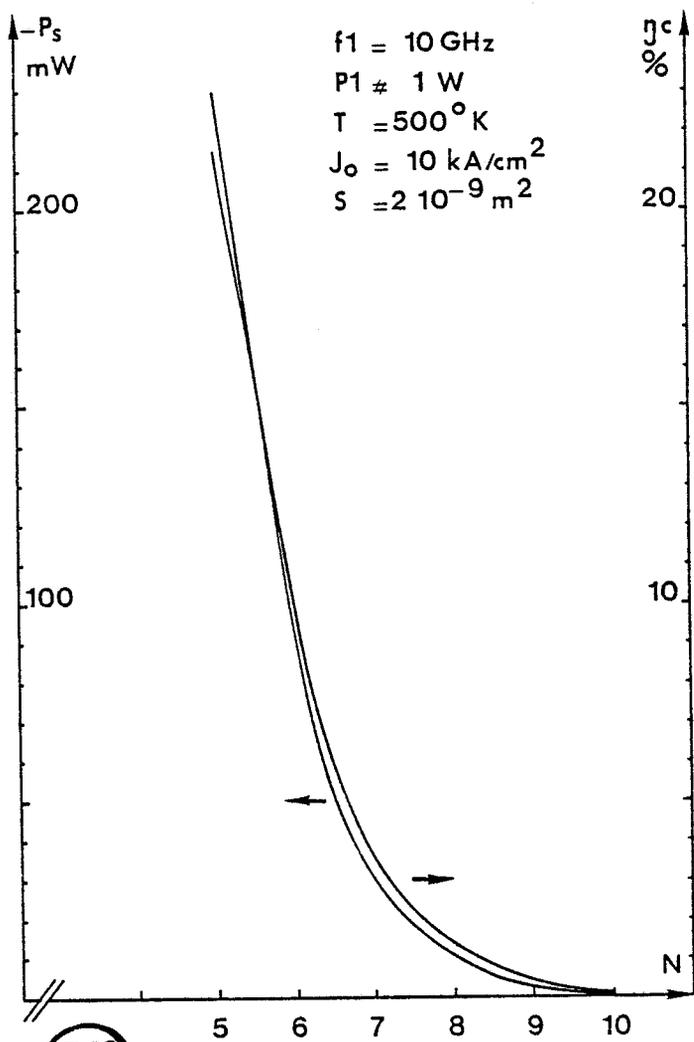


Figure 20.a. : Puissance de sortie P_s et taux de conversion η_c .

Figure 20.b. : Niveau de résistance R_N et réactance X_N .

Figure 20 : Evolution des principales grandeurs électriques en fonction du rang d'harmonique N.

Pour donner un ordre de grandeur plus réaliste des performances potentielles du composant nous présentons figure 20 l'évolution des principales grandeurs électriques caractéristiques du fonctionnement du multiplicateur en régime de multiplication directe 1-N en fonction du rang d'harmonique pour une fréquence d'entrée de 10 GHz. La section de la diode est fixée à $2 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ et le niveau de puissance appliqué à la fréquence fondamentale est de l'ordre de 1 Watt.

Nous retrouvons le comportement observé figure 19. Nous constatons en effet une décroissance rapide du niveau de puissance hyperfréquence délivré à la fréquence de sortie, qui devient très faible pour les rangs d'harmonique voisins de 10. Le second point important à noter est la diminution toute aussi rapide du niveau de résistance négative présenté par le composant à la fréquence de sortie. En effet, le niveau de puissance utile à la fréquence de sortie dépend fortement du niveau de résistance négative à cette fréquence. Ce dernier doit être supérieur à la résistance série totale de perte de façon à ce que la diode puisse être adaptée au circuit de charge avec un minimum de pertes.

Afin de pallier la diminution du niveau de résistance négative à la fréquence de sortie on peut envisager de diminuer la section du composant. Cette solution a cependant pour inconvénient majeur de diminuer proportionnellement le niveau de puissance délivré à la fréquence de sortie. De plus elle ne permet pas a priori d'après les résultats présentés figure 20 d'espérer obtenir de la puissance à 100 GHz en multiplication par 10 avec le composant défini en (30) car le niveau de résistance négative que présente le composant à cette fréquence reste malgré tout trop faible.

3.1.2. Etude à fréquence de sortie fixée

Nous avons montré au paragraphe précédent que pour une fréquence d'entrée fixée, le niveau de puissance de sortie était une fonction décroissante du rang d'harmonique. En conséquence pour les fréquences de sortie les plus élevées (100 GHz) il est nécessaire d'augmenter la fréquence d'entrée. Dans cet ordre d'idée nous avons mené des simulations ayant pour but de définir les possibilités de génération harmonique à la fréquence de 100 GHz à l'aide du composant défini

précédemment pour des rangs d'harmonique variant de 5 à 50. Les résultats ont montré que le rang d'harmonique maximal pour obtenir un niveau de résistance négatif à la fréquence de sortie était de 10. Ce résultat traduit la diminution de la non-linéarité du phénomène d'avalanche avec l'augmentation de la fréquence d'entrée.

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 2, des mesures expérimentales effectuées au laboratoire ont permis l'obtention d'un niveau de puissance hyperfréquence de l'ordre de 10 mW à 94 GHz en "régime de multiplication de fréquence" par 24 avec une diode présentant des caractéristiques technologiques très proches de celles de la diode que nous avons simulée. Ce résultat ne remet pourtant pas fondamentalement en cause nos résultats théoriques. En effet, comme nous l'avons remarqué au préalable cette structure peut osciller à des fréquences proches de la fréquence de sortie et fournir alors des niveaux de puissance hyperfréquence non négligeables dans ce régime de fonctionnement. Il est donc fort probable que la performance obtenue concernait en fait un régime d'oscillations synchronisées par le très faible signal à 94 GHz obtenu en régime de multiplication de fréquence ou bien par les harmoniques de rang 12 ou 6...

Cette linéarisation progressive du comportement de la diode avec l'augmentation de la fréquence d'entrée entraîne une limitation de la puissance maximale applicable sur la diode à la fréquence fondamentale. En effet, pour une composante de tension V_1 d'entrée fixée et une section de composant donnée, l'angle ψ_1 entre les composantes de tension V_1 et de courant total I_1 se rapproche de 90° lorsque la fréquence d'entrée augmente. En conséquence, pour que le niveau de puissance absorbée par la diode à la fréquence fondamentale :

$$(31) \quad P_1 = V_1 I_1 \cos \psi_1$$

reste constant en fonction de la fréquence d'entrée, il est nécessaire d'augmenter l'amplitude de la tension V_1 . Cette tension va se trouver cependant limitée par la valeur au-delà de laquelle le taux de modulation devient supérieur à 100 % entraînant un passage momentané en régime de polarisation directe du composant. Cet effet, dont nous nous proposons

d'étudier maintenant les conséquences, affectera plus particulièrement les applications à fréquence de sortie élevée pour lesquelles il est nécessaire de limiter le rang d'harmonique.

3.1.2.1. Influence du niveau de puissance d'entrée pour une fréquence fondamentale fixée

En régime d'avalanche statique, la valeur de la tension continue d'alimentation V_0 dépend directement de la structure du composant et de la valeur du courant de polarisation I_0 .

En régime de multiplication de fréquence, la tension d'alimentation V_0 dépend à la fois des grandeurs précédentes et du niveau de puissance hyperfréquence absorbée par la diode à la fréquence fondamentale. Cet effet classique d'autopolarisation est lié au caractère fortement non linéaire du phénomène d'avalanche dans une jonction P-N polarisée à courant moyen constant en régime dynamique.

Pour mettre en évidence ce phénomène de façon théorique, nous avons mené des simulations pour un multiplicateur de fréquence par 5 entre 11 et 55 GHz. Nous présentons figure 21 l'évolution des principales grandeurs électriques en fonction du niveau de puissance P_1 absorbée par la diode à la fréquence fondamentale.

Les évolutions du niveau de puissance de sortie et de la tension continue d'alimentation montrent l'existence de deux types de fonctionnement distincts. Pour les niveaux de puissance d'entrée inférieurs à sensiblement 1 W nous remarquons une croissance régulière de la puissance de sortie associée à une légère décroissance de la tension continue d'alimentation. Nous retrouvons ainsi le comportement classique de la diode à avalanche en régime de multiplication de fréquence où la diminution de la tension continue d'alimentation avec la puissance d'entrée est liée aux propriétés non-linéaires de la diode alimentée à courant de polarisation constant.

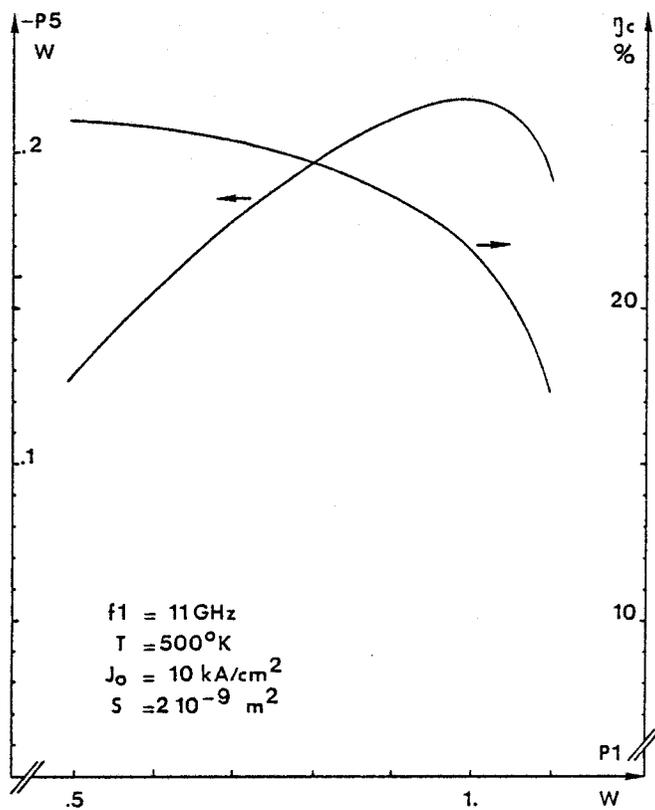


Figure 21.a. : Puissance de sortie P_5 et rendement de conversion η_c .

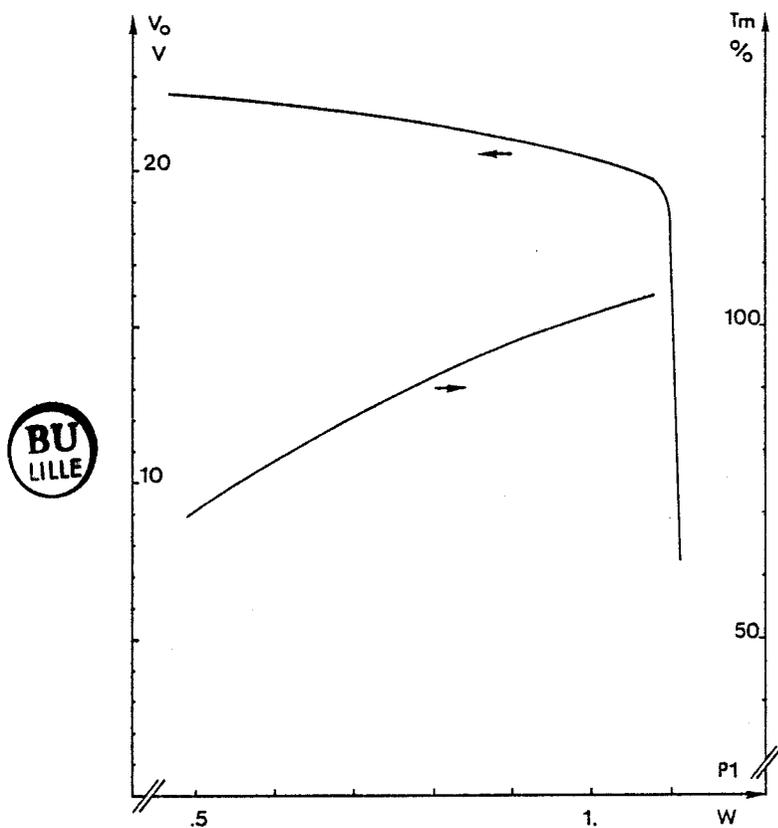


Figure 21.b. : Tension continue d'alimentation V_0 et taux de modulation T_m .

Figure 21 : Evolutions des principales grandeurs électriques en fonction de la puissance d'entrée P_1 .

Pour des niveaux de puissance d'entrée supérieurs à 1 W correspondant à des taux de modulation supérieurs à 100 % nous constatons une diminution du niveau de puissance de sortie associée à une chute brutale de la tension continue d'alimentation. En effet, pour ces niveaux de puissance d'entrée, l'amplitude maximale de la tension instantanée imposée aux bornes de la diode devient suffisamment importante pour provoquer un passage momentané en régime de polarisation directe au cours du cycle hyperfréquence.

Durant ce laps de temps, les porteurs majoritaires issus des contacts fortement dopés sont injectés massivement dans la zone active. Cet effet est à l'origine du changement complet de mode de fonctionnement observé figure 21 car ces porteurs stockés au niveau de la zone active lors du passage en régime de polarisation directe peuvent initialiser le phénomène d'avalanche à la période suivante. L'avalanche ne démarre donc plus du courant de saturation comme en régime de multiplication de fréquence "classique" mais d'un courant de saturation équivalent nettement plus important. Le courant de polarisation devrait en principe se trouver fortement augmenté. Cependant comme la diode est alimentée à courant moyen constant, ce phénomène est alors compensé par une diminution soudaine de la tension continue de polarisation. L'initialisation de l'avalanche et l'effet d'autopolarisation sont dans ce cas deux phénomènes fortement cumulatifs. En effet, toute augmentation du courant de polarisation au-delà de la valeur imposée par l'alimentation continue entraîne une diminution correspondante de la tension de polarisation. La durée du passage en régime de polarisation directe se trouve donc augmentée ainsi que, par voie de conséquence, le courant de saturation équivalent initialisant l'avalanche à la période suivante. Ces deux effets concomittants sont à l'origine de la chute brutale de la tension continue d'alimentation observée figure 21.b.

Il est donc clair qu'en régime de multiplication de fréquence à très forte puissance d'entrée, pour lequel se produit un passage en régime de polarisation directe, toute variation du nombre de porteurs initialisant l'avalanche se répercute par des variations brutales de la tension continue d'alimentation et par voie de conséquence du niveau d'impédance présenté par la diode. Ce phénomène est à l'origine du comportement très instable et bruyant du multiplicateur dans ce type de fonctionnement particulier. En

V1	V5	φ_5	V_o	R1	X1	P1	-R5	-X5	-P5
V	V	rd	V	Ω	Ω	W	Ω	Ω	W
15	3.75	3.14	21.87	125	62.6	.72	2.2	9.2	.17
		2.355	21.85	129	66.6	.69	3.2	10.5	.18
		1.57	21.65	133	84.8	.6	2.8	12.9	.11
17	4.25	-2.355	20.35	145	-50.1	.89	2.3	10.8	.17
		3.14	20.19	124	-50.4	1.	2.1	9.3	.21
		2.355	19.87	112	13.2	1.27	1.4	8.4	.18

Tableau 1



effet, pour un accord de circuit fixé, une légère variation du point de fonctionnement et en conséquence du niveau d'impédance de la diode peut provoquer une désadaptation brutale de celle-ci. En conséquence, il apparaît impossible d'envisager dans ces conditions un fonctionnement à large bande de fréquence instantanée.

Pour mettre ce phénomène en évidence d'un point de vue plus quantitatif, nous avons reporté dans le tableau 1 les valeurs des principales grandeurs électriques caractéristiques du fonctionnement du multiplicateur pour plusieurs points de fonctionnement. Le courant de polarisation a été maintenu constant à 200 mA. Nous avons principalement envisagé deux cas :

- Dans le premier cas l'amplitude maximale de la tension hyperfréquence totale est insuffisante pour provoquer un passage en régime de polarisation directe du composant. Nous observons en conséquence le comportement "classique" en multiplicateur de fréquence. Le niveau de puissance d'entrée peut varier entre 600 mW et 700 mW sans que le niveau d'impédance aux deux fréquences ne varie de façon très significative.

- Dans le second cas l'amplitude maximale de la tension totale est suffisante pour entraîner au cours du cycle hyperfréquence un bref passage en régime de polarisation directe. Nous notons alors des variations nettement plus importantes des grandeurs électriques à la fréquence d'entrée. Nous remarquons en particulier que la réactance de la diode à la fréquence fondamentale varie notablement puisqu'elle passe d'un comportement selfique à un comportement capacitif. Ce résultat montre que pour de faibles variations du niveau de puissance d'entrée, le niveau d'impédance à cette fréquence peut varier brutalement et ainsi entraîner des désaccords soudains et cumulatifs à la fréquence d'entrée.

Soulignons au passage que pour des amplitudes V_1 et V_5 supérieures à celles imposées dans ce second cas, nous n'avons jamais pu faire converger rigoureusement le modèle pour le courant de polarisation fixé car toute variation même très faible de la tension continue d'alimentation entraîne des variations très brutales du courant de polarisation. Cet effet est consistant avec le comportement extrêmement bruyant observé en pratique pour ces régimes de fonctionnement.

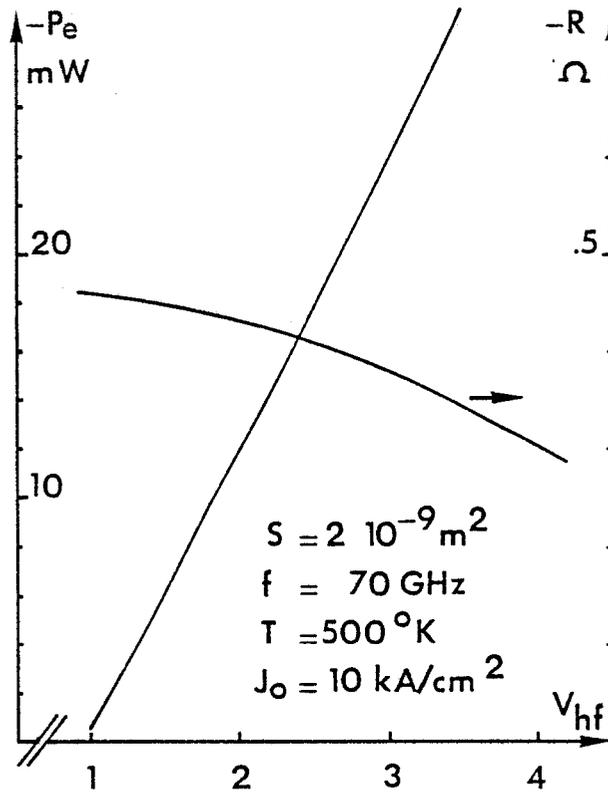


Figure 22 : Puissance émise P_e et niveau de résistance R en régime d'oscillations en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence.

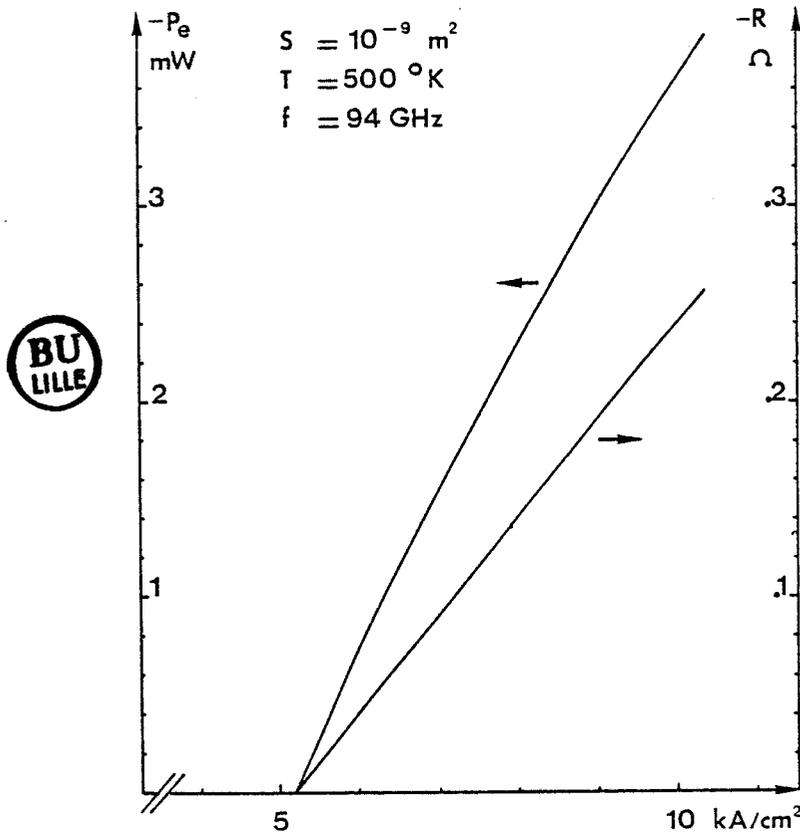


Figure 23 : Puissance émise P_e et niveau de résistance R en régime d'oscillations en fonction de la densité de courant de polarisation J_0 .

3.2. INFLUENCE DU TEMPS DE TRANSIT DES PORTEURS DANS LA ZONE D'AVALANCHE

A fréquence élevée (supérieure à 60 GHz) les phénomènes de temps de transit des porteurs dans la zone active prennent une importance croissante même avec une structure de type PIN [2]. Ceci a pour conséquence principale de favoriser l'apparition d'oscillations spontanées du type avalanche et temps de transit et ceci en particulier à la fréquence de sortie du multiplicateur. En effet, contrairement aux diodes Varactors qui présentent une zone totalement désertée, la présence de porteurs mobiles dans la zone active de la diode pose le problème classique des temps de transit.

Ce problème est fondamental dans le cas des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche car à la fréquence de sortie, le niveau de résistance négative naturellement induit par le phénomène de transit des porteurs dans la zone active peut devenir de l'ordre de grandeur et même supérieur au niveau de résistance négative présenté par la diode en régime de multiplication à cette même fréquence. Il devient alors difficile de synchroniser les différents signaux présents en sortie à l'aide du seul signal d'entrée. Ce type de fonctionnement est incompatible avec un bon fonctionnement en multiplicateur de fréquence pour lequel le signal émis à la fréquence de sortie doit être idéalement monochromatique et en relation harmonique avec le signal appliqué sur la diode à la fréquence fondamentale.

Le niveau de résistance négative parasite induit par les effets de temps de transit des porteurs dépend de plusieurs paramètres :

- En premier lieu, il est proche de sa valeur maximale pour des taux de modulation faibles pour lesquels le niveau de puissance délivré est cependant le plus faible (régime d'oscillations quasi linéaire) (figure 22).

Deuxièmement, il est fortement dépendant de la densité de courant de polarisation comme illustré figure 23. Nous constatons l'existence d'une densité de courant minimale J_{init} au delà de laquelle le niveau de résistance négative présenté par la diode en régime d'oscillations croît rapidement avec la densité de courant de polarisation. En conséquence de façon à limiter les risques d'oscillations spontanées de la diode à la

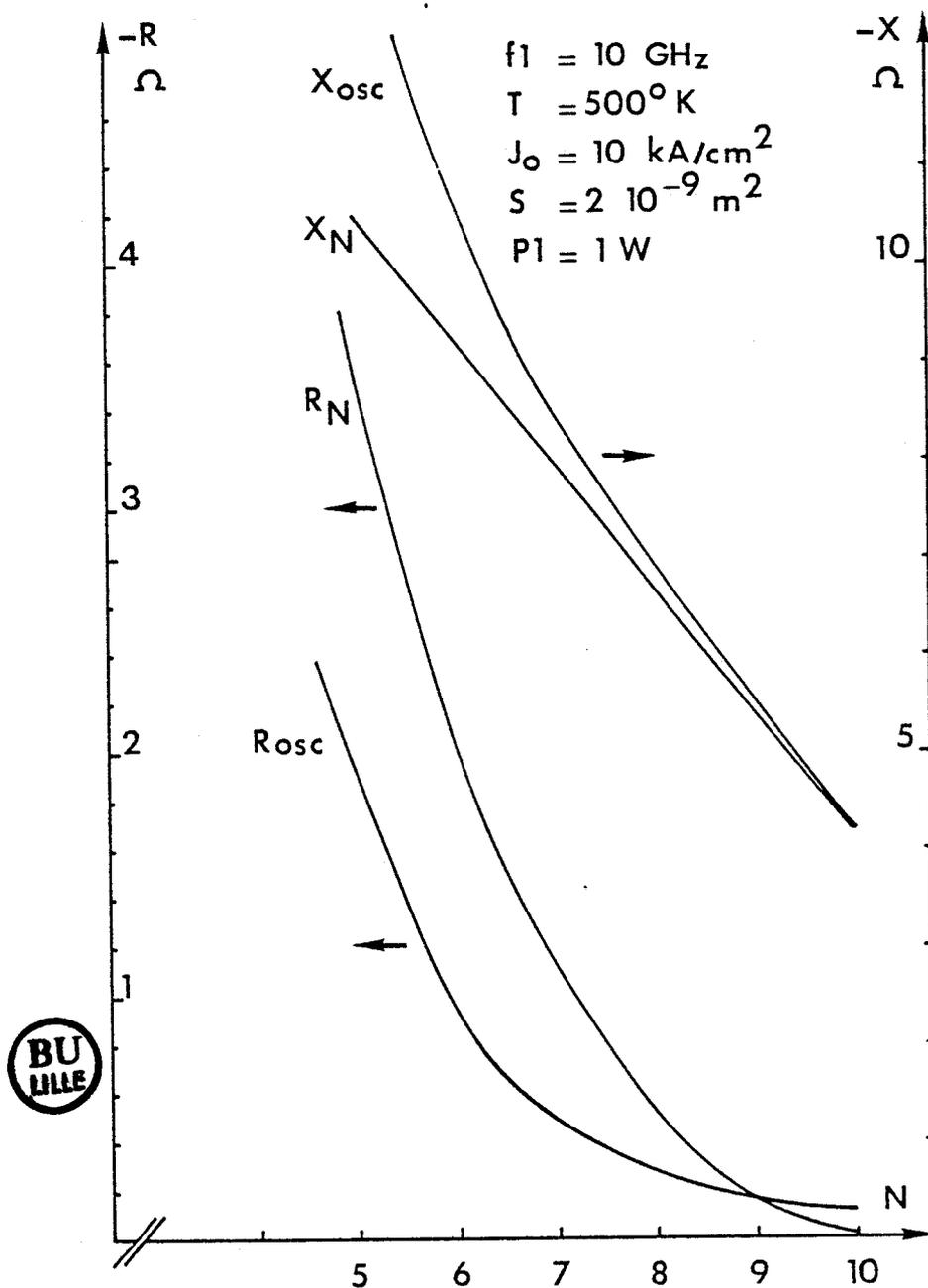


Figure 24 : Evolutions comparées du niveau de résistance R et de la réactance X en régime d'oscillations et en régime de multiplication de fréquence.

fréquence de sortie il est souhaitable de limiter la densité de courant de polarisation à une valeur inférieure à J_{init} .

- Troisièmement, le niveau de résistance négative que peut présenter la diode en régime d'oscillations dépend de ses caractéristiques géométriques. Nous présentons à ce titre (figure 24) l'évolution fréquentielle du niveau de résistance négative de ce composant en régime d'oscillations comparée à celle du niveau de résistance négative en régime de multiplication de fréquence pour la même valeur de densité de courant de polarisation. Nous constatons en premier lieu que le niveau de résistance négative que présente la diode en régime d'oscillations décroît avec la fréquence. Ce résultat s'explique dans la mesure où la résistance de la diode est une fonction rapidement décroissante de la fréquence et que pour ces simulations la densité de courant de polarisation imposée est relativement proche de la densité de courant minimale nécessaire au fonctionnement en oscillations du composant. La comparaison entre les deux niveaux de résistance pour un rang d'harmonique donné montre que la différence observée s'amenuise lorsque le rang d'harmonique croît. Ce résultat montre clairement que les risques d'oscillations parasites de la diode sont très importants pour les fréquences de sortie proches de 100 GHz.

Une solution évidente pour essayer de pallier les risques d'oscillations liés au temps de transit des porteurs consiste à diminuer l'épaisseur de la zone active de la diode. Elle a cependant pour handicap majeur de diminuer la réactance du composant et par voie de conséquence les niveaux de résistance négative et de puissance hyperfréquence émise.

4. SOLUTIONS ENVISAGEABLES DANS LE BUT D'AMELIORER LES POSSIBILITES FREQUENTIELLES DES MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE A DIODE A AVALANCHE

Après avoir défini les trois limitations fondamentales du fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche, il nous faut maintenant examiner les différentes solutions envisageables dans le but d'améliorer dans la mesure du possible les performances fréquentielles de ce type de dispositifs. Ces différentes solutions sont liées :

- aux conditions de fonctionnement ;

- aux paramètres technologiques de la diode ;
- au circuit de charge.

4.1. AMELIORATIONS LIEES AUX CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Les travaux de ROLLAND ont montré l'existence d'une interdépendance étroite entre le courant de polarisation et la puissance d'entrée en ce qui concerne les performances à la fréquence de sortie [6]. En effet la puissance de sortie et surtout le taux de conversion présentent un maximum pour une valeur d'autant plus élevée de la puissance d'entrée que le courant de polarisation est plus important et réciproquement.

De plus le maximum de la puissance de sortie est une fonction croissante du couple courant de polarisation-puissance d'entrée. Si cette solution permet certes d'améliorer les performances du multiplicateur, elle se trouve cependant limitée pour les fréquences de sortie les plus élevées (de l'ordre de 100 GHz) par les problèmes d'instabilités liées d'une part à l'utilisation d'une densité de courant de polarisation trop élevée (oscillations parasites) et d'autre part à un niveau de puissance d'entrée trop important (passage en régime de polarisation directe).

Une autre solution consiste, pour une fréquence de sortie fixée, à diminuer le rang d'harmonique. Nous savons en effet que pour une fréquence d'entrée donnée, la puissance délivrée et le niveau de résistance négative à la fréquence de sortie sont des fonctions décroissantes du rang d'harmonique. Cette solution présente cependant plusieurs désavantages. En premier lieu, diminuer le rang d'harmonique implique de disposer de sources de puissance hyperfréquence stables fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées ce qui réduit l'intérêt du multiplicateur de fréquence à diode à avalanche. En second lieu, la non-linéarité du phénomène d'avalanche est une fonction décroissante de sa fréquence d'entrée. En conséquence, plus la fréquence d'entrée est élevée plus les possibilités de conversion pour des rangs d'harmonique importants s'amenuisent. Il existera en conséquence pour une application avec une fréquence de sortie spécifique un rang d'harmonique optimal. De plus l'augmentation de la fréquence d'entrée augmente les risques d'oscillations spontanées de la diode à la fréquence

d'entrée en particulier en l'absence de signal appliqué sur la diode à la fréquence fondamentale. A ce titre les simulations effectuées pour le composant défini en (30) ont montré que ce dernier présentait des risques d'oscillations à partir d'une fréquence d'entrée de l'ordre de 20 GHz. Ce problème peut cependant être évité en limitant la tension continue d'alimentation de la diode à une valeur légèrement inférieure à sa tension d'avalanche. La mise en fonctionnement de multiplicateur peut alors être déclenchée par le niveau de puissance hyperfréquence appliqué sur la diode à la fréquence fondamentale.

Enfin nous avons montré au paragraphe 3.1.2. que pour un composant donné toute augmentation de la fréquence d'entrée réduit la puissance d'entrée maximale admissible. En conclusion il apparaît difficile d'améliorer le comportement fréquentiel des composants existants en ne jouant que sur les paramètres de fonctionnement.

4.2. AMELIORATIONS LIEES AUX PARAMETRES TECHNOLOGIQUES DE LA DIODE

Une première solution nécessaire et évidente est de minimiser la résistance série du composant. En effet, ce paramètre se révèle particulièrement critique pour les fréquences de sortie les plus élevées pour lesquelles le niveau de résistance négative est très faible. Cette solution nécessite de minimiser les épaisseurs des substrats P^+ et N^+ ainsi que celles des couches d'accrochage .

Une seconde solution évidente consiste à diminuer la section du composant. Elle permet en effet de maintenir le niveau de résistance négative à la fréquence de sortie à un niveau acceptable mais diminue en proportion le niveau de puissance hyperfréquence délivré à cette fréquence. De plus cette solution ne permet pas de s'affranchir des problèmes liés aux oscillations parasites car le niveau de résistance négative induit par les phénomènes de transit des porteurs dans la zone active se trouve renforcé de manière identique.

Une troisième solution consiste à modifier les paramètres technologiques de la diode. En premier lieu de façon à limiter les risques d'oscillations parasites il s'avère nécessaire de diminuer l'épaisseur de la

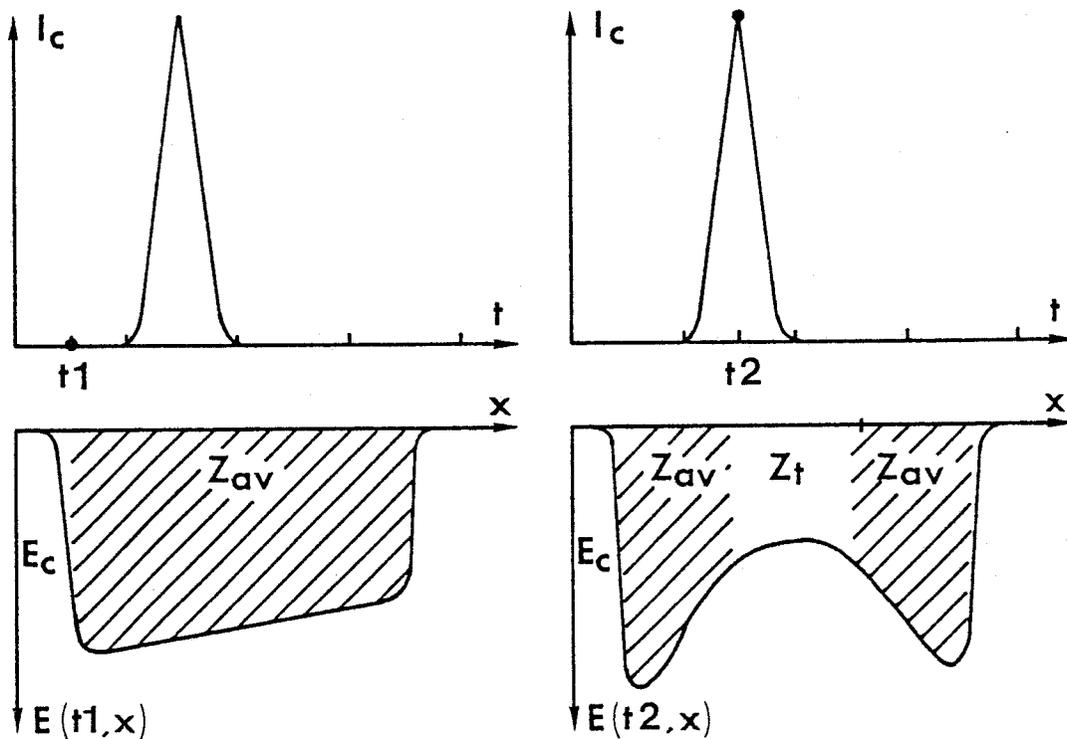


Figure 25 : Influence de la réaction de charge d'espace des porteurs mobiles dans une diode à profil de dopage uniforme.

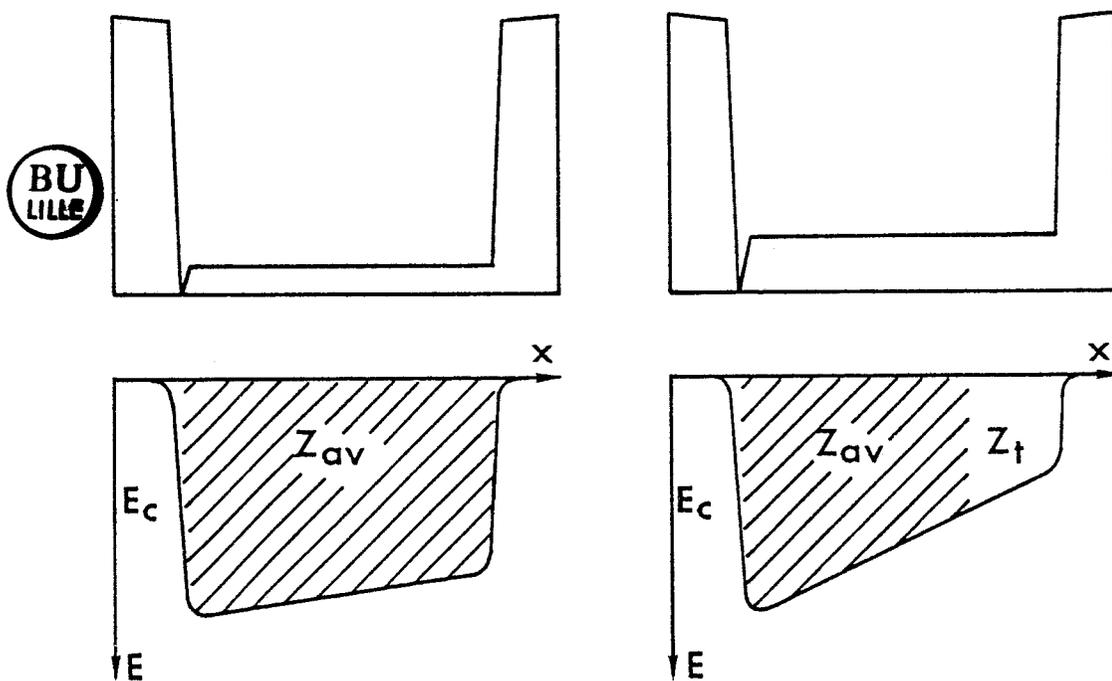


Figure 26 : Influence du niveau de dopage dans la zone active de la diode.

zone active du composant. Cette solution a en effet pour premier avantage de diminuer le temps de transit des porteurs dans la zone active. Elle permet deuxièmement d'augmenter le niveau de dopage dans la zone active. Ceci permet de limiter les effets de réaction de charge d'espace qui tendent, dans une diode à profil de dopage uniforme, à délocaliser la zone d'avalanche vers les deux extrémités de la zone active favorisant ainsi la création de porteurs qui auront ensuite à traverser la totalité de cette zone avant d'être collectés. Ce type de fonctionnement s'apparente à celui des diodes à double zone d'avalanche et favorise en conséquence les risques d'oscillations de type avalanche et temps de transit (figure 25). Pour une épaisseur de zone N fixée, le niveau de dopage ne peut cependant être augmenté au-delà d'une valeur critique entraînant l'apparition d'une zone de transit (figure 26). Cette solution présente cependant deux inconvénients majeurs puisque d'une part elle renforce l'effet néfaste de la réactance capacitive et d'autre part contribue à limiter encore la puissance maximale applicable à l'entrée du multiplicateur. Ces quelques remarques montrent l'existence d'un compromis entre l'épaisseur de zone active, son niveau de dopage et la fréquence de sortie du multiplicateur. Des simulations numériques ont montré que l'épaisseur optimale de zone active d'une structure du type P^+NN^+ pour la réalisation de multiplicateurs par 10 entre 10 GHz et 100 GHz était de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$ et le niveau de dopage de $3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Le niveau de résistance négative à cette dernière fréquence était cependant très faible (de l'ordre de $-0,5 \Omega$, $S = 10^{-9} \text{ m}^2$).

4.2.1. Nouvelle structure pour la multiplication de fréquence

Les diodes à avalanche de multiplication de fréquence étudiées jusqu'à présent étaient toutes du type P^+NN^+ . Dans le but de définir une structure susceptible de permettre la réalisation de multiplicateurs avec fréquence de sortie de l'ordre de 100 GHz, nous avons effectué une série de simulations dans le cas d'un multiplicateur de fréquence par 10 entre 10 GHz et 100 GHz pour différents types de structures à savoir des structures classiques du type P^+NN^+ , des structures à jonctions P-N en série de type P^+NPNN^+ , etc... Il convient de préciser que cette étude ne consistait pas en une optimisation rigoureuse du composant semi-conducteur pour cette application spécifique, ce travail se révélant d'un coût d'exploitation trop important, mais visait à définir la structure poten-

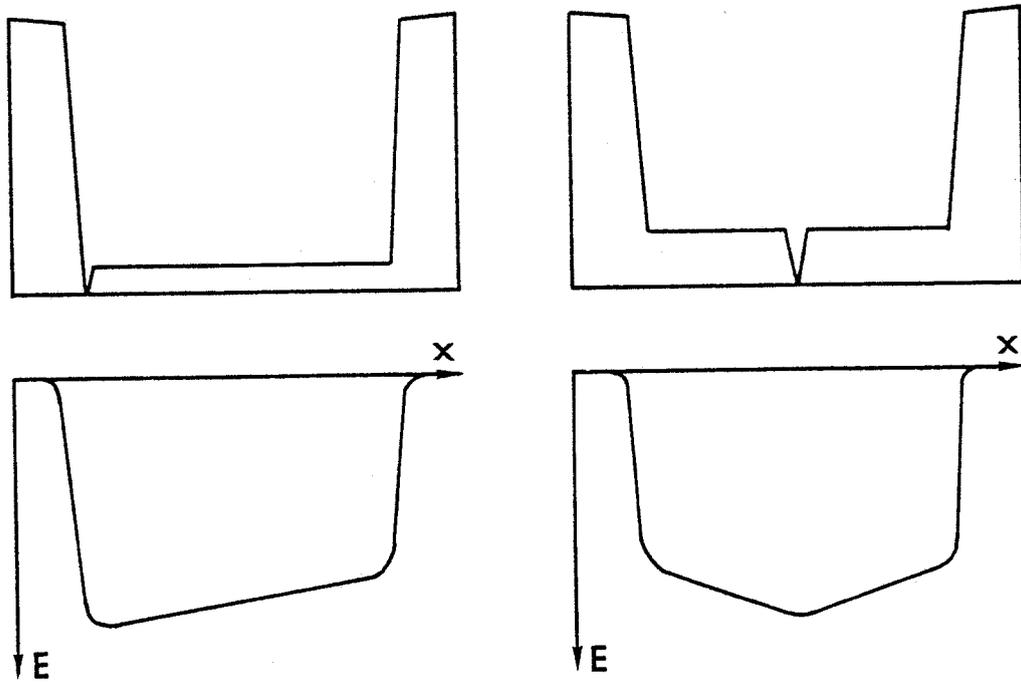


Figure 27

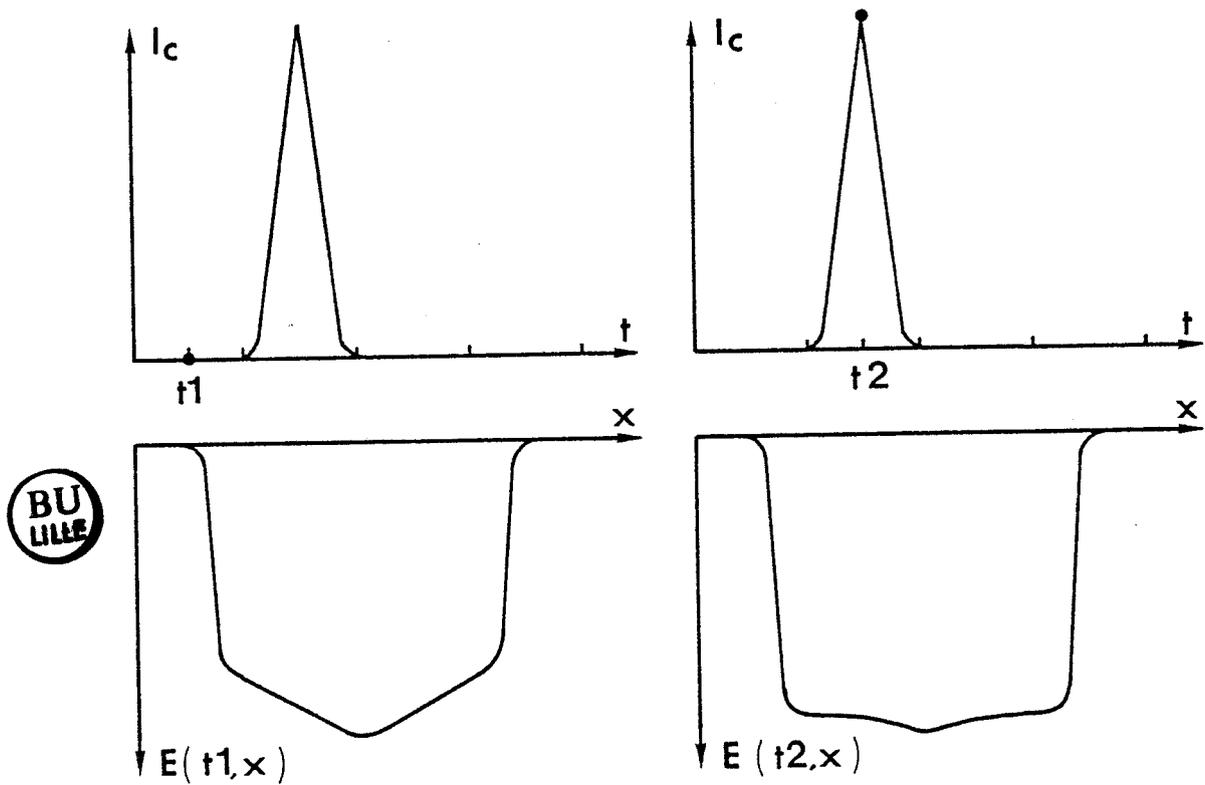


Figure 28 : Influence de la réaction de charge d'espace des porteurs mobiles dans une structure P^+PNN^+ .

tiellement la plus apte à la génération harmonique de puissance hyperfréquence à 100 GHz. La structure délivrant les performances les plus intéressantes s'est révélée être du type P^+PNN^+ de caractéristiques technologiques générales suivantes :

$$(32) \quad \begin{array}{ll} L_n = 0,15 \mu\text{m} & N_d = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \\ L_p = 0,15 \mu\text{m} & N_a = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \end{array}$$

Nous devons considérer que par rapport à une diode du type P^+NN^+ d'épaisseur de zone active identique le niveau de dopage maximal dans les zones N et P peut être sensiblement deux fois supérieur à celui de la zone N de la structure du type P^+NN^+ sans pour autant faire apparaître de zones de transit car les épaisseurs respectives des zones N et P sont deux fois plus faibles (figure 27). Les effets de réaction de charge d'espace seront en conséquence moins marqués dans cette structure et contribueront de plus à rendre le profil de champ électrique dans la zone sensiblement uniforme (figure 28).

La figure 29 illustre l'évolution des performances hyperfréquences et de l'impédance à la fréquence de sortie en fonction du rang d'harmonique pour le composant défini en (32) dans le cas d'une multiplication de fréquence avec une fréquence d'entrée fixée à 10 GHz.

Si l'on compare les résultats obtenus pour la nouvelle structure avec ceux de la structure définie en (30) dans les mêmes conditions de fonctionnement et pour une section de composant identique, nous constatons qu'en ce qui concerne les rangs d'harmonique inférieurs ou égaux à 6 les deux structures présentent des performances sensiblement équivalentes. Par contre pour les rangs d'harmonique supérieurs ou égaux à 7, nous constatons une nette supériorité de la structure P^+PNN^+ qui présente un niveau de résistance certes encore faible à 100 GHz mais laissant présager la possibilité de réalisation de multiplicateur de fréquence à diode à avalanche avec fréquence de sortie proche de cette dernière mais avec des rangs d'harmonique inférieur à 10.

A ce propos des simulations effectuées dans le cas d'un multiplicateur de fréquence par 6 avec fréquence de sortie à 94 GHz ont

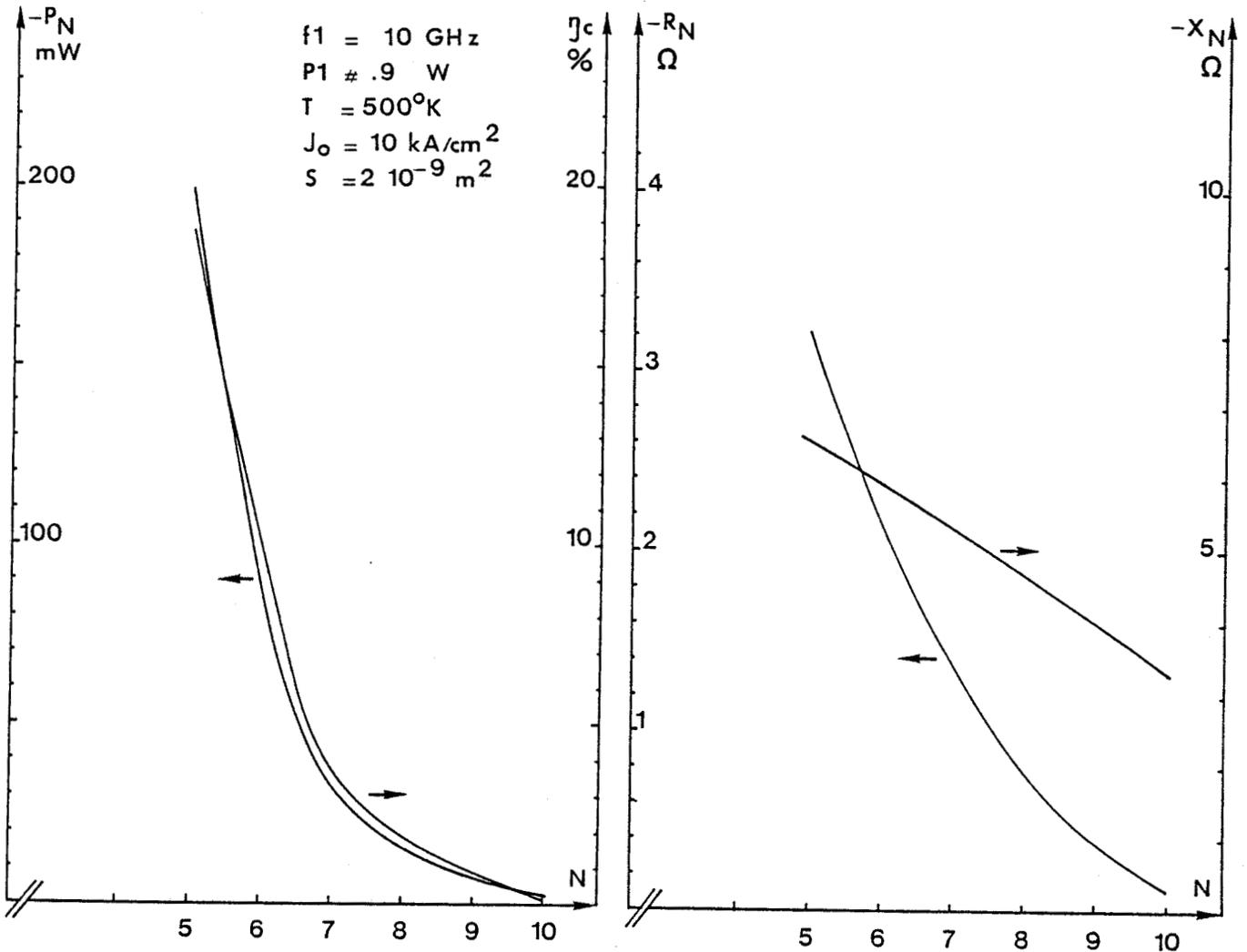


Figure 29.a : Puissance de sortie P_s et taux de conversion η_c .

Figure 29.b : Niveau de résistance R_N et réactance X_N .



Figure 29 : Evolutions des principales grandeurs électriques en fonction du rang d'harmonique N .

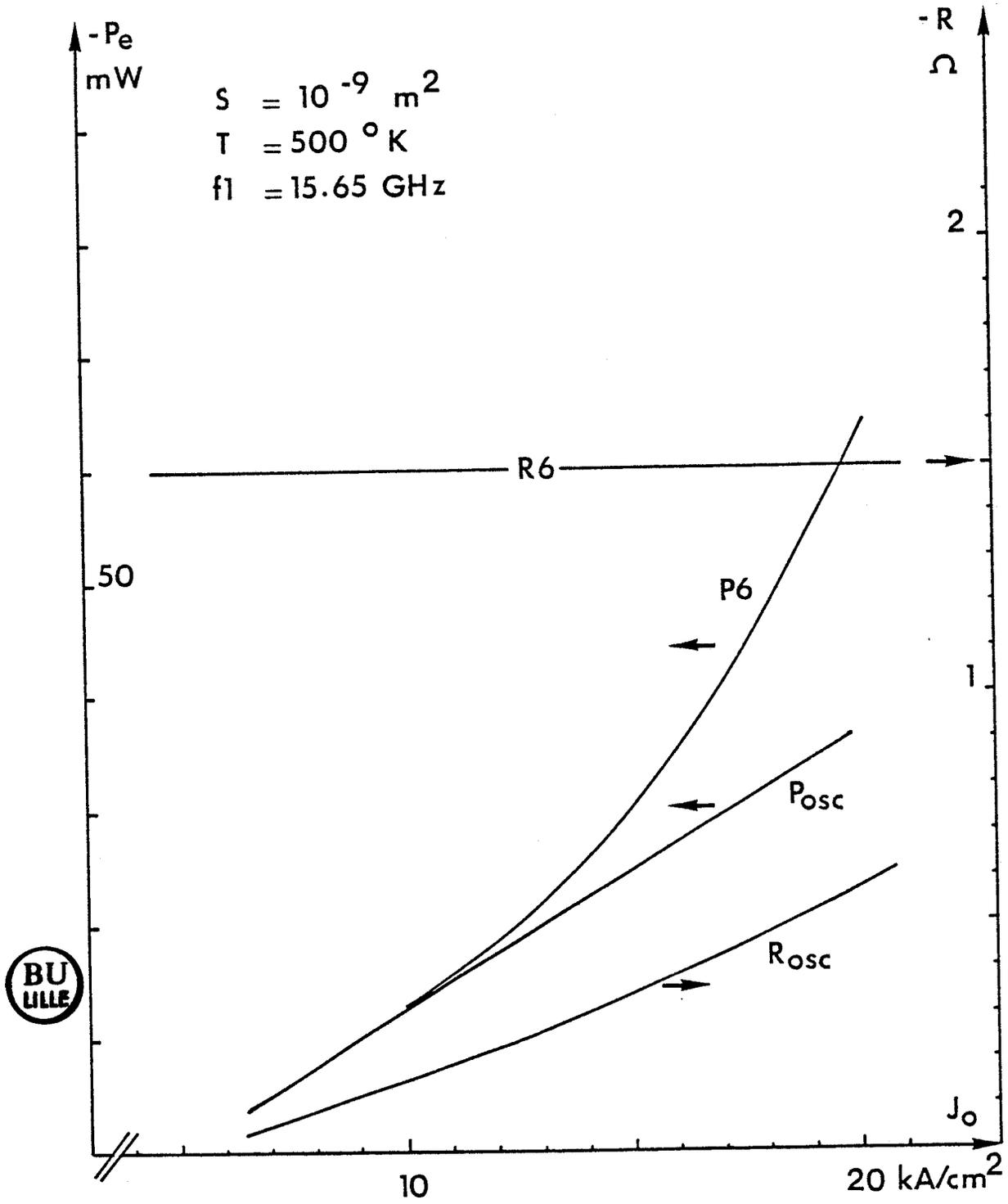


Figure 30 : Evolutions comparées de la puissance émise à 94 GHz et du niveau de résistance R en régime d'oscillations et en régime de multiplication de fréquence en fonction de la densité de courant de polarisation J_0 .

montré que ce composant était apte à la réalisation de sources stables du type oscillateur local pour des fréquences de l'ordre de 100 GHz. Nous présentons figure 30 les évolutions des principales grandeurs caractéristiques des performances en fonction de la densité de courant de polarisation. Nous constatons figure 30 que le niveau de résistance négative à 94 GHz en régime de multiplication de fréquence est suffisamment important devant le niveau de résistance négative en régime d'oscillations pour que l'on puisse augmenter la densité de courant de polarisation jusqu'à des valeurs de l'ordre de 20 kA/cm² sans pour autant risquer l'apparition d'oscillations parasites. Cette possibilité entraîne une augmentation du niveau de résistance négative à la fréquence de sortie du multiplicateur et permet d'envisager la réalisation de diodes de section plus importante que celle imposée dans la simulation ($2 \cdot 10^{-9}$ m²) et par voie de conséquence d'augmenter le niveau de puissance hyperfréquence délivré à 94 GHz.

4.3. AMELIORATIONS LIEES AU CIRCUIT DE CHARGE

Une première nécessité est la diminution des pertes hyperfréquences dans le circuit de charge de la diode dans lequel nous englobons les pertes liées à la transformation de l'impédance de la diode par les éléments parasites du boîtier et celles résultant du type de circuit considéré. A ce titre, la réalisation de multiplicateurs de fréquence avec fréquence de sortie de l'ordre de 100 GHz nécessite le montage des diodes dans des boîtiers présentant un rapport de transformation élevé associé à de faibles pertes hyperfréquences et l'utilisation de circuits présentant les pertes hyperfréquences les plus faibles à savoir les circuits en guide d'onde.

Une deuxième solution serait la réalisation de circuits présentant des possibilités d'accords sur une ou plusieurs fréquences intermédiaires. ROLLAND a en effet montré que la réalisation d'accord capacitif sur une fréquence intermédiaire apporte une amélioration sensible du niveau de résistance négative à la fréquence de sortie et du taux de conversion. Cette solution se heurte cependant à la difficulté de conception des circuits dans cette bande de fréquence et leur complexité risque de décourager le concepteur éventuel [34] [35].

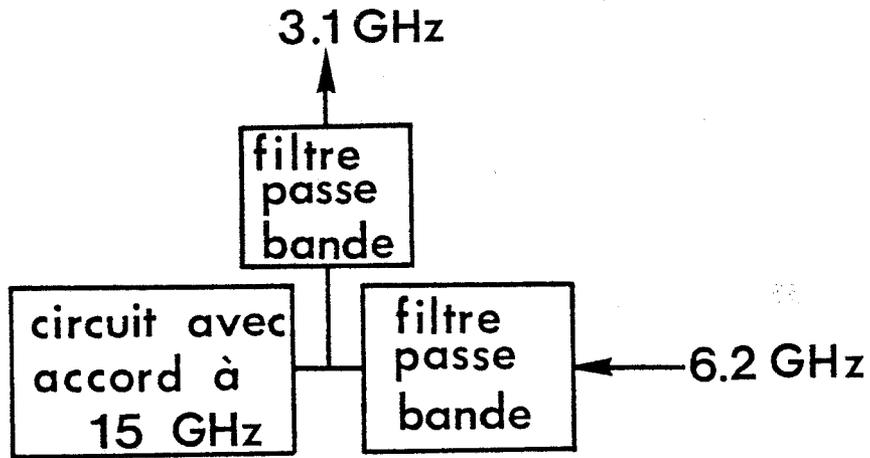


Figure 31 : Schéma synoptique du circuit diviseur de fréquence.

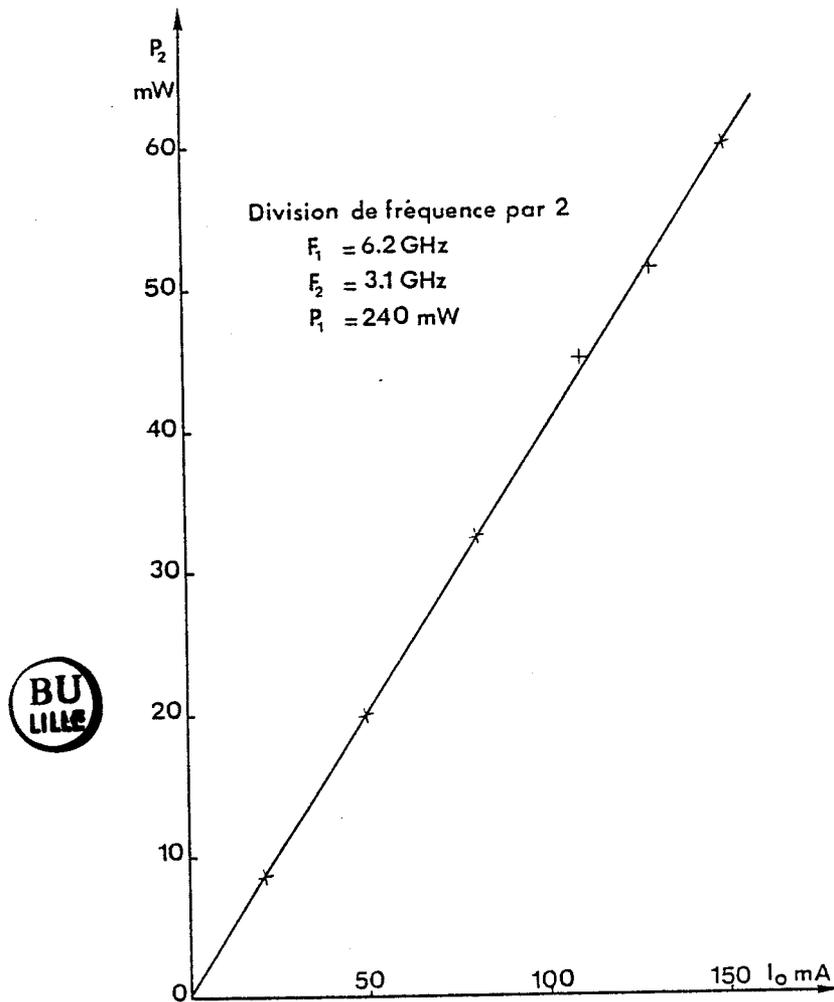


Figure 32 : Evolution de la puissance de sortie P_2 en fonction du courant de polarisation I_0 .

5. MISE EN EVIDENCE DE LA POSSIBILITE DE DIVISION DE FREQUENCE ANALOGIQUE PAR DIODE A AVALANCHE

Lors d'exploitations effectuées pour l'étude d'un multiplicateur de fréquence par 5 entre 11 et 55 GHz présentant un accord à la fréquence harmonique intermédiaire de 22 GHz nous avons pu théoriquement mettre en évidence l'existence d'un fonctionnement en diviseur de fréquence analogique dans lequel une partie de la puissance hyperfréquence absorbée à 22 GHz était convertie à la fréquence, dans ce cas sous-harmonique, de 11 GHz. L'étude des phénomènes de conversion sous-harmonique et de division de fréquence paramétrique dans la diode à avalanche ne fait pas l'objet de ce travail. Cependant, l'explication a priori la plus simple de ce phénomène est que la puissance hyperfréquence recueillie à la fréquence sous-harmonique de 11 GHz résulte, en régime établi, du battement d'un signal à 44 GHz obtenu par multiplication par 2 du signal à 22 GHz appliqué sur la diode et d'un signal à 55 GHz résultant lui-même du signal sous-harmonique à 11 GHz multiplié par 5 par la non-linéarité présentée par le composant. Ce comportement tout à fait particulier mériterait une étude plus spécifique et approfondie. Nous nous sommes bornés pour notre part à évaluer de manière théorique le caractère plus ou moins sensible de ce type de fonctionnement. Les résultats des simulations ont montré son caractère très critique lié à des compositions de phases très précises entre les différentes composantes de tension développées aux bornes de la diode. La valeur du courant de polarisation pour laquelle est obtenue le phénomène est également très sensible. Une autre particularité mise en évidence est le niveau de résistance négative à la fréquence "divisée" pouvant atteindre plusieurs centaines d'Ohms.

Ce résultat théorique a pu être validé expérimentalement à l'aide d'un circuit présentant un accord réactif à 15 GHz (cavité métallique) et permettant sur la base du schéma précédent une division par 2 entre 6 GHz et 3 GHz (figure 31). La figure 32 illustre l'évolution des performances obtenues en fonction du courant de polarisation.

C O N C L U S I O N

Dans ce second chapitre nous nous sommes attachés à définir les limites fréquentielles de fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Ces limitations résultent d'un ensemble de facteurs limitatifs irréductibles à savoir principalement :

- La diminution de la non linéarité du phénomène d'avalanche avec la fréquence. Pour les fréquences de sortie les plus élevées (de l'ordre de 100 GHz) cet effet limite le rang d'harmonique et entraîne de plus une limitation de la puissance d'entrée. La valeur maximale de cette dernière est imposée par le passage en régime de polarisation directe du composant provoquant un changement brutal de mode de fonctionnement se caractérisant par son instabilité.

- Le temps de transit des porteurs dans la zone active. Celui-ci est à l'origine d'un fonctionnement instable du multiplicateur lié à des oscillations parasites de la diode du type avalanche et temps de transit en particulier pour les applications avec des fréquences de sortie supérieures à 80 GHz en ce qui concerne les composants actuellement disponibles.

Nous avons ensuite examiné les différentes solutions envisageables pour améliorer les possibilités fréquentielles de ce type de dispositif. Cette étude a abouti à la définition d'une nouvelle structure susceptible de permettre la réalisation de multiplicateurs de fréquence avec des fréquences de sortie au voisinage de 100 GHz. Enfin, nous avons mis en évidence la possibilité de division de fréquence analogique par diode à avalanche.

C H A P I T R E I I I

ETUDE DES DIODES A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT
AU SILICIUM DE STRUCTURE MESA
DANS LES FENETRES DE PROPAGATION ATMOSPHERIQUE CENTREES
SUR 94-140-220 GHz

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

Nous avons consacré le chapitre II à la définition des limites de fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Ainsi après avoir envisagé l'utilisation de la diode à avalanche en tant que générateur d'harmoniques, nous nous proposons maintenant d'étudier les potentialités de ce composant pour la réalisation de dispositifs à génération directe en gamme millimétrique.

Les études développées dans le présent chapitre concernent plus spécifiquement les diodes à avalanche et temps de transit au Silicium pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance et à haut rendement de conversion dans les fenêtres de propagation millimétriques (94-140-220 GHz).

La majeure partie de ce travail est consacrée à l'optimisation des diodes Silicium à double zone de transit fonctionnant à des fréquences voisines de 94 GHz et présentant un profil de concentration en impuretés uniforme dans les zones actives N et P. Ce travail inclue notamment une étude exhaustive des différents paramètres influant sur les performances hyperfréquences du composant. Il débouche sur la définition de composants à profil plat optimaux pour les applications à 94 GHz tant en régime continu qu'en régime d'impulsions courtes. Nous justifions à la fin de ce chapitre le choix des structures à profil de dopage uniforme en comparant les performances de ces dernières à celles obtenues avec des structures à profil de

dopage différencié. Nous présentons également très brièvement une comparaison des performances obtenues avec des diodes à l'Arséniure de Gallium de structures similaires.

Dans le prolongement de l'étude menée à 94 GHz, nous présentons également les performances potentielles des diodes A.T.T. au Silicium dans les fenêtres de propagation atmosphériques centrées sur 140 et 220 GHz.

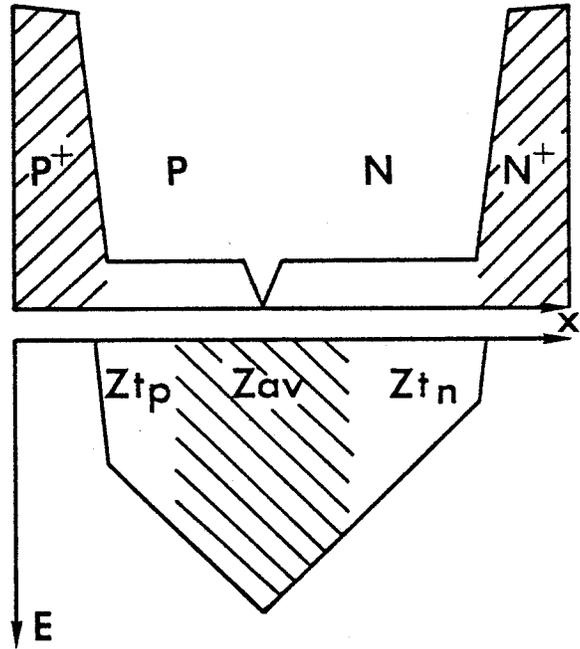
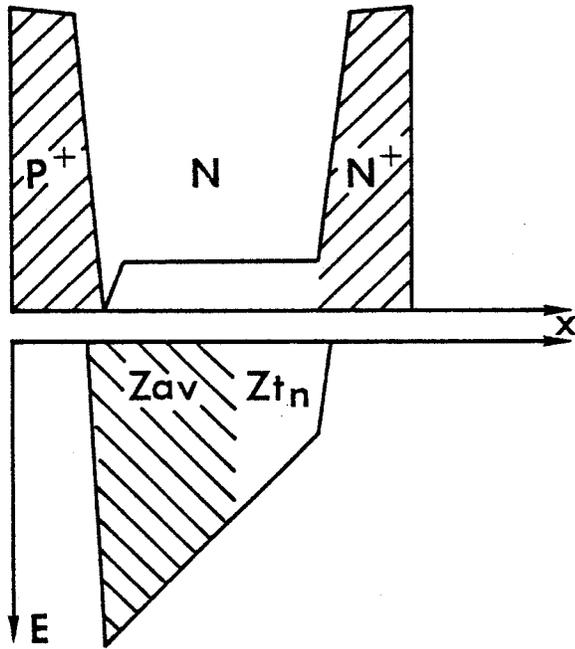


Figure 33.a. : Diode à simple zone de transit (SDR).

Figure 33.b. : Diode à double zone de transit (DDR).

Figure 33 : Profils de champ électrique statique typiques des diodes à profil de dopage uniforme.

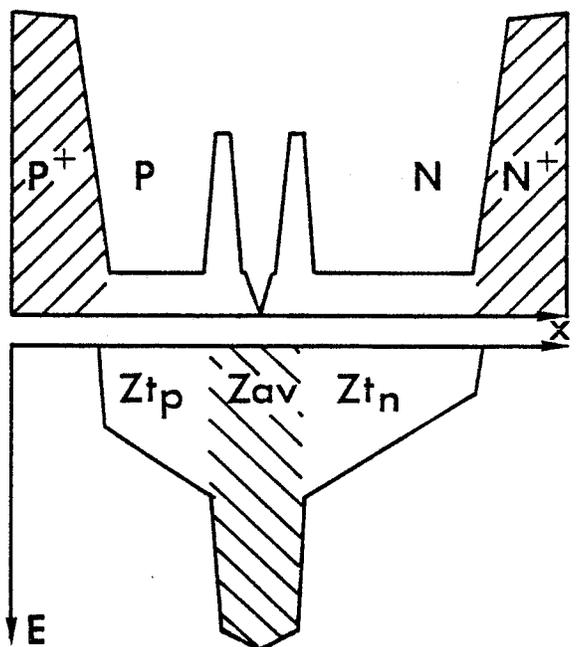
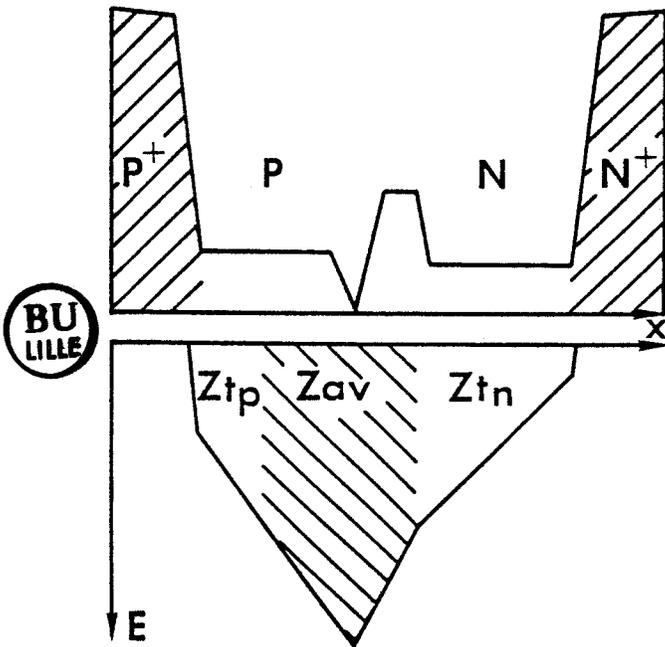


Figure 34.a. : Diode du type "Hybrid-Double-Read" (HDR).

Figure 34.b. : Diode du type "Double-Read" (DR).

Figure 34 : Profils de champ électrique statique typiques des diodes à profil de dopage différencié.

1. LES DIFFERENTS TYPES DE DIODES A.T.T.

Les diodes A.T.T. sont classifiées en deux catégories principales se distinguant par l'évolution spatiale de la distribution de concentration en impuretés dans la zone active.

1.1. DIODES A PROFIL DE DOPAGE UNIFORME

En l'état d'avancement actuel de la technologie Silicium, ces structures sont les plus communément réalisées pour les applications à des fréquences supérieures à 60 GHz. Ces composants sont du type P^+NN^+ pour les diodes à simple zone de transit (SDR en notation anglosaxone) dans lesquelles on utilise uniquement les propriétés de transit d'un seul type de porteurs. Le profil de champ électrique statique correspondant a, en une première approximation, l'allure d'un triangle (Figure 33.a).

Pour profiter des propriétés de transit des deux types de porteurs, il faut réaliser des structures à deux zones de transit (DDR) du type P^+PNN^+ (Figure 33.b). Elles permettent l'obtention de performances plus intéressantes ainsi qu'une amélioration sensible du niveau de résistance négative présenté par le composant [36].

1.2. DIODES A PROFIL DE DOPAGE DIFFERENCIE

Les diodes à profil de dopage différencié présentent des caractéristiques électriques se rapprochant de la diode ATT idéale définie par Read [37]. On distingue classiquement les structures de type "Hybrid Double-Read" (HDR) pour lesquelles le profil de concentration en impuretés en zone N présente un plan de dopage de type N^+ (Figure 34.a). Cette particularité permet une localisation plus précise de la zone d'avalanche et surtout de la zone de transit des électrons.

Les diodes de type "Double-Read" (DR) présentent les caractéristiques de la diode de Read dans les deux zones (Figure 34.b). L'implantation de plans de dopage dans les zones N et P permet une localisation précise de la zone d'avalanche et des deux zones de transit. La réalisation de

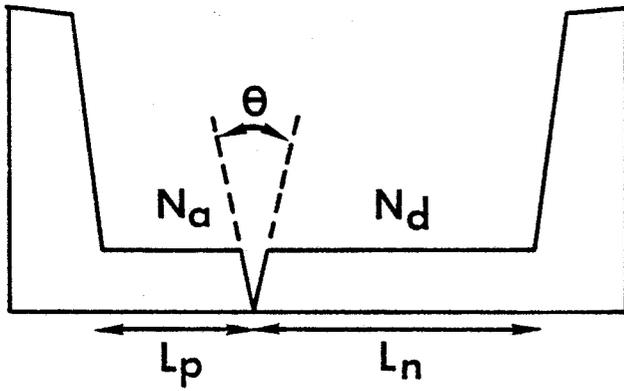


Figure 35.a. : Caractéristiques technologiques générales d'une diode à profil de dopage uniforme.

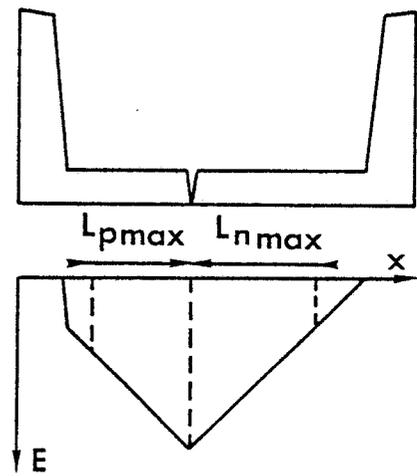


Figure 35.b.

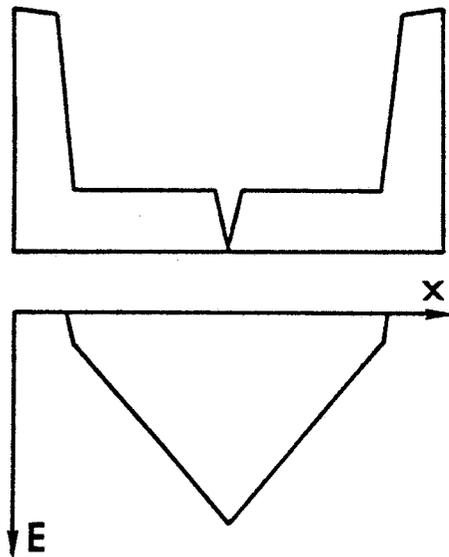
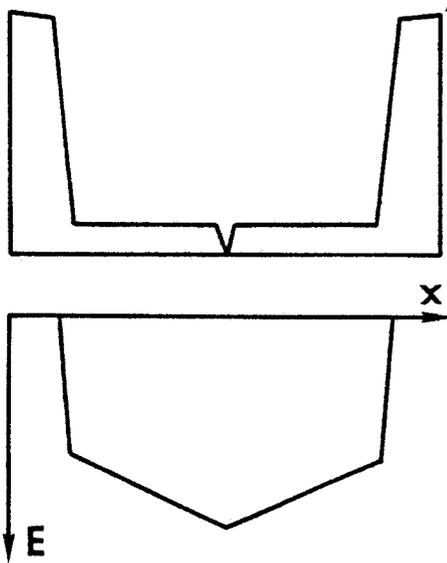


Figure 35.c. : Influence du niveau de dopage dans la zone active sur la tension continue d'alimentation.

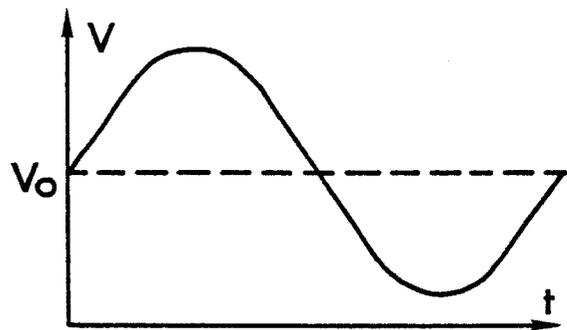
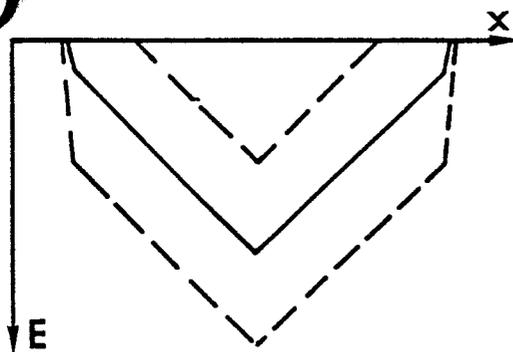


Figure 35.d.

telles structures se révèle toutefois particulièrement délicate vu les faibles dimensions de zone active des diodes millimétriques.

2. ETUDE D'OPTIMISATION DES DIODES A.T.T. SILICIUM A PROFIL DE DOPAGE UNIFORME EN REGIME D'OSCILLATIONS CONTINU A 94 GHZ

2.1. ORDRE DE GRANDEUR DES PRINCIPAUX PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

La définition des paramètres technologiques consiste principalement, pour une diode à profil de dopage uniforme, à déterminer pour chacune des zones N et P du composant le couple optimal dimension-niveau de dopage correspondant (figure 35.a). En effet, ces paramètres imposent, compte-tenu des conditions de fonctionnement, la géométrie de la zone désertée dans laquelle se produisent les phénomènes d'avalanche et de transit des porteurs qui sont à l'origine des performances hyperfréquences de la structure. Aussi, avant d'aborder l'étude numérique d'optimisation, nous nous proposons, à l'aide de considérations simples, de préciser d'un point de vue qualitatif les caractéristiques générales de la diode :

- En premier lieu, les conditions de transit des charges d'espace imposent les dimensions maximales, côtés N et P, de la zone active. En effet, pour obtenir une puissance émise maximale, ces dernières doivent être calculées de façon à ce que les charges d'espace soient collectées dans des conditions optimales avant la fin de l'alternance négative du signal hyperfréquence (Figure 35.b) ;

- En second lieu, pour présenter un rendement élevé, le composant devra fonctionner à une tension continue V_0 d'alimentation minimale. Le niveau de dopage pourra donc être augmenté en conséquence (Figure 35.c). Ceci se révèle bénéfique en gamme millimétrique dans la mesure où les effets de réaction de charge d'espace induits par les densités de courant de polarisation importantes nécessaires à ces fréquences se trouvent atténués ;

- Troisièmement, au cours de la période du signal hyperfréquence, le profil de champ électrique est fortement modulé autour de sa configuration moyenne correspondant à la tension continue d'alimentation V_0

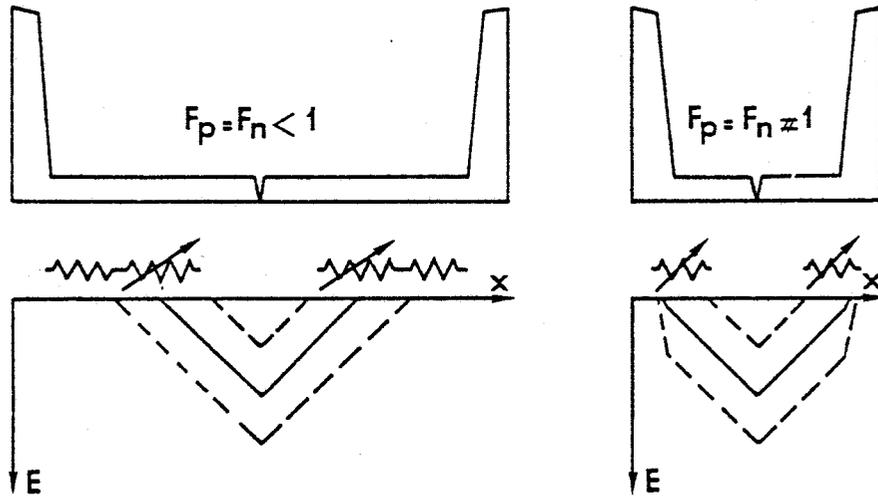


Figure 35.e. : Influence du facteur de confinement sur les résistances séries parasites.

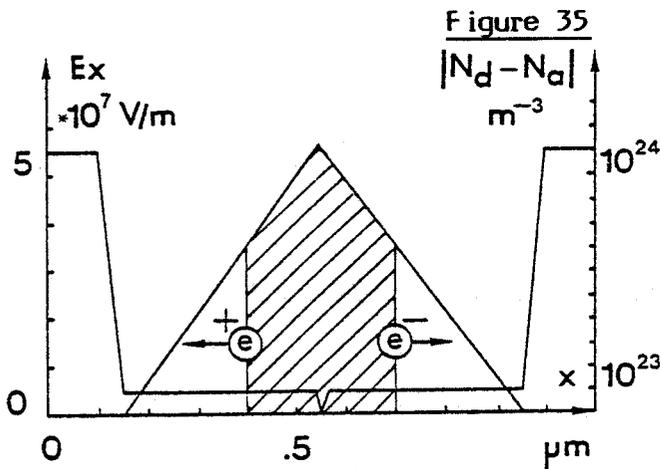


Figure 35

Figure 36

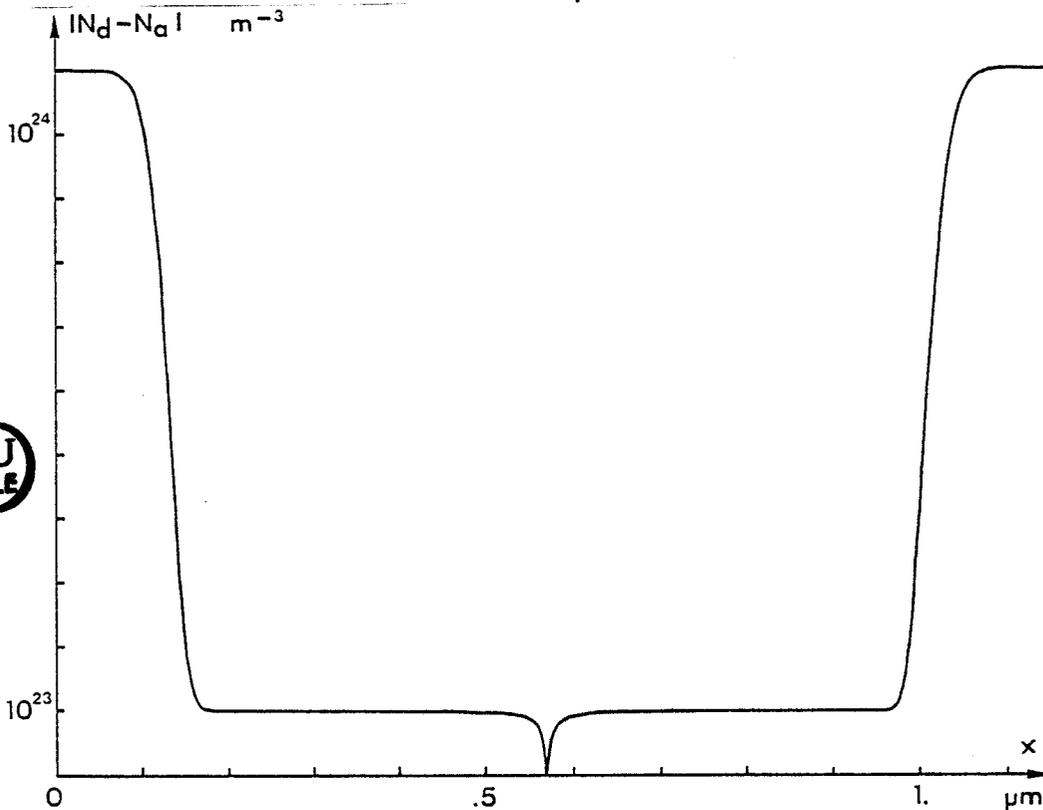


Figure 37.a. : Evolution spatiale du profil de concentration en impuretés.

(Figure 35.d). Cette tension V_0 est voisine et même légèrement supérieure (cf. Figure 13.c), à courant de polarisation égal, à celle obtenue en régime statique. Le profil de champ électrique statique permet en conséquence une caractérisation préliminaire rapide des composants ;

- Enfin, le Silicium possède une résistivité élevée comparative-ment à d'autres matériaux du type III-V comme l'Arséniure de Gallium. Aussi afin d'éviter l'apparition de résistances série parasites consécutives à un déconfinement de la zone active, le facteur de confinement, en régime statique, de chacune des zones N et P devra être supérieur ou égal à 1 (Figure 35.e). Ce point sera cependant nuancé par la suite vu les niveaux de dopage importants des zones N et P.

Nous ajouterons, aux paramètres technologiques précédemment définis, l'angle θ d'ouverture de la jonction P-N (Figure 35.a). Cet angle ne peut être rigoureusement contrôlé lors de la croissance épitaxiale. Nous examinerons au paragraphe 2.5.2.1. son influence sur les performances du composant.

2.1.1. Ordre de grandeur du niveau de dopage dans la zone active

Dans le but de restreindre le domaine d'étude du niveau de dopage optimal dans la zone active, nous nous proposons d'encadrer cette valeur en considérant deux cas limites :

- Considérons dans un premier cas un modèle à zones figées [38]. Dans ce type de modèle est effectué une distinction entre d'une part les propriétés de la zone d'avalanche, dans laquelle on néglige notamment le temps de transit des porteurs, et d'autre part celles des deux zones de transit adjacentes (Figure 36). Les dimensions optimales des deux zones de transit peuvent dans ce cas être calculées à l'aide des expressions :

$$(33) \quad \theta_{\text{transit}} = \omega \tau_d \quad \tau_d = \frac{L_{\text{transit}}}{V_{\text{sat}}}$$

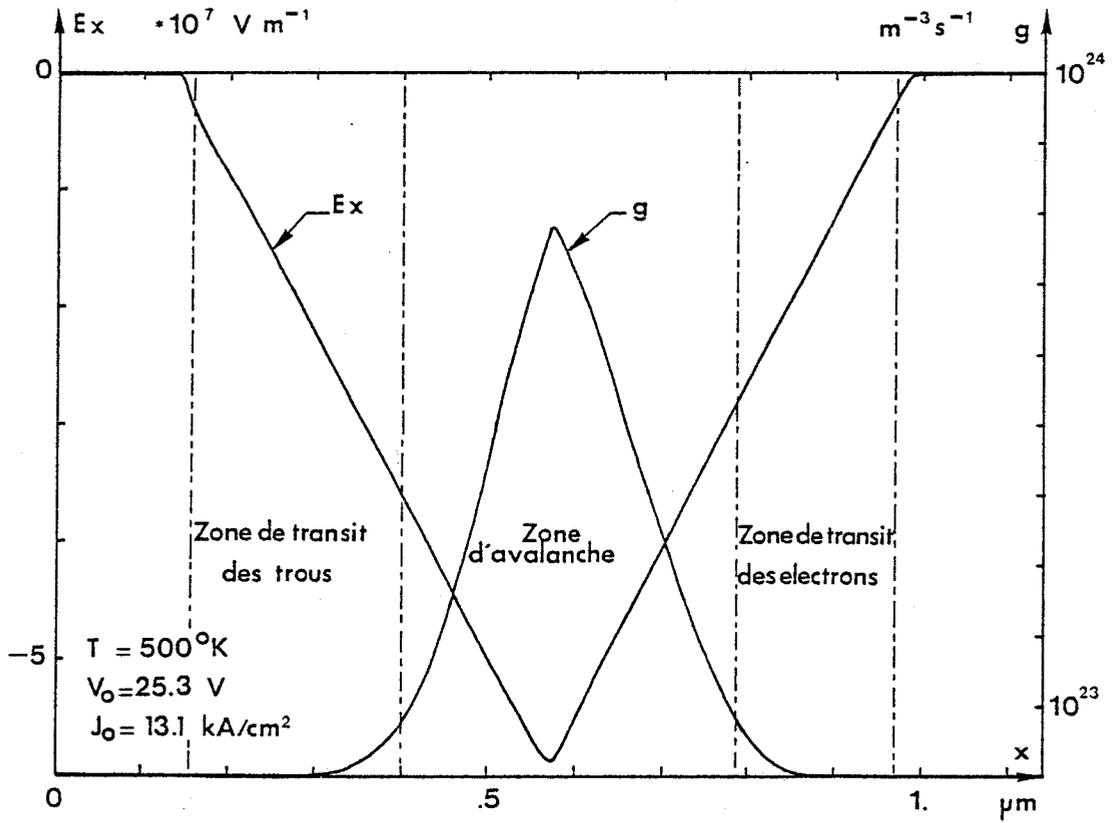


Figure 37.b. : Profil du champ électrique statique E_x et évolution spatiale du taux de génération g .

Figure 37

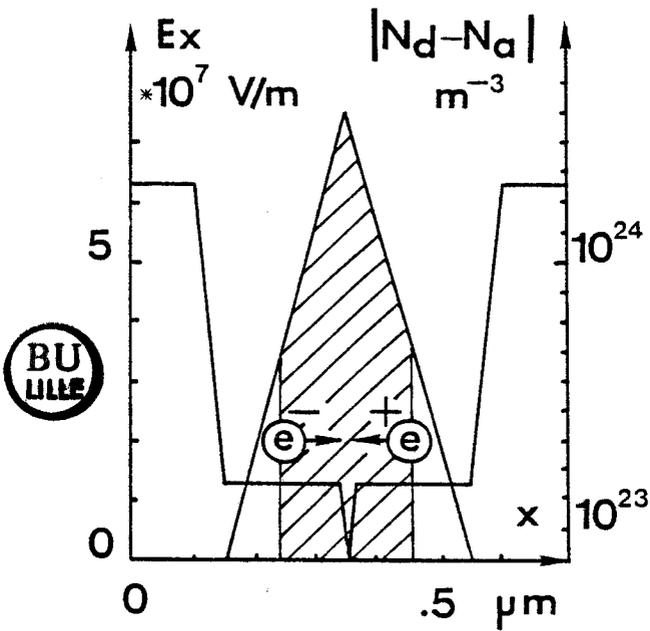


Figure 38

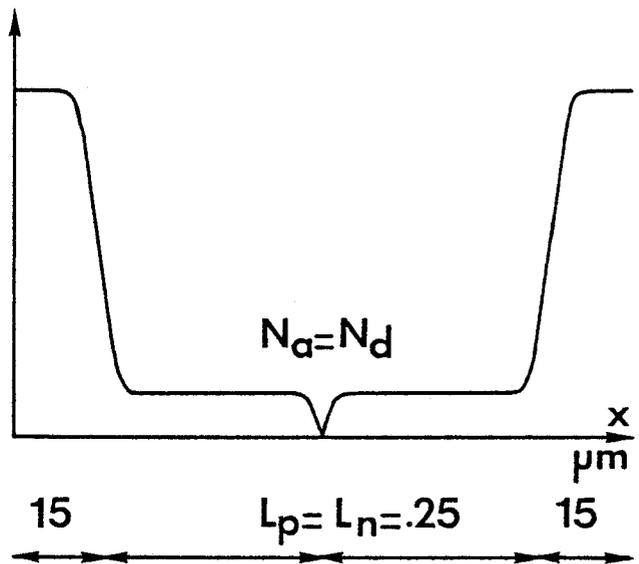


Figure 39

Le calcul donne à 94 GHz, compte tenu des valeurs respectives des vitesses limites des deux types de porteurs à 500°K, une dimension de l'ordre de 0,25 μm pour la zone de transit des électrons et 0,23 μm pour celle des trous. Nous avons, à l'aide du modèle stationnaire, déterminé en régime d'avalanche statique le niveau de dopage de la diode présentant des caractéristiques géométriques proches de celles précédemment définies. Celui-ci est de l'ordre de $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. L'examen des évolutions spatiales des principales grandeurs électriques dans ce composant (Figure 37) montre que l'épaisseur de la zone d'avalanche est tout à fait comparable face à celle des deux zones de transit adjacentes. Le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche ne peut donc être négligé. Ce résultat montre que la diode optimale à 94 GHz ne peut être définie à l'aide de modèles à zones figées. Nous considérons en conséquence dans notre étude le niveau de concentration en impuretés de $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ comme le niveau de dopage minimal admissible.



- Si l'on tient compte du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche, nous pouvons considérer, à l'opposé du cas précédent, une structure définie de façon à ce que la totalité du transit des charges d'espace s'effectue dans cette zone, y compris pour les porteurs générés aux limites de la zone d'avalanche (Figure 38). A ce cas correspond le composant présentant l'épaisseur de zone active la plus faible et donc le niveau de dopage admissible le plus élevé. Des simulations en régime d'avalanche statique montrent alors que le niveau de concentration en impuretés correspondant à ce second cas limite est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Les deux cas limites que nous venons de considérer montrent que le niveau de dopage optimal dans la zone active se situe dans une plage variant de $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ à $2,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

2.2. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

2.2.1. Influence du niveau de dopage dans la zone active

Dans cette première série de simulations, nous avons considéré des diodes présentant un profil de concentration en impuretés symétrique par rapport au plan de la jonction P-N. Conformément aux remarques précédentes, l'épaisseur de la zone active a été fixée dans un premier temps à 0,5 μm (Figure 39).

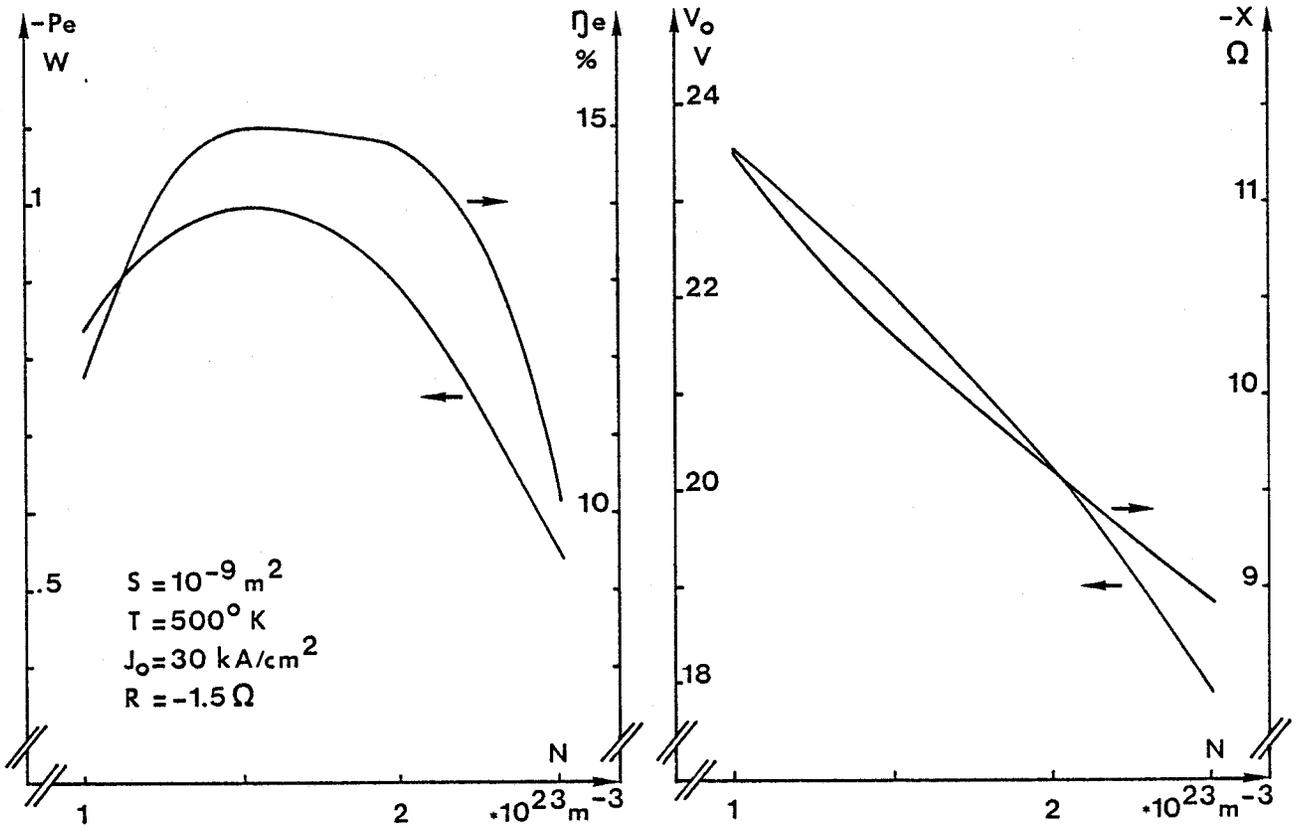


Figure 40.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

Figure 40.b. : Tension continue d'alimentation V_0 et réactance X .

Figure 40 : Influence du niveau de dopage dans la zone active N.

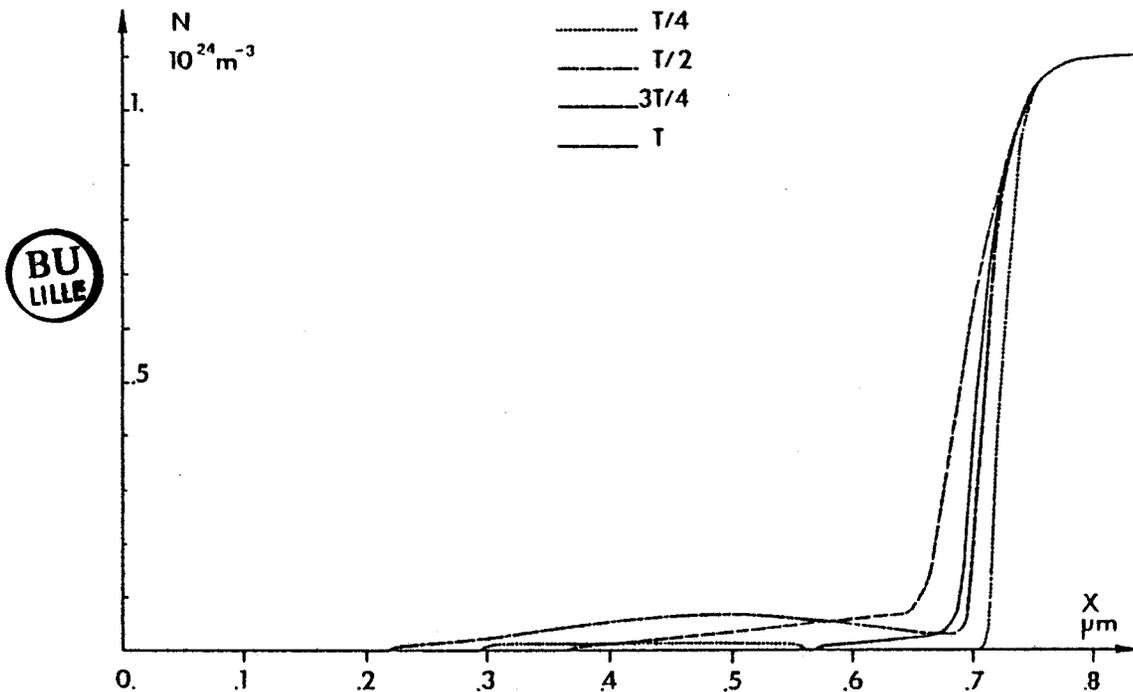


Figure 41.a. : Densité d'électrons n.



Les conditions de fonctionnement imposées sont identiques pour toutes les structures simulées. La température T du matériau semi-conducteur est fixée à 500°K compte tenu des impératifs de fiabilité. La densité de courant de polarisation est alors limitée à 30 kA/cm². Les composants, qui font l'objet de cette étude, sont destinés à la réalisation d'oscillateurs de forte puissance. En conséquence, la puissance qu'ils dissipent en fonctionnement est importante et constitue la limitation fondamentale de leurs performances potentielles. Afin d'assurer une cohérence satisfaisante au niveau de la présentation des résultats, nous avons imposé une section de 10^{-9} m². La résistance thermique R_{th} correspondante est alors typiquement de l'ordre de 35°C/W pour un composant monté sur dissipateur diamant IIA. Dans ces conditions, la température T_j effectivement atteinte au niveau de la zone active du composant, compte tenu de la puissance dissipée en fonctionnement et d'une température ambiante T_a de 20°C, est proche de la température du matériau que nous avons imposée dans la simulation. Nous comparerons enfin les performances des différents composants par rapport à un niveau de résistance négative constant fixé à $-1,5 \Omega$. Cette valeur a été choisie de façon à minimiser les pertes hyperfréquences et donc la contribution du circuit de charge. Les valeurs des différents paramètres que nous venons de définir sont typiques pour des diodes fonctionnant à des fréquences de l'ordre de 100 GHz et vont nous servir de référence tout au long de notre étude d'optimisation à 94 GHz [39].

Les premiers résultats sont présentés figure 40.a.b. Nous constatons qu'avec les hypothèses faites, les performances les plus intéressantes sont obtenues pour un composant présentant un niveau de dopage de $1,5 \cdot 10^{23}$ m⁻³. Nous remarquons d'autre part que pour un niveau de dopage de $2 \cdot 10^{23}$ m⁻³, le rendement émis reste voisin de sa valeur maximale bien que la puissance émise correspondante soit en fait plus faible que celle obtenue avec la diode dopée à $1,5 \cdot 10^{23}$ m⁻³. Ce résultat s'explique dans la mesure où la tension continue d'alimentation V_0 est une fonction décroissante du niveau de concentration en impuretés dans la zone active (Figure 40.b).

Le maintien du niveau de résistance à la valeur que nous nous sommes fixée contribue à la dégradation notable des performances observées pour des niveaux de dopage supérieurs à $2 \cdot 10^{23}$ m⁻³. Cet effet résulte principalement de la diminution progressive de la dimension de la zone désertée dans laquelle est produite la puissance hyperfréquence puisque pour des niveaux supérieurs à $2 \cdot 10^{23}$ m⁻³ le facteur de confinement respectif des zones N et P devient alors inférieur à 1.

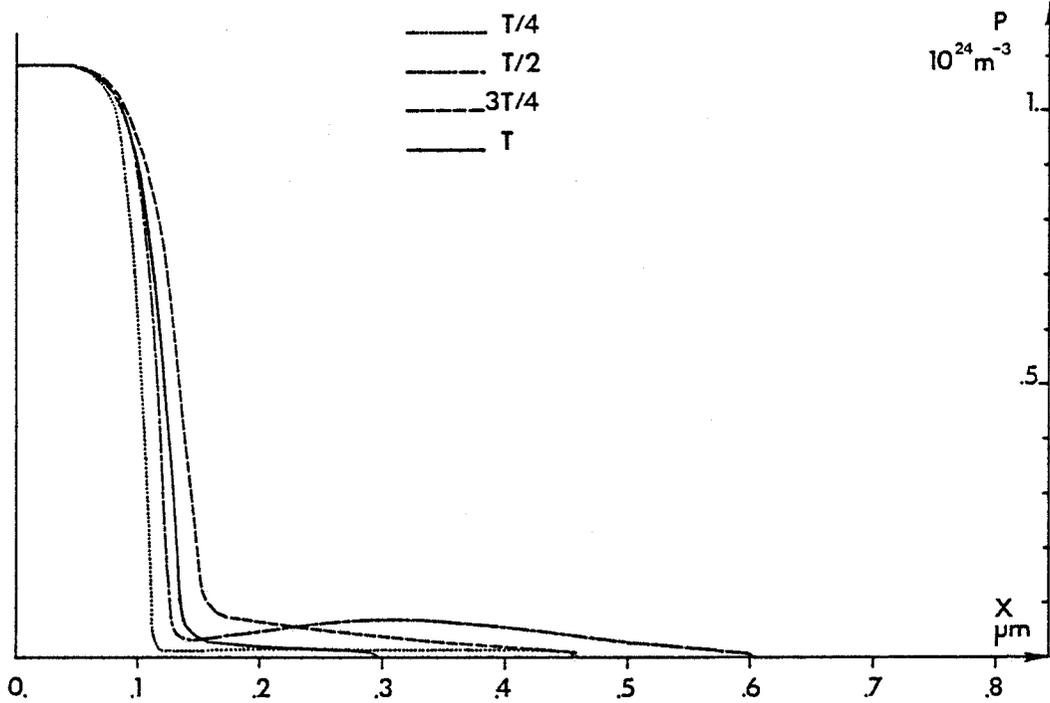


Figure 41.b. : Densité de trous p.

Figure 41 : Evolutions spatiales des densités de porteurs libres à différents instants de la période du signal hyperfréquence.

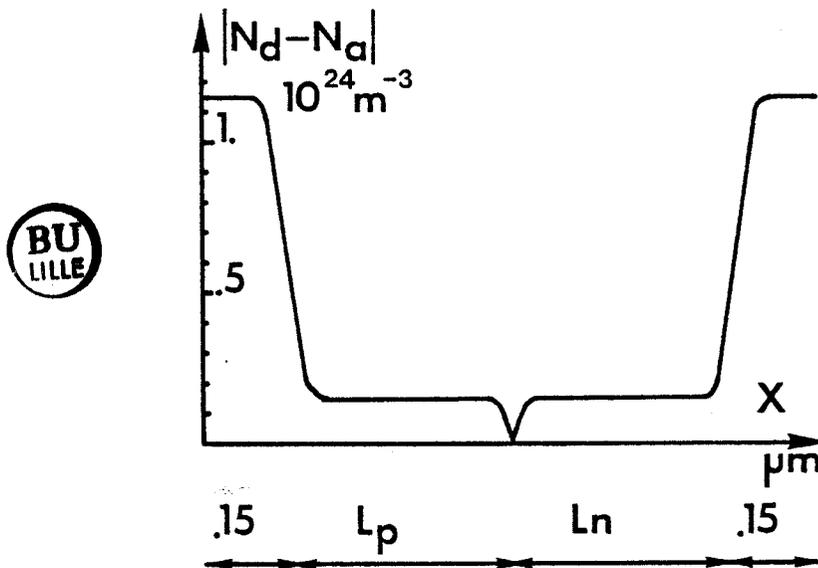


Figure 42

En ce qui concerne les composants présentant un niveau de dopage inférieur à $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ la dégradation des performances résulte à la fois de la valeur élevée de la tension d'alimentation V_0 à laquelle ils fonctionnent et au fait que pour ces composants, possédant une épaisseur de zone active fixée à $0,5 \mu\text{m}$, la proportion relative de la zone d'avalanche, qui ne contribue que faiblement à la génération de la puissance hyperfréquence, tend à augmenter au détriment des deux zones de transit au fur et à mesure que le niveau de dopage diminue dans la zone active.

2.2.2. Influence des épaisseurs des zones N et P

En préalable nous présentons figure 41 les évolutions spatiales des densités de porteurs libres à différents instants de la période du signal hyperfréquence dans une diode fonctionnant à 94 GHz. Nous constatons que les paquets de porteurs se trouvent largement distribués sur l'ensemble de la zone active. Ce résultat montre que les conditions optimales de transit des porteurs ne peuvent être définies à l'aide d'un simple concept d'angle de transit d'un plan de charges [40].

Nous nous proposons maintenant, dans un premier stade, de déterminer les dimensions optimales des zones N et P que doit présenter la diode pour un niveau de dopage de $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ qui semble optimal vu les hypothèses faites. Nous pouvons de plus, compte tenu du fait que ce niveau de dopage détermine sensiblement en régime statique la dimension totale maximale de la zone désertée, faire varier respectivement les épaisseurs L_N et L_P des zones N et P sur une plage suffisante pour permettre l'étude des conditions optimales de transit des deux types de porteurs (Figure 42). Précisons qu'afin de nous assurer que les performances des différents composants simulés pour cette étude ne dépendent effectivement que du paramètre étudié, leurs profils de concentration en impuretés présentent des transitions identiques tant au niveau de la jonction P-N qu'au niveau des interfaces zone active-zones fortement dopées des substrats.

L'ensemble des résultats est présenté figure 43 où nous avons reporté, en fonction des épaisseurs respectives des zones N et P, les valeurs, pour chaque composant simulé, de la puissance et du rendement émis, de la réactance et de la tension continue d'alimentation.

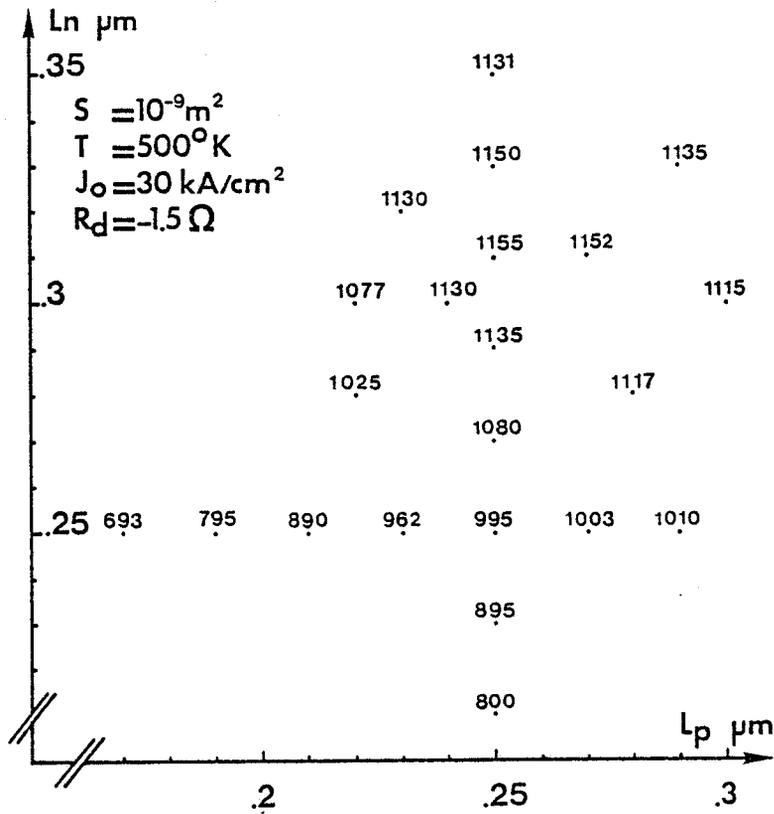


Figure 43.a. : Puissance émise P_e .

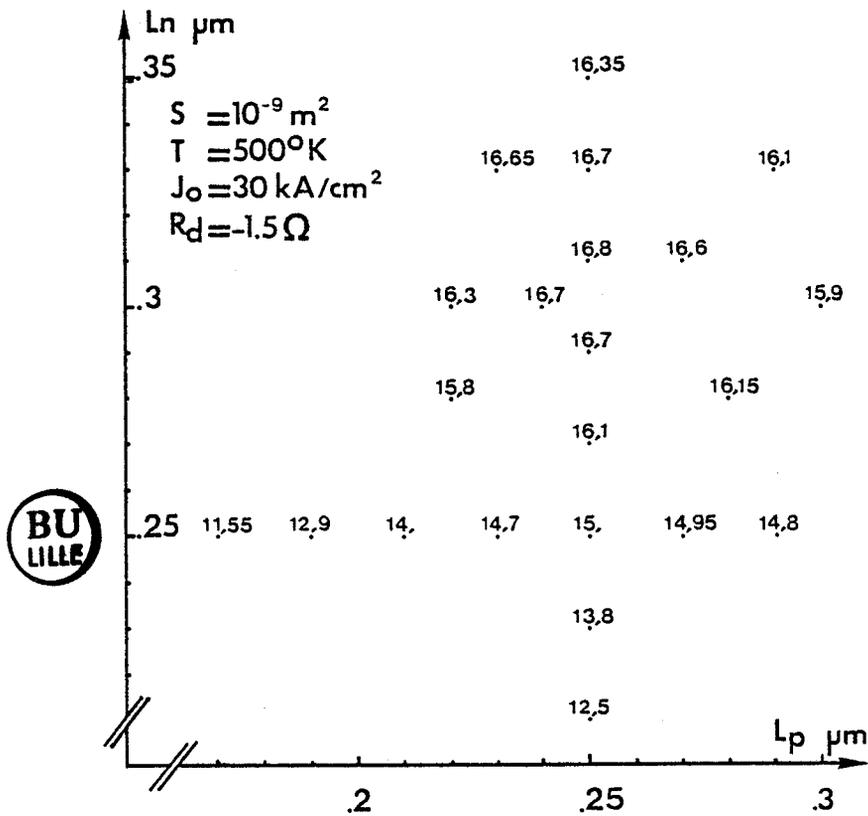


Figure 43.b. : Rendement émis η_e .

Figure 43 : Influence des épaisseurs L_n et L_p des zones N et P.



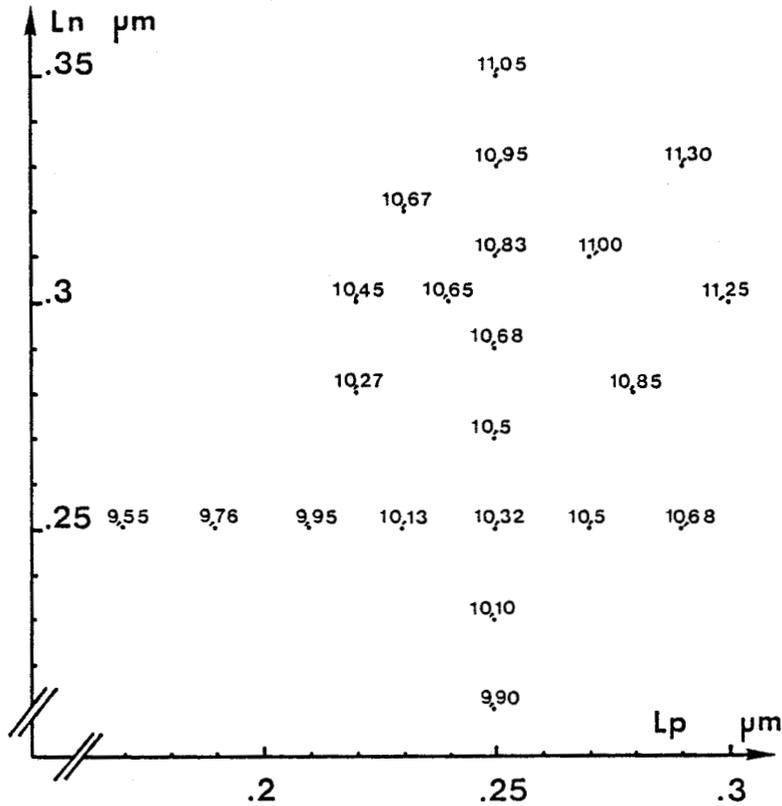


Figure 43.c. : Réactance X.

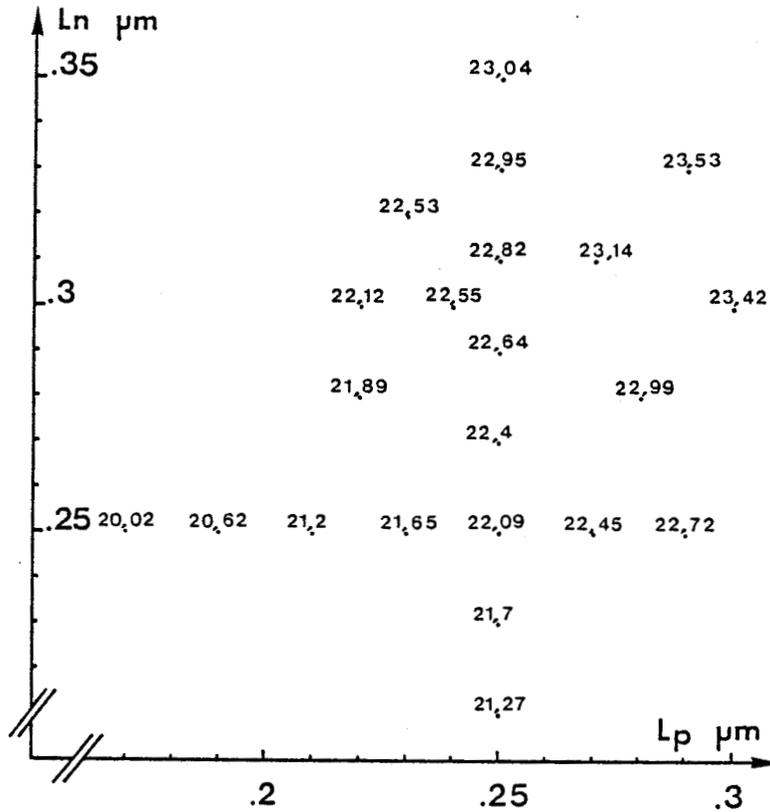


Figure 43.d. : Tension continue d'alimentation V_0 .

Figure 43 : Influence des épaisseurs L_n et L_p des zones N et P.



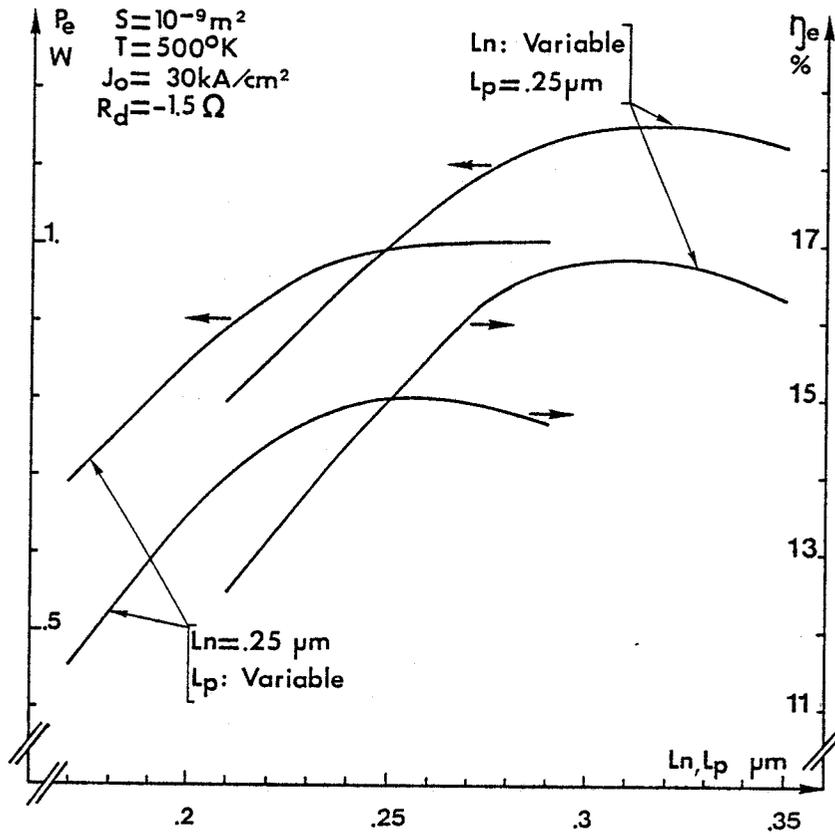


Figure 44.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

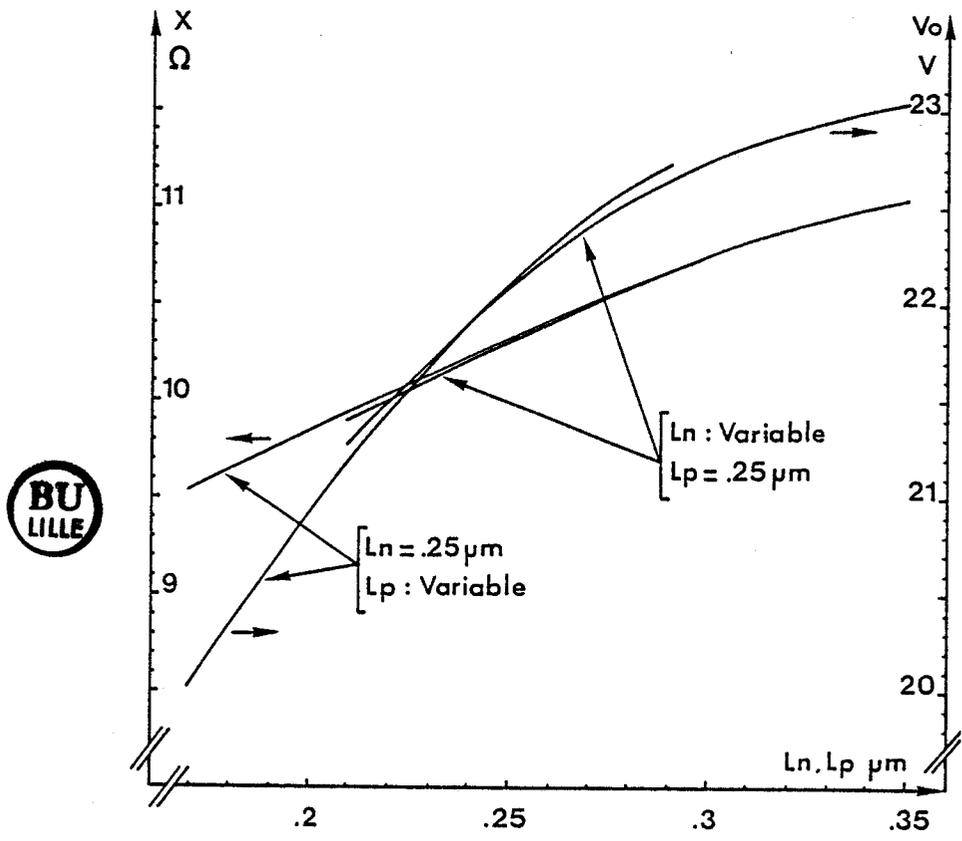


Figure 44.b. : Réactance X et tension continue d'alimentation V_o .

Figure 44 : Influence respective des épaisseurs L_n et L_p des zones N et P.

Les caractéristiques technologiques de la diode délivrant la puissance émise maximale pour une température de fonctionnement fixée à 500°K peuvent être déduites de ces résultats. Nous trouvons :

$$N_a = N_d = 1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

(34)

$$L_p = 0,25 \text{ } \mu\text{m}$$
$$L_n = 0,31 \text{ } \mu\text{m}$$

Nous constatons que la dimension optimale de la zone P est inférieure à celle de la zone N conformément aux valeurs des vitesses limites de chacun des deux types de porteurs.

L'ensemble de ces résultats montre que les dimensions admissibles pour un composant délivrant une puissance émise supérieure à 1 W ne sont pas trop critiques.

Afin d'analyser plus finement les résultats obtenus, nous présentons figure 44 les évolutions des grandeurs précédemment définies dans le cas particulier où respectivement l'épaisseur de l'une des zones N ou P est maintenue constante alors que l'autre est variable. Nous constatons que les performances se dégradent fortement lorsque les dimensions des zones N et P sont inférieures aux dimensions optimales. En effet, dans ce cas les charges d'espace ne sont pas collectées dans les meilleures conditions. De plus la réactance de la diode diminue avec l'épaisseur de la zone active et contribue en conséquence à diminuer le niveau de résistance.

A l'opposé, des dimensions de zone N ou P supérieures aux dimensions optimales ne semblent pas trop critiques. En effet, la puissance émise reste sensiblement constante tant que le facteur de confinement ne devient pas inférieur à 0,9. Ceci s'explique par le fait que la résistance série des zones non déplétées en cours de fonctionnement est faible vu les niveaux de concentration en impuretés des zones N et P (cf. figure 35.e). Par contre, le rendement émis diminue puisque si la puissance émise reste sensiblement constante, la tension continue d'alimentation s'élève lorsque les dimensions de la zone active augmentent.

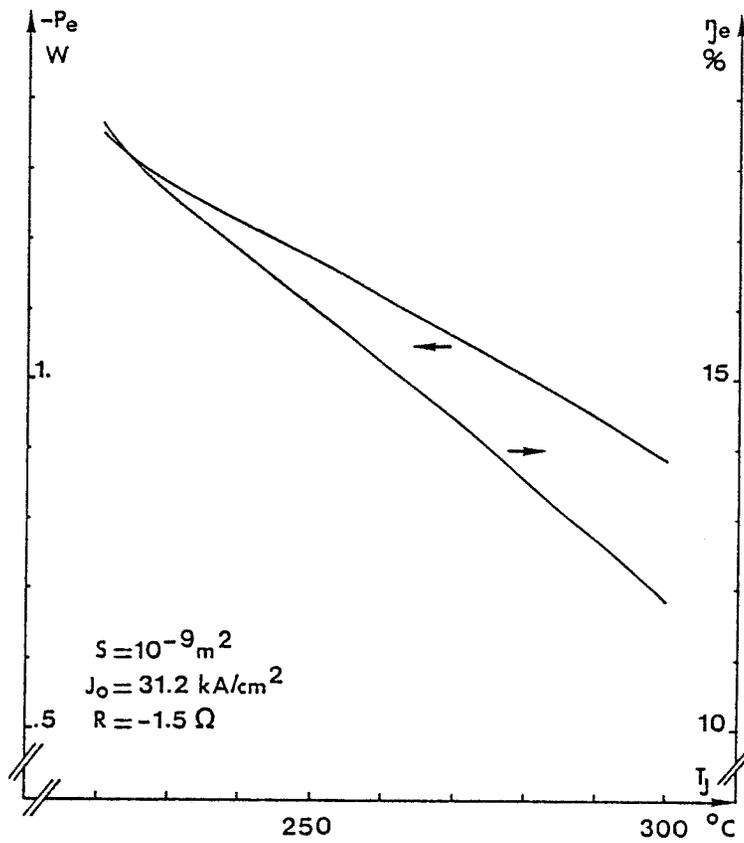


Figure 45.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

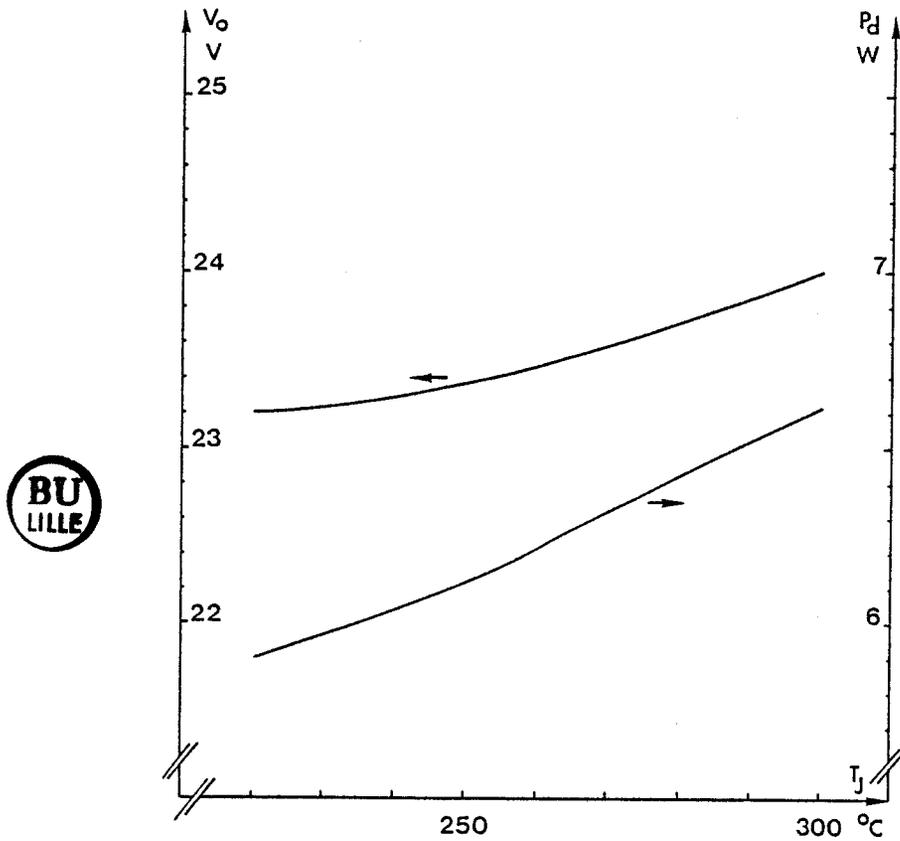


Figure 45.b. : Tension continue d'alimentation V_0 et puissance dissipée P_d .

Figure 45 : Influence de la température de jonction T_j .

2.2.3. Première définition du composant

L'étude développée dans le paragraphe 2.1. nous donne un premier aperçu des caractéristiques technologiques de la diode Silicium à profil plat optimale à 94 GHz. Les paramètres ainsi définis caractérisent le compromis existant entre le niveau de dopage dans la zone active et les dimensions respectives des zones N et P permettant d'assurer des conditions optimales de transit des charges d'espace (cf. (34)). Cette première structure va maintenant nous servir de base pour la suite de notre étude d'optimisation.

2.3. INFLUENCE DES PARAMETRES DE FONCTIONNEMENT

2.3.1. Influence de la température de la zone active

Rappelons tout d'abord que ce paramètre limite fondamentalement les performances des oscillateurs de forte puissance dans le domaine des hyperfréquences. En effet, aucun d'entre-eux ne possédant malheureusement un rendement très élevé, l'obtention de fortes puissances se trouve limitée par l'élévation de température de la zone active influant directement sur la fiabilité du composant.

Le fonctionnement lui-même de la diode A.T.T. est de plus directement tributaire de la température de sa zone active. En effet, les taux d'ionisation et les vitesses des deux types de porteurs dans le matériau sont fortement dépendantes de ce paramètre. Ces grandeurs caractéristiques du transport des porteurs dans le matériau sont chacune d'elles des fonctions décroissantes de la température (cf. figure 1 à 4. Annexe 1). En conséquence, toute élévation de température entraîne une augmentation de la tension continue d'alimentation et de l'angle de transit des porteurs dans la zone active. Ces deux effets cumulatifs contribuent à diminuer la fréquence optimale de transit et par voie de conséquence le niveau de résistance négative et donc les performances (figure 45.a.b).

Nous devons en conséquence, au cours de notre étude d'optimisation, mettre en évidence, parmi les nombreux paramètres influant sur les performances du composant, celui ou ceux les plus susceptibles d'améliorer son rendement de façon à augmenter le niveau de puissance émis par

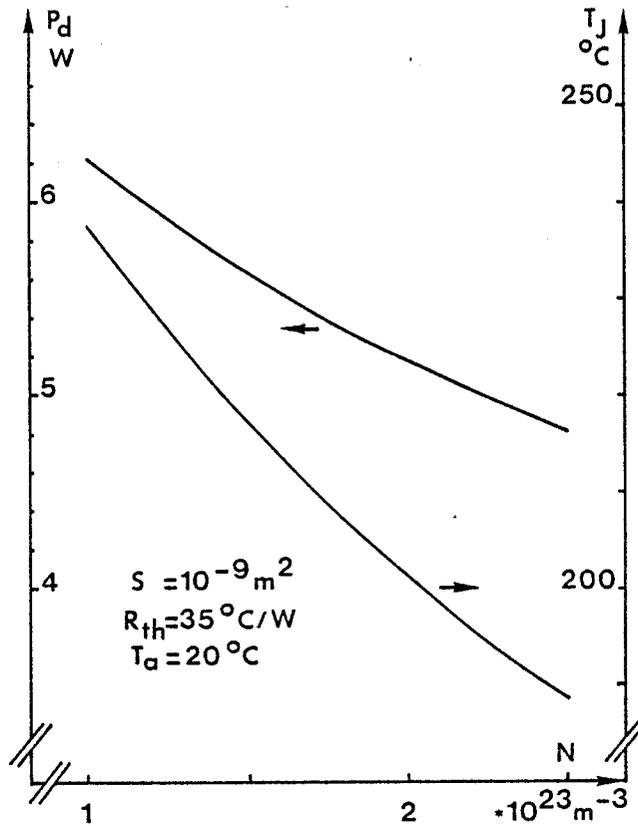


Figure 46 : Puissance dissipée P_d et température de jonction T_j en fonction du niveau de dopage dans la zone active N (d'après les résultats de la figure 40).

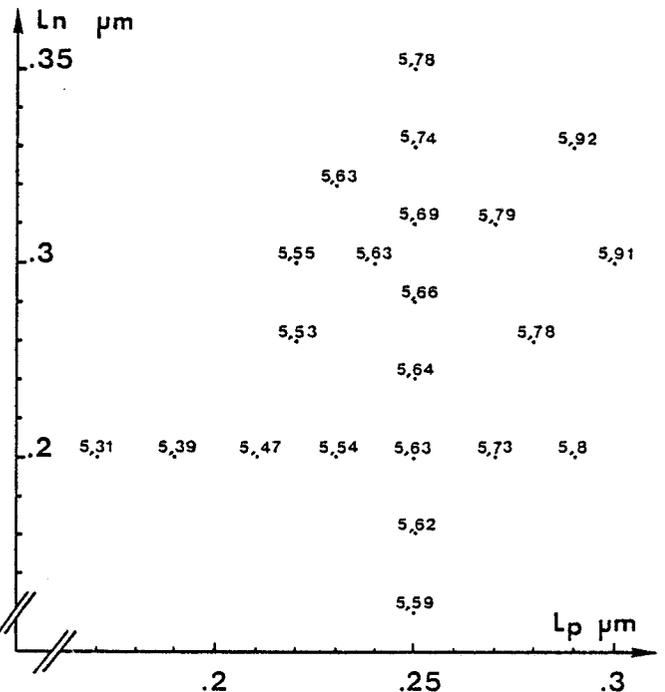
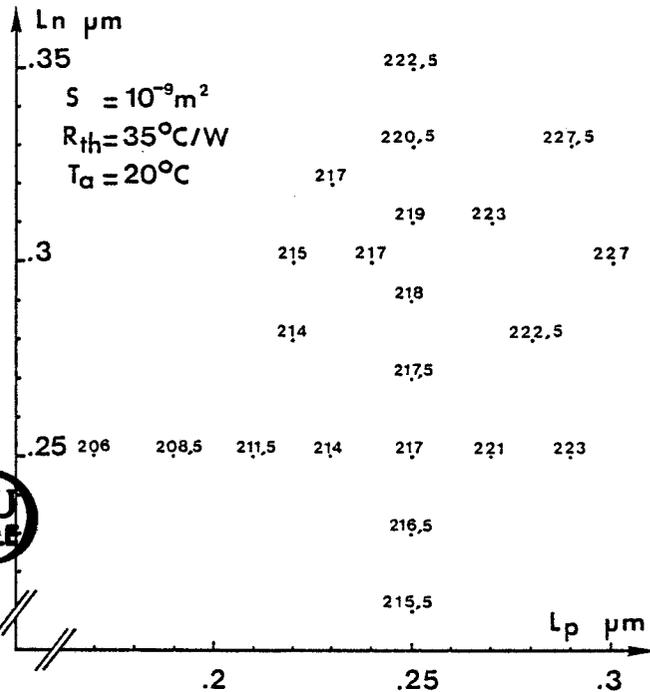


Figure 47.a. : Puissance dissipée P_d .

Figure 47.b. : Température de jonction T_j .

Figure 47 : Influence des épaisseurs L_n et L_p des zones N et P (d'après les résultats présentés figure 43).



la diode sans pour autant augmenter sa température qui restera de toute façon fixée à sa valeur maximale admissible.

Afin d'analyser plus finement l'influence de la température, nous reprenons successivement les résultats du paragraphe 2.1. qui nous ont permis d'effectuer une première définition du composant. Rappelons que les conditions de fonctionnement imposées dans cette première série de simulations ont été choisies de manière à assurer un écart minimal entre la température T du matériau et la température réelle T_j de la zone active calculée en tenant compte de la puissance dissipée en fonctionnement. Ces deux valeurs devraient en toute rigueur être égales.

Nous présentons tout d'abord figure 46 les évolutions de la puissance dissipée et de la température T_j en fonction du niveau de dopage dans la zone active. Ces résultats sont issus de ceux présentés figure 40. Nous constatons que l'écart maximal, pour un niveau de dopage fixé, entre les valeurs de T et T_j est de l'ordre de 15 % pour une température T du matériau fixée à 500°K dans la simulation. Ces résultats montrent que pour un niveau de dopage supérieur à $1,25 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, les composants fonctionnent, compte tenu des paramètres imposés (S , J_0 , R_{th} , R) à une température inférieure à celle imposée dans la simulation. Leurs performances potentielles sont en conséquence sous-estimées. En effet, disposant dans leur cas d'une "marge" plus ou moins grande par rapport à la température maximale admise, il est possible d'améliorer leurs performances en augmentant leur section ou surtout la densité de courant de polarisation. Remarquons par contre que les composants présentant un niveau de dopage inférieur à $1,25 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ fonctionnent en fait à une température supérieure à celle considérée. Leurs performances sont donc surestimées.

Nous avons dans un second temps repris les résultats présentés figure 43. Nous avons reporté figure 47.a.b. les valeurs, pour chaque structure, de la température T_j et de la puissance dissipée en fonctionnement. Nous avons ensuite tracé leurs évolutions dans le cas où l'épaisseur de l'une des zones N ou P est maintenue constante, l'autre étant variable (Figure 48). Le point le plus important à noter est que les composants dont l'épaisseur de zone active est inférieure à celle du composant présentant des dimensions optimales fonctionnent en fait à des températures inférieures à 500°K. Leurs performances potentielles sont en conséquence plus importantes.

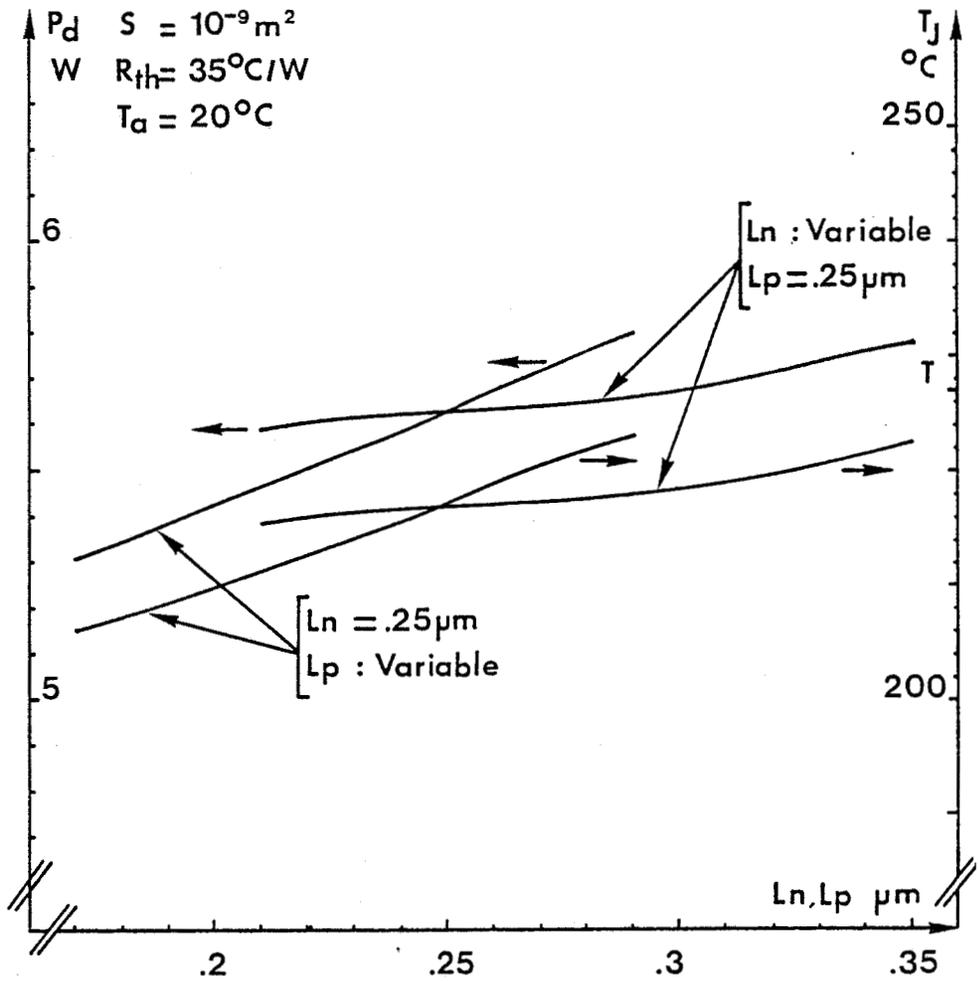


Figure 48 : Puissance dissipée P_d et température de jonction T_j , en fonction des épaisseurs respectives L_n et L_p des zones N et P (d'après les résultats présentés figure n°44).

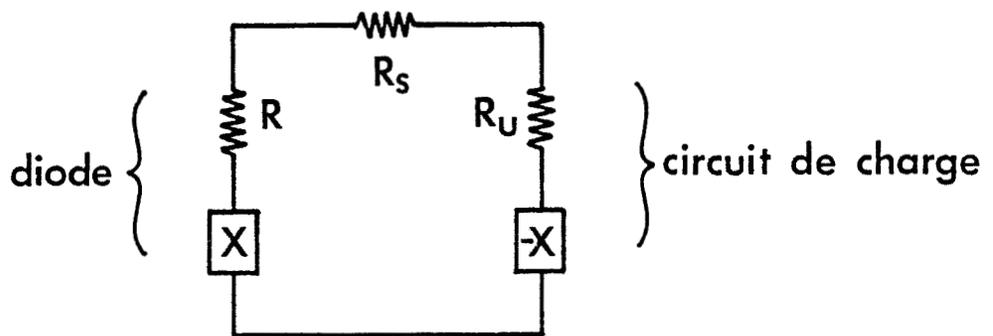


Figure 50

La prise en compte de la température de fonctionnement montre que les caractéristiques technologiques du composant optimal, à savoir principalement le niveau de dopage et les épaisseurs optimales respectives des zones N et P, sont dépendantes à la fois des propriétés hyperfréquences intrinsèques de la structure et des contraintes thermiques.

2.3.2. Influence de la tension hyperfréquence

La puissance émise au niveau de la zone active de la diode ainsi que son niveau de résistance dépendent de l'amplitude de la tension hyperfréquence développée à ses bornes (figure 49). Ces résultats montrent l'existence d'un niveau de résistance optimal pour lequel la puissance délivrée et le rendement sont maxima. Il est de plus intéressant de noter que pour ce niveau optimal la température de fonctionnement présente une valeur minimale. Cependant le transfert optimal de la puissance émise au niveau de la partie semi-conductrice du composant au circuit de charge est dépendant des pertes dans le circuit que nous symboliserons pour simplifier par une résistance série (figure 50). En effet, le niveau de résistance de charge utile :

$$(35) \quad R_U = |R| - R_S$$

doit rester supérieur au niveau de résistance minimal adaptable à l'aide du circuit de charge considéré. On voit donc apparaître l'existence d'un taux de modulation optimal, auquel correspondra par voie de conséquence un niveau de résistance de charge utile optimal, dépendant de la valeur de la résistance série de pertes. Le calcul et l'influence de cette résistance de pertes seront développés au paragraphe 2.4.1.

2.3.3. Influence de la densité de courant de polarisation

La figure 51 illustre les évolutions des performances et du niveau d'impédance présenté par le composant en fonction de la densité de courant de polarisation. Ces résultats typiques pour une diode A.T.T. montrent

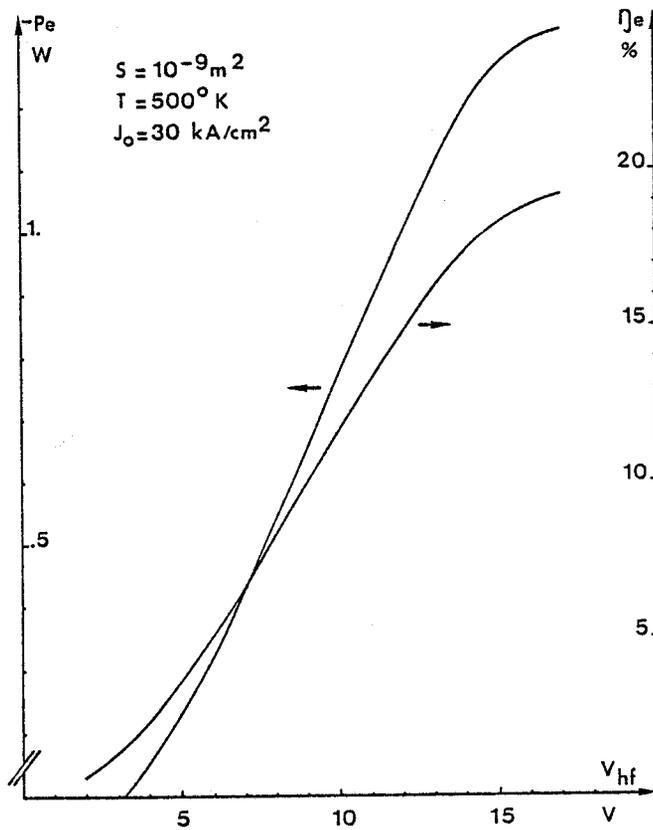


Figure 49.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

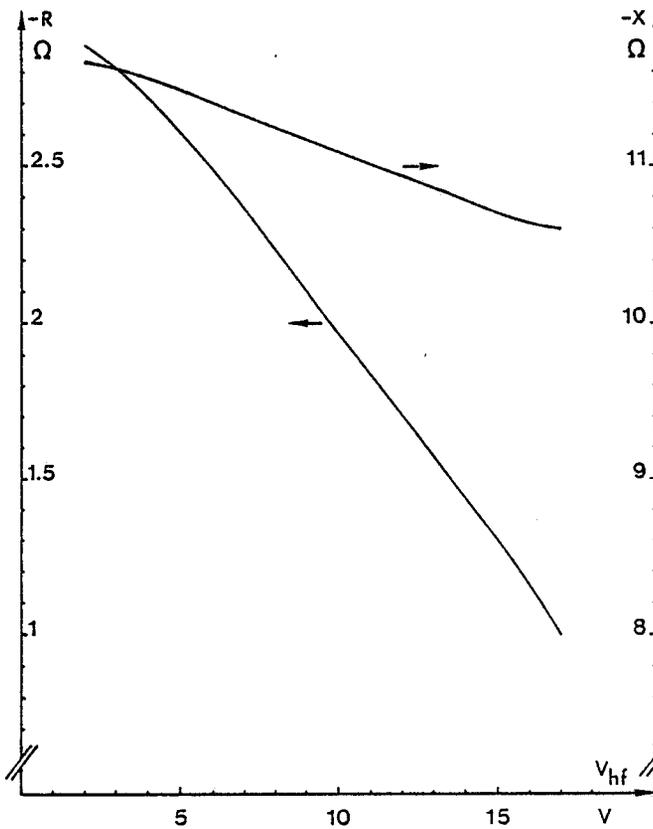


Figure 49.b. : Niveau de résistance R et réactance X .

Figure 49 : Influence de l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} .



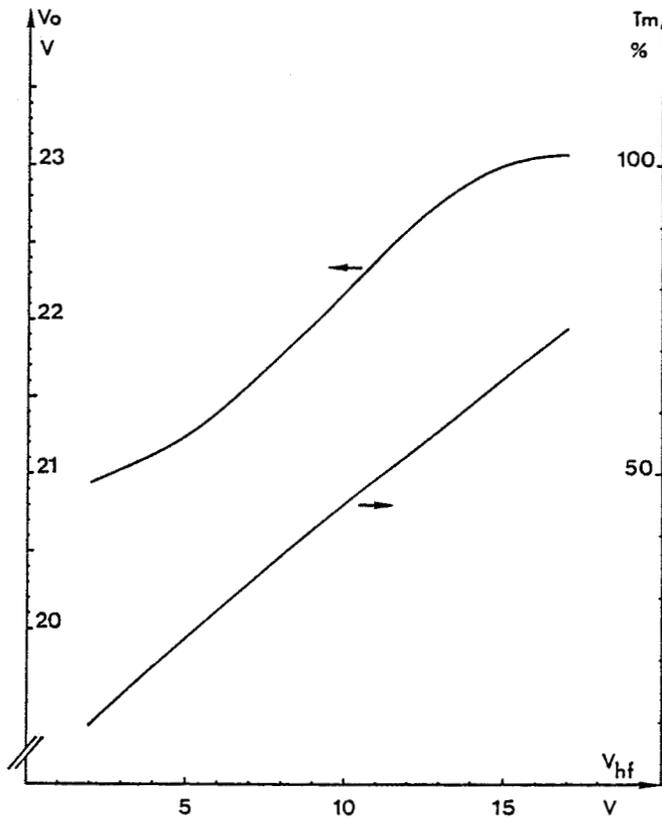


Figure 49.c. : Tension continue d'alimentation V_0 et taux de modulation T_m .

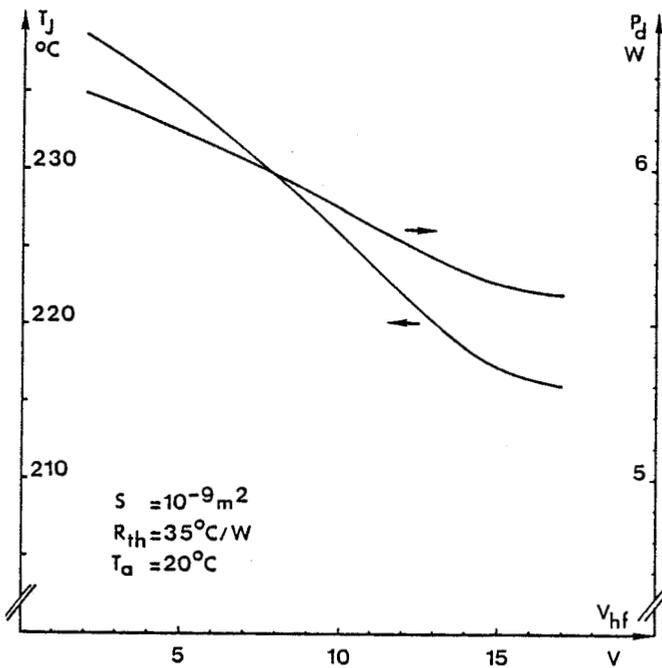


Figure 49.d. : Température de jonction T_j et puissance dissipée P_d .
Figure 49 : Influence de l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} .

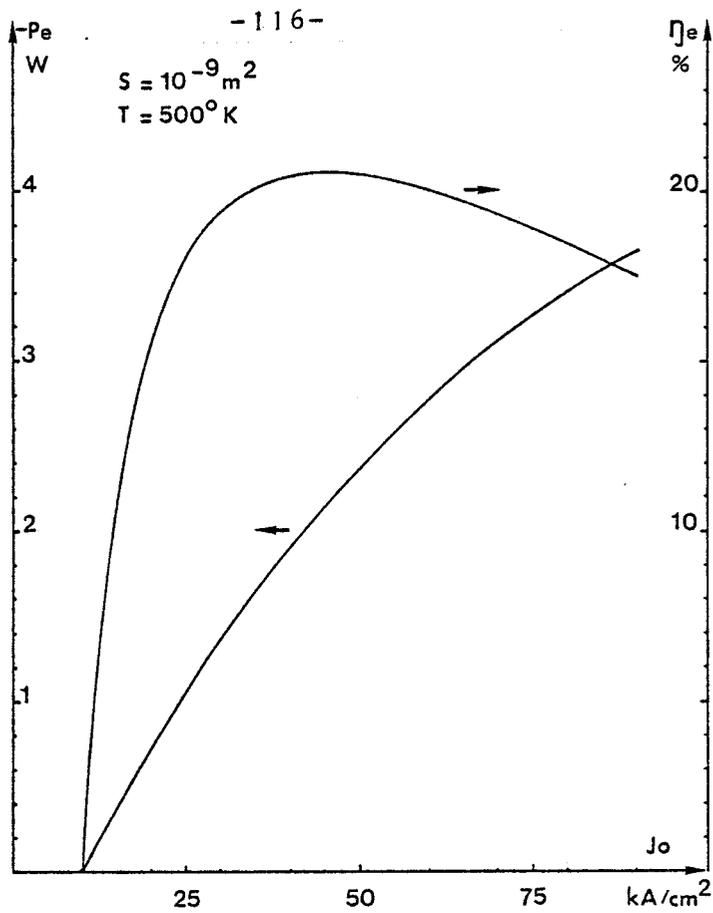


Figure 51.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

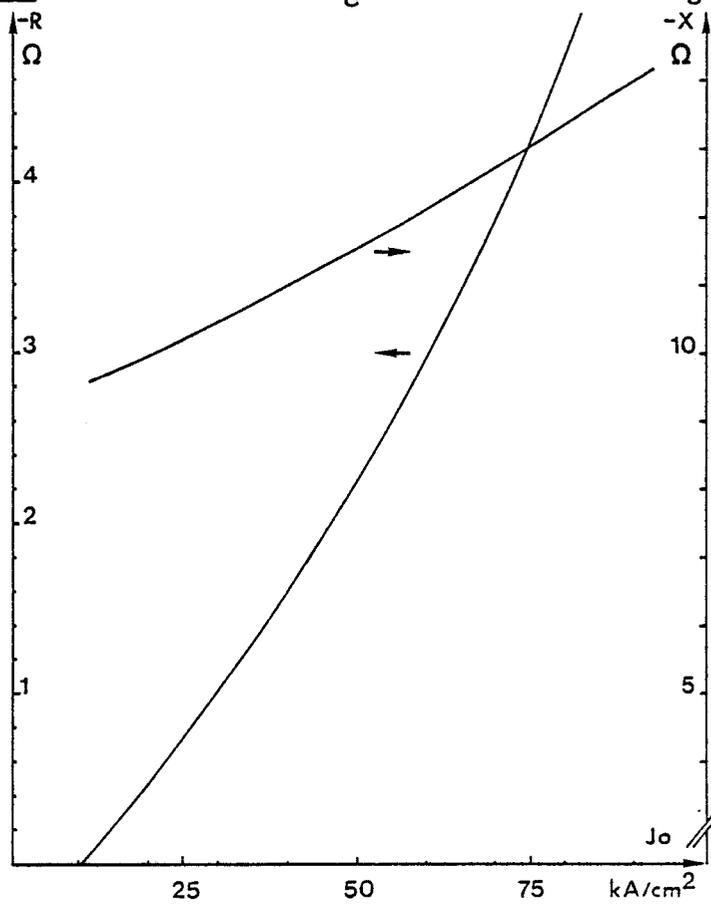


Figure 51.b. : Niveau de résistance R et réactance X .



Figure 51 : Influence de la densité de courant de polarisation J_0 .

clairement l'intérêt potentiel d'un fonctionnement à densité de courant de polarisation la plus élevée possible. En effet, nous constatons que la puissance, le rendement émis et le niveau d'impédance sont des fonctions rapidement croissantes de ce paramètre. L'évolution du rendement émis présente cependant un maximum pour une densité de courant J_0 de l'ordre de 45 kA/cm^2 . En effet, au delà de cette valeur les effets de réaction de charge d'espace ne sont plus négligeables. La puissance émise continue par contre de croître. Son évolution passe elle aussi par un maximum mais pour une valeur de densité J_0 nettement plus importante qu'il n'est de toute façon pas possible d'atteindre expérimentalement dans cette gamme de fréquence avant la destruction thermique du composant (200 kA/cm^2).

Il est maintenant important de souligner que les résultats présentés figure 51 ont été obtenus en considérant que la température de la zone active pouvait être maintenue constante à 227°C . Pour donner un aperçu un peu plus réaliste de l'influence de la densité de courant de polarisation sur les performances potentielles du composant nous distinguons le cas du régime de fonctionnement impulsionnel du cas du régime d'oscillations continu.

En régime impulsionnel, l'inertie thermique de la diode permet de s'affranchir partiellement des contraintes thermiques liées à l'évacuation de la puissance dissipée en fonctionnement. La densité de courant de polarisation peut en conséquence être augmentée d'un facteur 2 à 3 sans pour autant approcher des limites thermiques du composant (typiquement 70 à 80 kA/cm^2 à 94 GHz). D'autre part, le niveau de résistance négative de la diode est dans ce cas suffisamment important pour que l'on puisse augmenter la section du composant et donc, dans la même proportion, la puissance émise. Enfin, on notera que pour ces valeurs de densité J_0 , la diode conserve un rendement élevé. Nous reviendrons plus loin dans ce chapitre sur les problèmes spécifiques du régime impulsionnel. Ces résultats nous montrent cependant, que la diode A.T.T. est un composant particulièrement adapté à la génération de très fortes puissances en régime impulsionnel.

En régime d'oscillations continu, l'évacuation de la puissance dissipée limite fondamentalement les performances. Pour illustrer ce problème nous avons tracé figure 51.c. l'évolution de la puissance dissipée et de la température de zone active correspondante. Nous constatons que pour ne pas dépasser la température de 227°C que nous nous sommes fixée, la densité de courant J_0 ne peut être augmentée, compte tenu des paramètres technolo-

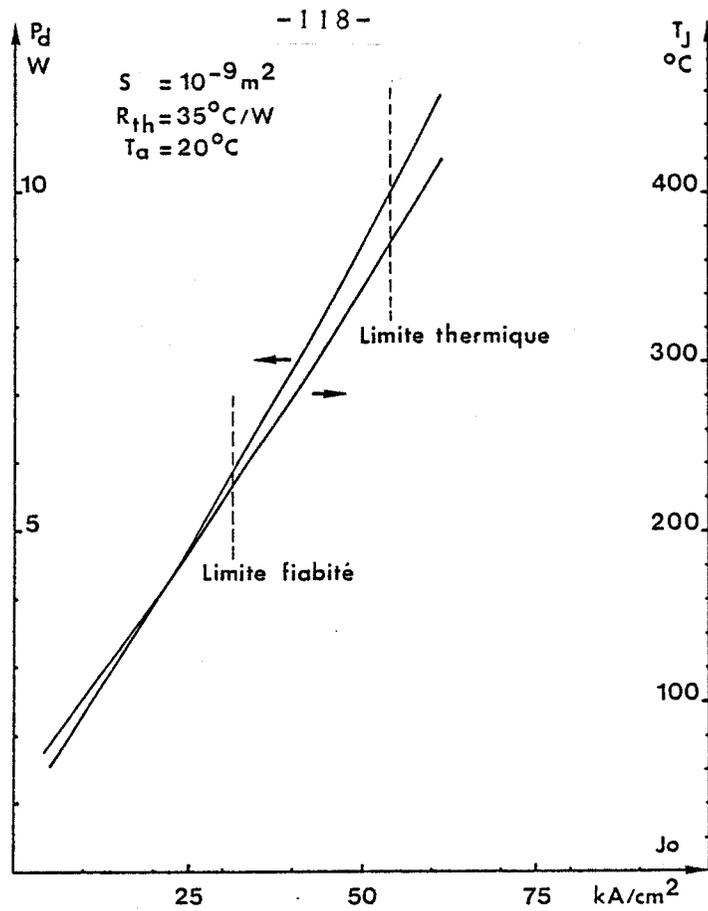


Figure 51.c. : Puissance dissipée P_d et température de jonction T_j .

Figure 51 : Influence de la densité de courant de polarisation J_o .

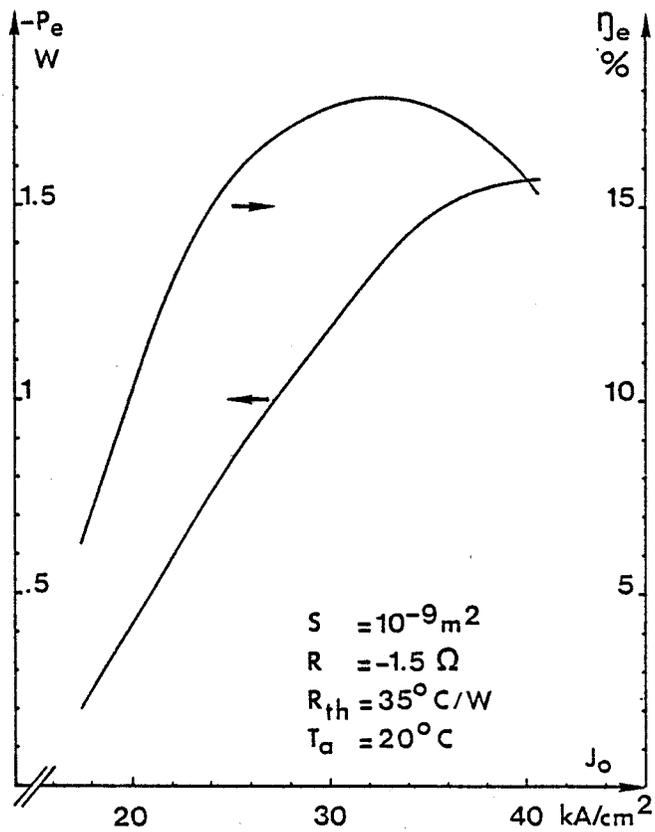


Figure 52.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

giques imposés, au delà de 32 kA/cm^2 . Pour des densités de courant de polarisation plus importantes nous voyons que la température T_j s'élève fortement et atteint rapidement des valeurs incompatibles avec une bonne fiabilité.

Pour donner une idée plus précise de l'influence de la densité de courant de polarisation sur les performances potentielles du composant en régime d'oscillations continues, nous avons effectué des simulations dans lesquelles nous avons tenu compte de l'élévation de température de la zone active consécutive à l'augmentation du courant de polarisation (figure 52.a.b.c). Ces simulations constituent une approche très réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement en régime d'oscillations continu. Nous constatons que la puissance émise est une fonction croissante du courant de polarisation et que celle-ci continue de croître même lorsque la température de fonctionnement devient supérieure à 227°C qui est la température pour laquelle, rappelons le, le composant présente des dimensions de zone active sensiblement optimales (cf. (34)). Nous remarquons cependant que la puissance émise par la diode présente une valeur maximale pour une densité de courant de l'ordre de 40 kA/cm^2 et donc bien inférieure à celle pour laquelle la puissance émise présentait son maximum dans la simulation précédente où nous avons par contre admis que la température de fonctionnement était maintenue à 500°K (cf. figure 51.a). Ce résultat montre l'importance de l'influence de la température sur les performances hyperfréquences de la diode. Nous constatons d'autre part que l'évolution du rendement émis du composant passe par son maximum pour une valeur de courant pour laquelle la température de la zone active est de l'ordre de 227°C , température correspondant à celle pour laquelle ses dimensions sont sensiblement optimales.

2.3.4. Influence de la section

Le choix de la section du composant est très important. En effet, la section influe très directement sur toutes les grandeurs électriques et en particulier sur les deux paramètres les plus déterminants au niveau du fonctionnement d'un oscillateur A.T.T. forte puissance à savoir la température de la zone active et le niveau de résistance négative.

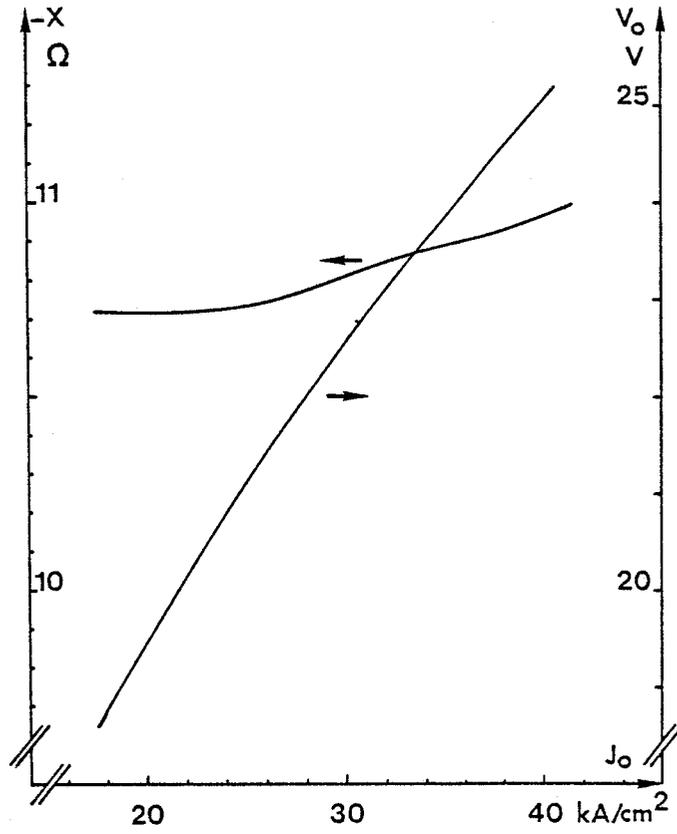


Figure 52.b. : Réactance X et tension continue d'alimentation V_0 .

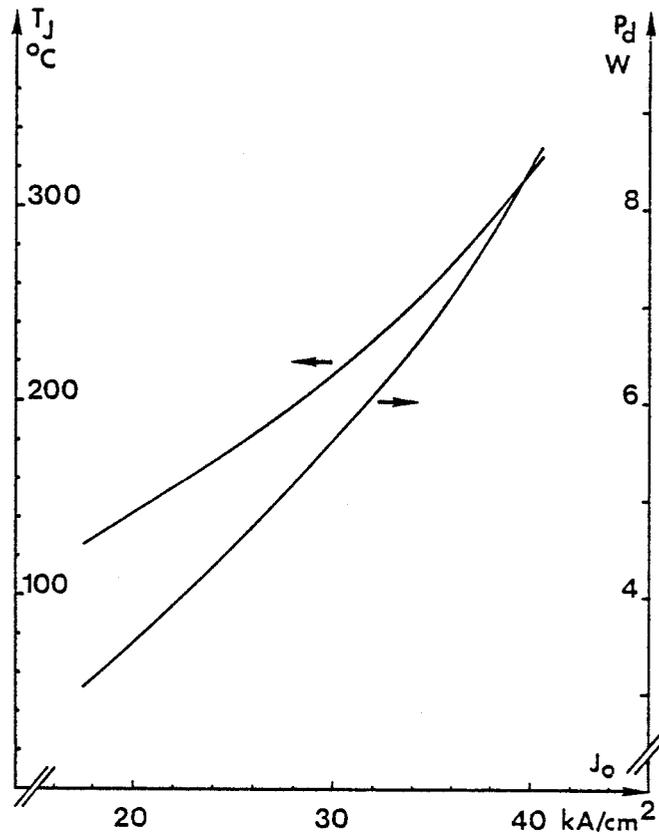


Figure 52.c. : Température de jonction T_j et puissance dissipée P_d .

Figure 52 : Influence de la densité de courant de polarisation J_0 en régime d'oscillations continues.



La température de fonctionnement d'un composant est liée à la valeur de sa résistance thermique par la relation :

$$(36) \quad T_J = T_a + V_o J_o S (1 - \eta) R_{th}$$

Pour un composant de structure Méso en régime d'oscillations continues la résistance thermique évolue de façon typique, en fonction de la section, selon une loi en $1/\sqrt{S}$. Nous pourrions en conséquence considérer que pour une densité de courant de polarisation donnée, la température de zone active T_j évoluera, en première approximation, en \sqrt{S} . Nous avons cependant montré que toute élévation de température entraînait une augmentation de la tension de fonctionnement. Cet effet est caractérisé, pour un courant de polarisation fixé, par la relation suivante :

$$(37) \quad V(T) = V_{o300^\circ K} (1 + \beta(T - 300)) \quad \text{pour } I_o \text{ fixé}$$

où β est le coefficient thermique dont la valeur théorique est de l'ordre de 20 mV/°C en fonctionnement pour les composants objet de notre étude.

Nous avons de plus montré que le rendement émis était une fonction décroissante de la température de fonctionnement et ceci particulièrement dans le cas où il est nécessaire de maintenir le niveau de résistance négative présenté par le composant à une valeur constante (cf. figure 45). La prise en compte de ces effets de température montre finalement que la température de la zone active évolue en fonction de la section selon une loi de variation plus rapide que la loi en \sqrt{S} communément admise.

Le niveau de résistance négative de la diode évolue en fonction de la section, pour des valeurs de température et de densité de courant de polarisation fixées, selon une loi de variation en $1/S$:

$$(38) \quad R = \frac{V_1 \cos \psi_1}{J_1 S}$$

S	T	P _e	η _e	R	X	P _d	V _o	I _o	P _o	R _{th}	R _s
sens de variation	↗	↗	↘	↘	↘	↗	↗	↗	↗	↘	↘
Lois de variation	> √S	S <		> 1/S	1/S <	> S	V _o (T)	S	> S	≈ 1/√S Mesa	> 1/S

Tableau 2

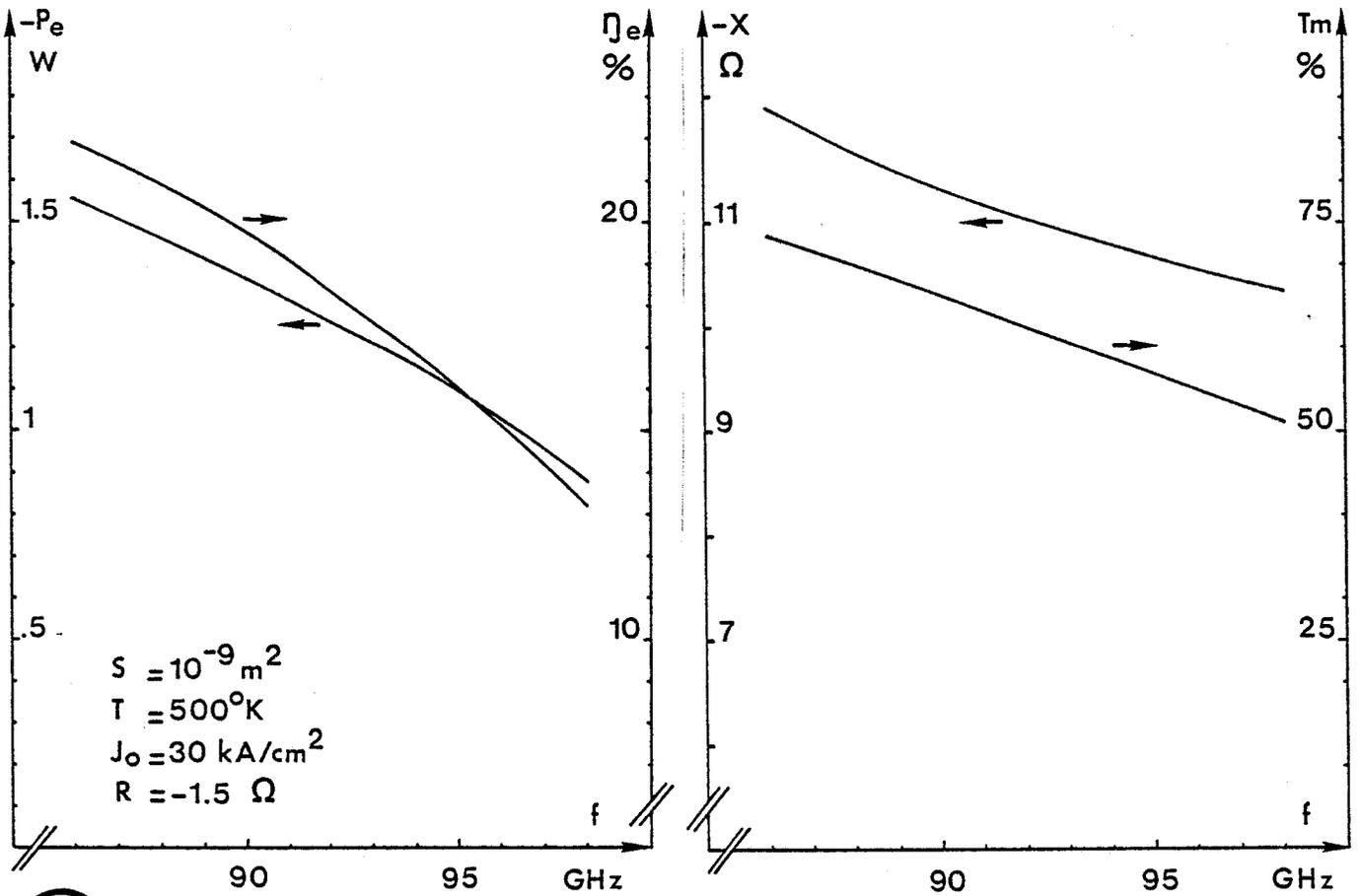


Figure 53.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e . Figure 53.b. : Réactance X et taux de modulation T_m .

Figure 53 : Influence de la fréquence de fonctionnement f .

En fait, pour une densité de courant de polarisation fixée, toute augmentation de la section de la diode entraîne une élévation de sa température. Cet effet a pour conséquence d'augmenter le temps de transit des charges d'espace dans la zone désertée ce qui contribue à diminuer l'angle Ψ_1 entre les composantes de tension V_1 et de courant J_1 à la fréquence de fonctionnement. Ce résultat montre que la loi de variation du niveau de résistance négative en fonction de la section est plus rapide, pour la diode à avalanche, que la loi en $1/S$.

Nous donnons dans le tableau 2 les sens ainsi que les lois de variations, en fonction de la section, des principales grandeurs électriques. Nous voyons qu'en augmentant la section du composant, si on augmente le niveau de puissance émis par la diode on diminue par contre son rendement et surtout on augmente la température de fonctionnement. Ce dernier effet est particulièrement néfaste pour un oscillateur de forte puissance.

2.3.5. Influence de la fréquence de fonctionnement

Nous présentons figure 53.a l'évolution des performances de la diode dans une plage de fréquence variant de 86 GHz à 98 GHz. Nous constatons que celles-ci décroissent avec ce paramètre. Nous remarquons de plus que la puissance émise par ce composant qui possède, rappelons le, des dimensions sensiblement optimales pour une utilisation à 94 GHz, est en fait plus importante pour des fréquences inférieures. Cet effet traduit la dégradation de la dynamique des porteurs avec la fréquence. Nous devons en effet à la fois considérer que les influences respectives de la réactance et de la non-linéarité du phénomène d'avalanche sont inversement proportionnelles à la fréquence (figure 53.b). La diode va en conséquence présenter "naturellement" un niveau de résistance négative R plus élevé pour des fréquences d'oscillations inférieures à celle pour laquelle elle est destinée à fonctionner ce qui explique l'évolution des performances observées figure 53.a. En effet, la puissance émise peut être définie par la formule (cf. figure 54):

$$(39) \quad P_e = \frac{V_h f^2}{2|R|} \left(\frac{1}{1 + \rho^2} \right)$$

Structure Mésa

$$P_{\text{Mésa}} = \frac{V'^2}{2R_d} = \frac{V^2 R_d^2}{2R_d R_d^2 + X_d^2}$$

$$Q_d = \frac{X_d}{R_d}$$

$$P_{\text{Mésa}} = \frac{V^2}{2R_d} \frac{1}{1 + Q_d^2}$$

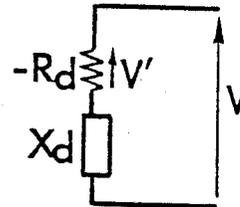
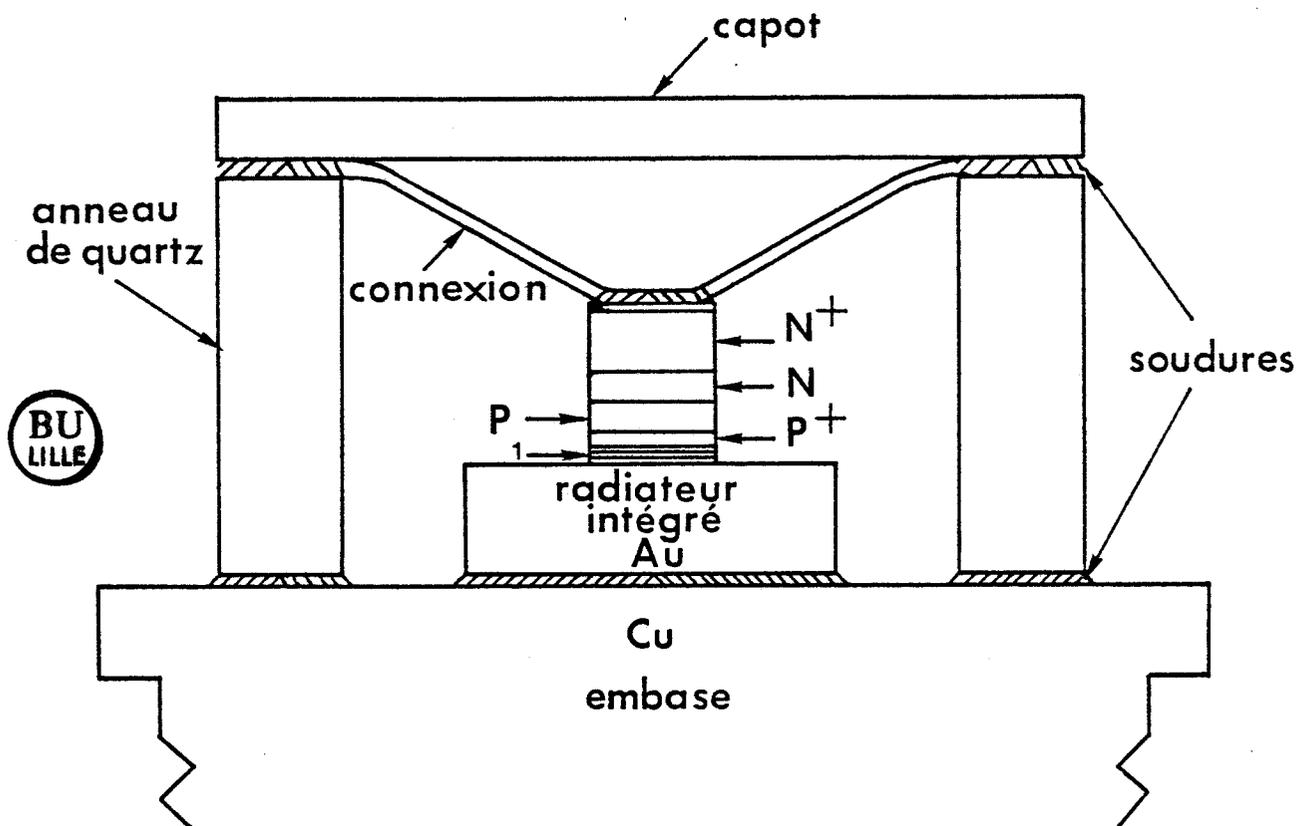


Figure 54



1: couches d'accrochage

Figure 55

Il convient ici de rappeler que ces résultats ont été obtenus en considérant que le niveau de résistance R était maintenu à une valeur constante de $-1,5\Omega$ quelle que soit la fréquence. Dans ces conditions, le coefficient de qualité Q de la diode est une fonction décroissante de la fréquence ce qui tend notamment à diminuer la puissance émise. Par contre pour maintenir le niveau R à la valeur fixée, il est nécessaire d'ajuster l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} qui est une fonction décroissante de la fréquence comme nous le montre clairement la figure 53.b où nous avons tracé son évolution fréquentielle.

Précisons enfin que si la diode est capable de délivrer des niveaux de puissance hyperfréquence plus importants à des fréquences inférieures à 94 GHz, elle ne peut cependant être considérée comme le composant optimal pour ces fréquences de fonctionnement plus faibles.

2.4. INFLUENCE DES PARAMETRES LIES AU "PROCESS" ET A L'ENCASPSULATION

Pour être effectivement utilisable, le composant doit sous sa forme finale être facilement manipulable et interchangeable. En conséquence, à l'issue de l'épithaxie et des opérations de "Process", la puce semiconductrice est montée sur une embase métallique dont le rôle est à la fois de permettre une insertion aisée dans le circuit de charge et de faciliter l'évacuation de la chaleur générée au niveau de la zone active (figure 55). Enfin, la prise de contact électrique au niveau du contact N^+ nécessite le montage d'un boîtier assurant en plus la protection de la puce semi-conductrice.

Nous devons tenir compte des paramètres liés à la réalisation du composant complet (diode et boîtier) dans notre étude d'optimisation. La définition des performances utiles du composant va donc nécessiter la prise en compte de trois paramètres supplémentaires :

- La résistance série R_s qui caractérise de façon globale la puissance hyperfréquence dissipée dans les éléments du composant extérieurs à sa zone active exceptés les éléments du boîtier et du circuit de charge.

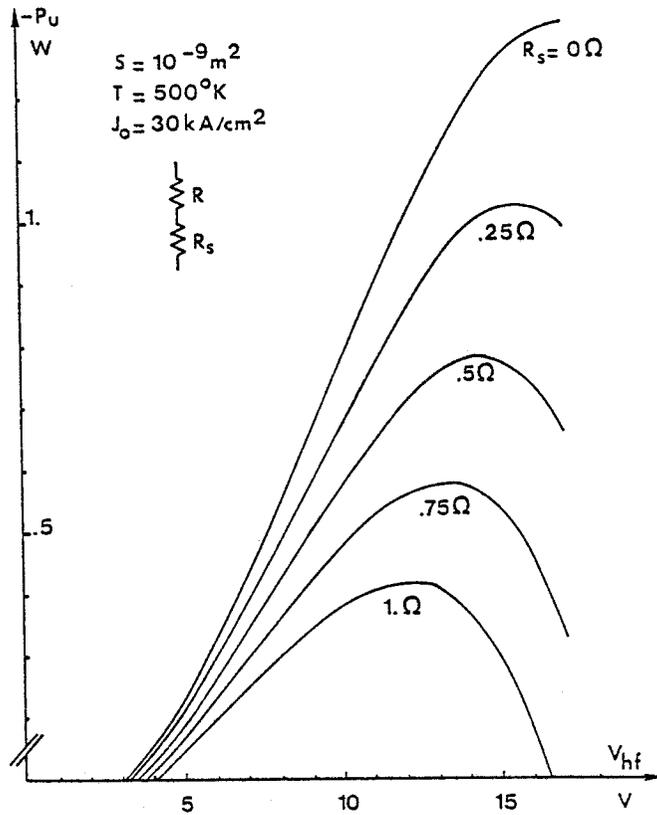


Figure 56.a. : Puissance utile P_u .

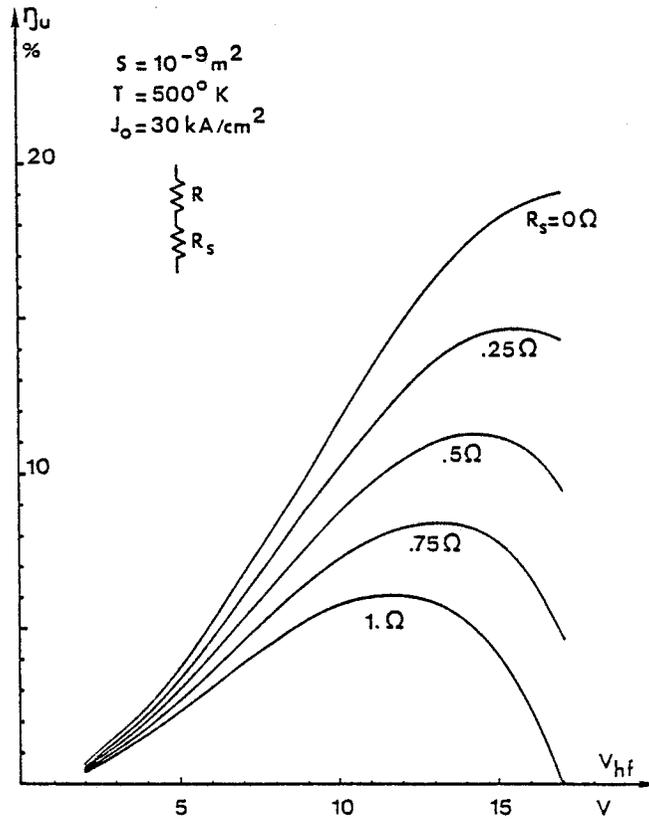


Figure 56.b. : Rendement utile η_u .

Figure 56.a.b. : Evolution des performances en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} pour plusieurs valeurs de résistance série R_s .



- La résistance thermique R_{th} qui va fixer l'élévation de température au niveau de la zone active.

- La transformation de l'impédance Z de la zone active par les éléments constitutifs du boîtier de la diode ainsi que les pertes associées à cette transformation.

2.4.1. Influence de la résistance série

La résistance série de la diode est la somme des contributions des différents matériaux qui la compose. Nous pouvons ainsi distinguer :

- Les résistances des deux substrats P^+ et N^+ ;
- Les résistances dues aux conditions de montage :

- * couches d'accrochage ;
- * contacts métalliques ;
- * épaisseur d'Or ;
- * soudures éventuelles.

Signalons que nous n'avons pas comptabilisé la résistance série R_{hf} équivalente aux pertes dans le circuit hyperfréquence qui permet, en première approximation, de caractériser le rendement de ce dernier. Cette résistance sera prise en compte par la suite au niveau de la définition des performances utiles de la diode optimale.

La résistance série des substrats constitue souvent la majeure partie de la résistance série totale du composant. Pour minimiser les pertes dans les zones fortement dopées de la diode, les couches épitaxiées doivent être amincies de manière à ce que l'épaisseur respective de chaque substrat soit inférieure à l'épaisseur de peau à la fréquence de fonctionnement considérée [41]. Ainsi il est possible dans l'état d'avancement actuel de la technologie de réduire l'épaisseur du contact P^+ à une valeur de l'ordre de $0,2 \mu m$ et celle du contact N^+ à environ $5 \mu m$. Vu ces épaisseurs, la contribution de l'effet de peau est peu importante et la résistance de chaque substrat peut être simplement calculée à l'aide des relations :

$$(40) \quad R_{sP^+} = \frac{L_{P^+}}{a N_{dP^+} u_{P^+} S} \quad R_{sN^+} = \frac{L_{N^+}}{a N_{dN^+} u_{N^+} S}$$

	e	N	R_s
	μm	m^{-3}	Ω
N^+	5	$5 \cdot 10^{25}$.115
P^+	.2	10^{25}	.025
c.a	$\neq .15$.0004
Au	2 à 50		.002 à .04

Tableau 3

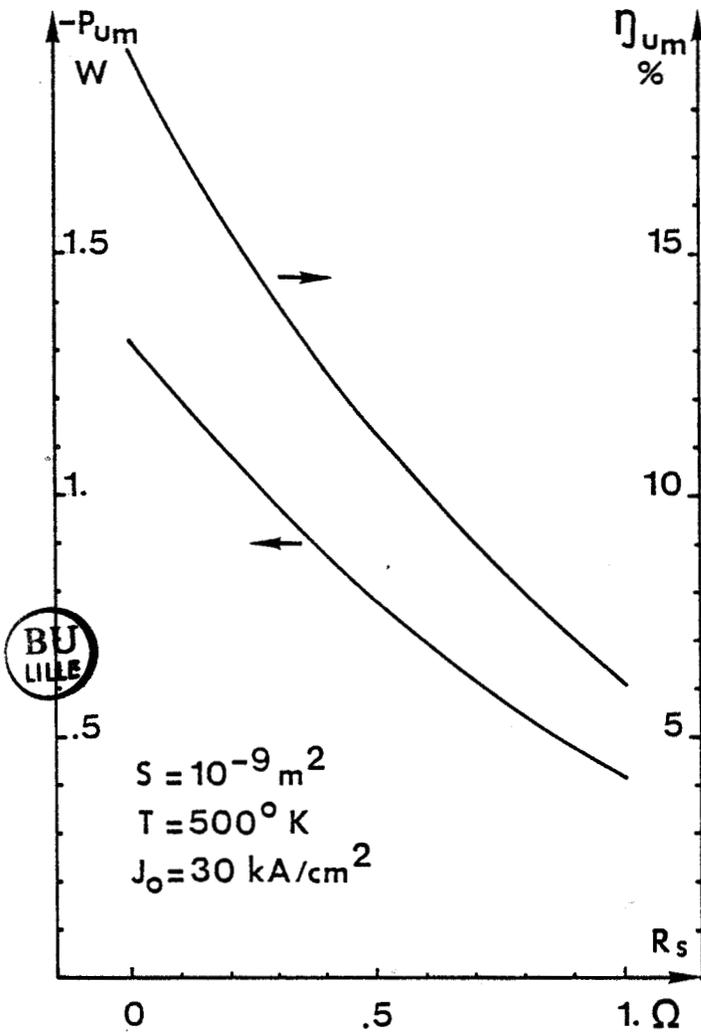


Figure 56.c. : Puissance utile maximum P_{um} et rendement utile maximum η_{um} .

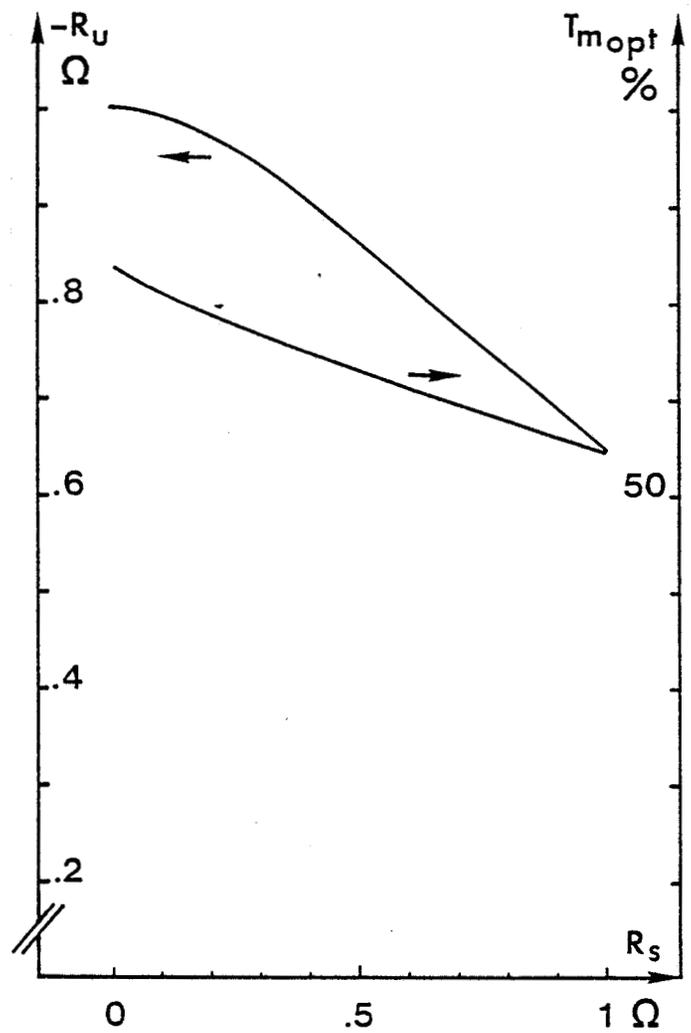


Figure 56.d. : Niveau de résistance optimal R_u et taux de modulation optimal T_{mu} .

Figure 56.a.b. : Performances maximales en fonction de la résistance série R_s .

Le calcul donne, pour des valeurs typiques de niveau de concentration en impuretés dans les substrats, une résistance série globale de $0,14 \Omega$ (tableau 3). Il convient ici de rappeler que nous incluons en partie dans notre simulation, les zones P^+ et N^+ du semiconducteur. Ces substrats sont chacun caractérisés par un niveau de dopage de l'ordre de 10^{24} m^{-3} et des longueurs égales à $0,15 \mu\text{m}$. Nous tenons ainsi compte "naturellement" dans notre simulation d'une résistance série de l'ordre de $0,12 \Omega$ (à 500°K et pour une section de composant égale à 10^{-9} m^2).

La valeur théorique exacte de la résistance série totale du composant est relativement difficile à calculer. En effet, celle-ci peut varier suivant la technologie employée et les conditions de montage. Néanmoins nous estimons que sa valeur minimale est de l'ordre de $0,15 \Omega$ (cf. tableau 3).

Aussi pour donner un ordre d'idée de l'influence de la résistance série sur les performances émises, nous avons tracé figure 56.a.b les évolutions de la puissance et du rendement "utiles" pour plusieurs valeurs de résistance série R_s . Notons qu'ici la résistance R_s représente une résistance série supplémentaire à celle déjà systématiquement incluse dans la simulation.

Ces résultats sont issus de ceux présentés figure 49.a.b et ont été calculés à l'aide des expressions :

$$(41) \quad P_u = P_e \left(1 - \frac{R_s}{|R|} \right)$$

$$(42) \quad \eta_u = \eta_e \left(1 - \frac{R_s}{|R|} \right)$$

Ils permettent d'évaluer l'importance des pertes occasionnées par la résistance série. Nous constatons, à titre d'exemple, qu'une résistance série R_s de $0,25 \Omega$ (correspondant en conséquence à une résistance série totale de $0,37 \Omega$) entraîne une diminution des performances d'environ 30 %. Nous remarquons d'autre part que cette résistance de pertes entraîne une diminution du niveau de résistance de charge optimal de la diode (figure 56.c.d).

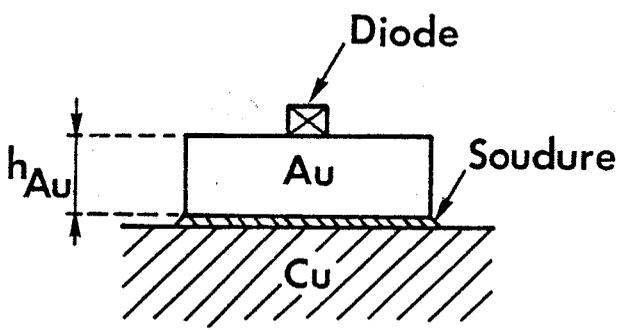


Figure 57.a. : Diode montée sur dissipateur intégré en Or

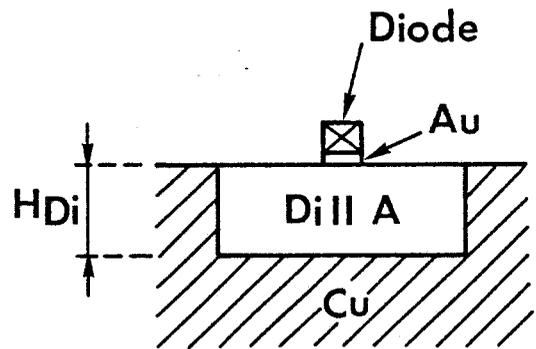


Figure 57.b. : Diode montée sur dissipateur Diamant II A.

	e	σ	R_{th}
	μm	$\text{W}/\text{m}^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}/\text{W}$
P	.25	80	3.1
P ⁺	.2	70	2.85
c.a	.15	$17 \leq \sigma \leq 72$	4.3

Tableau 4

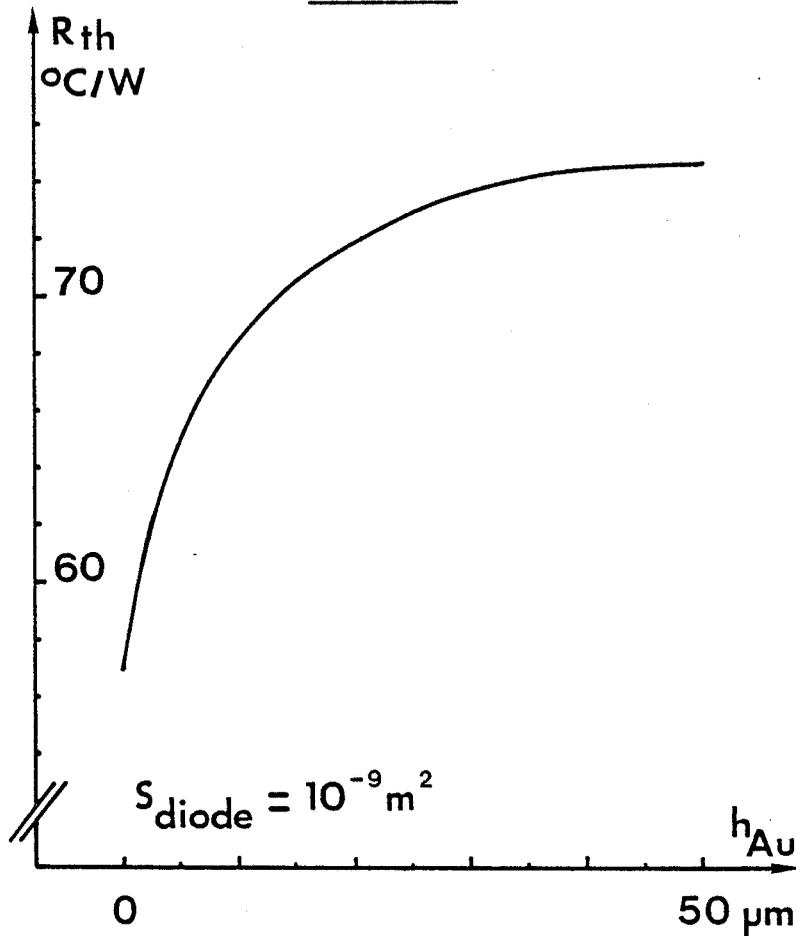


Figure 58 : Influence de la hauteur h_{Au} du dissipateur intégré d'Or sur la valeur de la résistance thermique R_{th} .



2.4.2. Influence de la résistance thermique

A l'issue de l'épitanie, la puce semi-conductrice ne peut être appliquée directement sur le dissipateur thermique. Son montage définitif nécessite l'utilisation de différentes couches intermédiaires qui vont contribuer chacune à la résistance thermique globale du composant (figure 55). Les techniques de montage sont nombreuses. Les principales sont la thermo-compression et la brasure.

2.4.2.1. Influence du dissipateur

Nous nous contenterons d'envisager deux cas usuels :

- La diode avec son dissipateur intégré en Or ou en Argent est brasée sur un embase de Cuivre doré (figure 57.a) ;

- La diode, métallisée sur ses deux faces, est thermo-comprimée sur un dissipateur en diamant métallisé (type II A) lui-même serti dans l'embase de Cuivre (Figure 57.b).

A. Diode montée avec dissipateur intégré en Or

Pour évaluer la valeur théorique de la résistance thermique nous devons considérer les contributions des différentes couches. Nous admettons tout d'abord que la chaleur évacuée par le boîtier du composant est négligeable. Par ailleurs, nous considérons que la source de chaleur se situe au niveau de la jonction métallurgique P sur N. La résistance thermique globale du composant résulte dans ce cas des contributions :

- de la zone P de la zone active ;

- du substrat P⁺ ;

- des couches d'accrochage : nous amalgamons sous ce terme les différents matériaux utilisés pour réaliser un bon contact ohmique et une barrière destinée à empêcher la diffusion de l'Or dans le semiconducteur ;

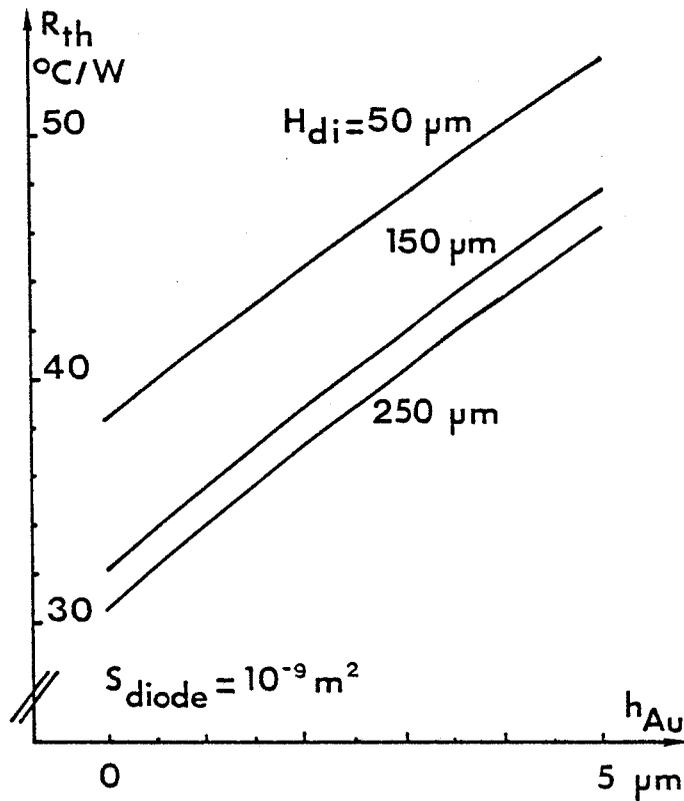


Figure 59.a. : Influence de la hauteur d'Or h_{Au} sur la valeur de la résistance thermique R_{th} pour plusieurs valeurs d'épaisseurs H_{di} de diamants II A.

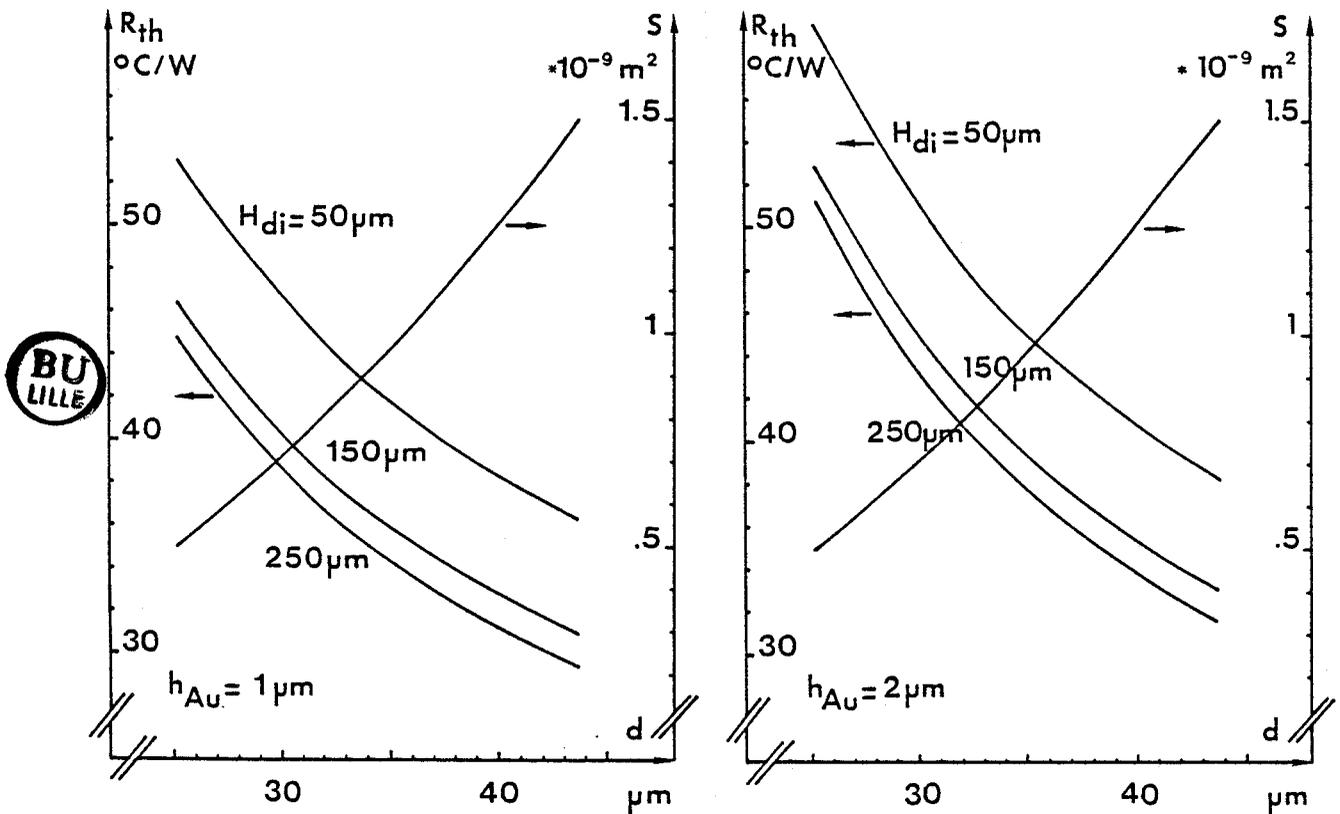


Figure 59.c.d. : Résistance thermique R_{th} en fonction du diamètre d de la diode.

Figure 59 : Calcul de la résistance thermique pour une diode montée sur dissipateur diamant II A.

- Le dissipateur intégré en Or : son épaisseur peut varier fortement selon la technologie employée : thermo-compression ou brasure ;

- La soudure éventuelle ;

- L'embase de Cuivre et le radiateur supportant mécaniquement cette embase : nous considérerons que l'ensemble de ces deux éléments est équivalent à un radiateur infini en Cuivre.

La contribution des différentes couches jusqu'au niveau du pavé d'or est de l'ordre de $10^{\circ}\text{C}/\text{W}$ (cf. tableau 4). Si l'Or possède une bonne conductivité électrique, sa conductivité thermique est par contre relativement faible par rapport au Cuivre. Le dissipateur intégré d'Or va donc contribuer pour une part notable à la résistance thermique totale R_{th} du composant. Nous présentons à ce titre, figure 58 l'évolution de ce dernier paramètre en fonction de la hauteur h du dissipateur d'Or. Nous voyons que la hauteur h doit être inférieure à $20\ \mu\text{m}$ pour entraîner une diminution non négligeable de valeur de R_{th} . Ces résultats montrent l'intérêt de la thermo-compression puisqu'il est possible, avec cette technologie, de diminuer l'épaisseur d'Or nécessaire jusqu'à des valeurs de l'ordre de quelques microns.

B. Diode montée sur dissipateur en diamant

La diode est, selon cette technique de montage, thermo-comprimée sur un diamant métallisé conformément à la figure 57.b. L'épaisseur d'Or est dans ce cas beaucoup plus faible que précédemment (typiquement $2\ \mu\text{m}$). Nous avons de nouveau étudié l'influence de cette dernière grandeur (figure 59). Les résultats sont de plus paramétrés en fonction de l'épaisseur du diamant $II\ A$. Ils montrent que la valeur de résistance thermique de $35^{\circ}\text{C}/\text{W}$ que nous avons admise jusqu'à présent pour un composant de section égale à $10^{-9}\ \text{m}^2$ est réaliste. Son obtention nécessite cependant l'utilisation de diamants d'épaisseur au moins égale à $250\ \mu\text{m}$ et la possibilité de réduire l'épaisseur d'or à des valeurs inférieures à $2\ \mu\text{m}$.

L'utilisation de dissipateur diamant se révèle extrêmement bénéfique puisque la résistance thermique R_{th} se voit diminuée d'un facteur voisin de deux par rapport à un composant monté sur dissipateur intégré en

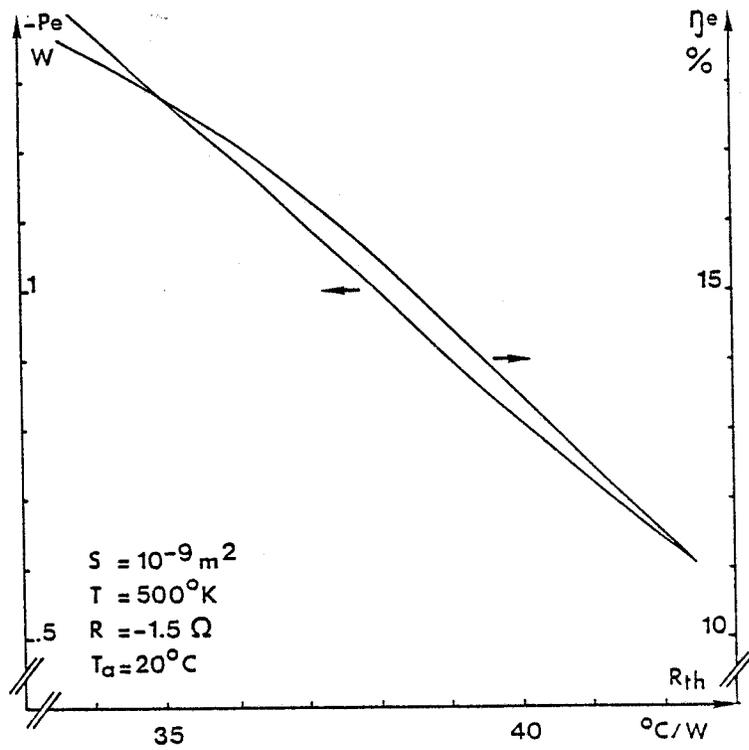


Figure 60.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

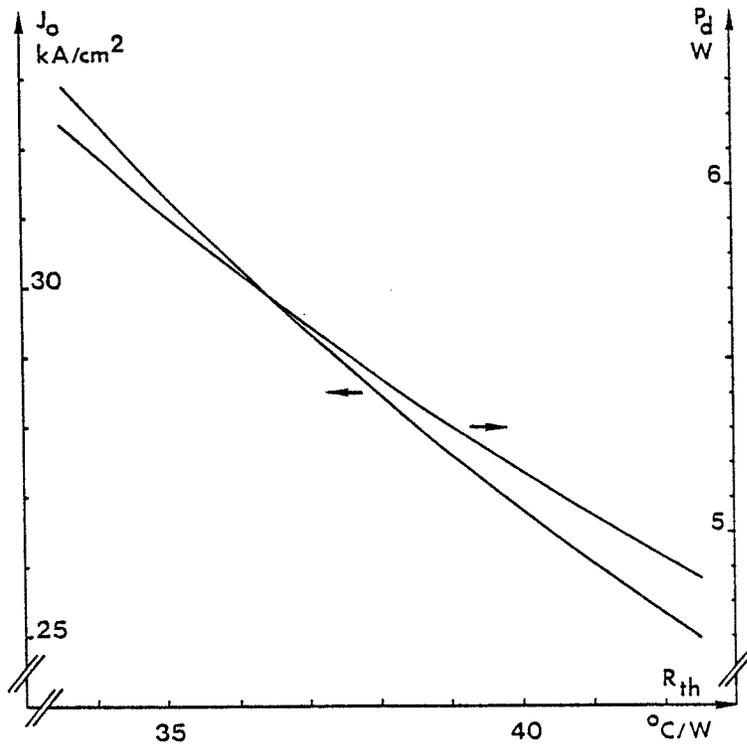


Figure 60.b. : Densité de courant de polarisation J_o et puissance dissipée P_d .

Figure 60 : Influence de la résistance thermique sur les performances de la diode à température de jonction constante.

Or. Son emploi se justifie donc pleinement pour la réalisation de diodes de forte puissance à haut rendement en régime d'oscillations continues. Les diodes montées sur Cuivre seront limitées à des applications nécessitant des niveaux de puissance hyperfréquence moins importants.

2.4.2.2. Influence de la valeur de la résistance thermique sur les performances hyperfréquences.

La résistance thermique détermine, compte tenu de la densité de courant de polarisation imposée par l'expérimentateur, la température atteinte au niveau de la zone active. Ce paramètre est donc primordial en régime d'oscillations continues où les performances sont fondamentalement limitées par le problème de l'évacuation de la chaleur générée au niveau de cette zone. Pour essayer de chiffrer l'influence de la résistance thermique sur les performances, nous considérerons deux cas :

- Nous présentons tout d'abord, figure 60.a, l'évolution des performances de la diode présentant des dimensions sensiblement optimales (cf. (34)) en fonction de la valeur de la résistance thermique. Nous avons ici envisagé le cas où pour assurer la fiabilité du composant, la densité de courant de polarisation J_0 est ajustée de façon à respecter la température maximale de zone active fixée à 500°K (figure 60.b). Nous constatons qu'une augmentation de la résistance thermique de 5°C/W par rapport à la valeur de 35°C/W qui nous a servi jusqu'à présent de référence doit être compensée par une diminution notable de la densité de courant J_0 entraînant une dégradation des performances émises atteignant 30 %.

- Pour mettre plus particulièrement en évidence l'influence de la valeur de la résistance thermique sur la fiabilité de la diode, nous présentons de nouveau, figure 61.a, l'évolution des performances en fonction de ce paramètre. Dans cette simulation nous avons considéré que la densité de courant de polarisation était maintenue constante. Les résultats montrent tout d'abord que les performances émises diminuent avec la résistance thermique mais surtout que la température de la zone active est une fonction rapidement croissante de ce paramètre (figure 61.b). Si l'on considère comme précédemment un écart de 5°C/W par rapport à la valeur de résistance thermique nous servant de référence, nous constatons que l'élévation de

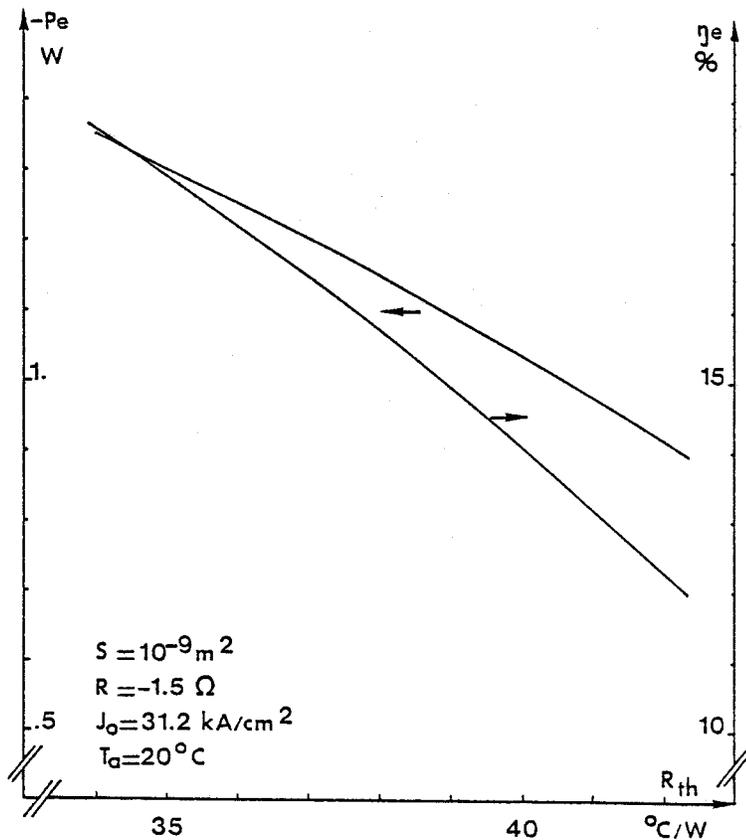


Figure 61.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

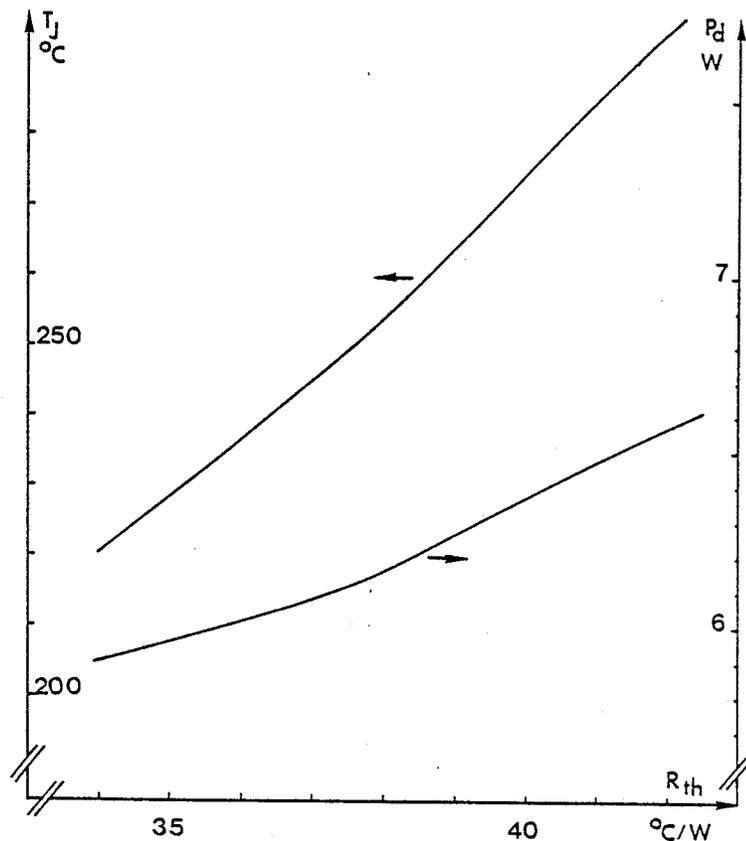


Figure 61.b. : Température de jonction T_j et puissance dissipée P_d .

Figure 61 : Influence de la résistance thermique sur les performances de la diode à densité de courant de polarisation J_0 constante.



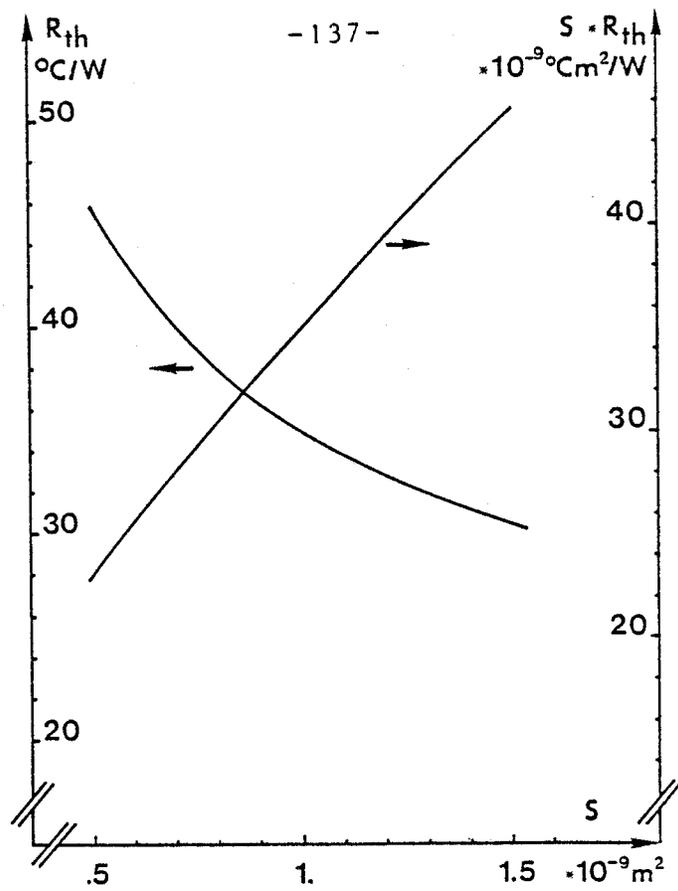


Figure 62

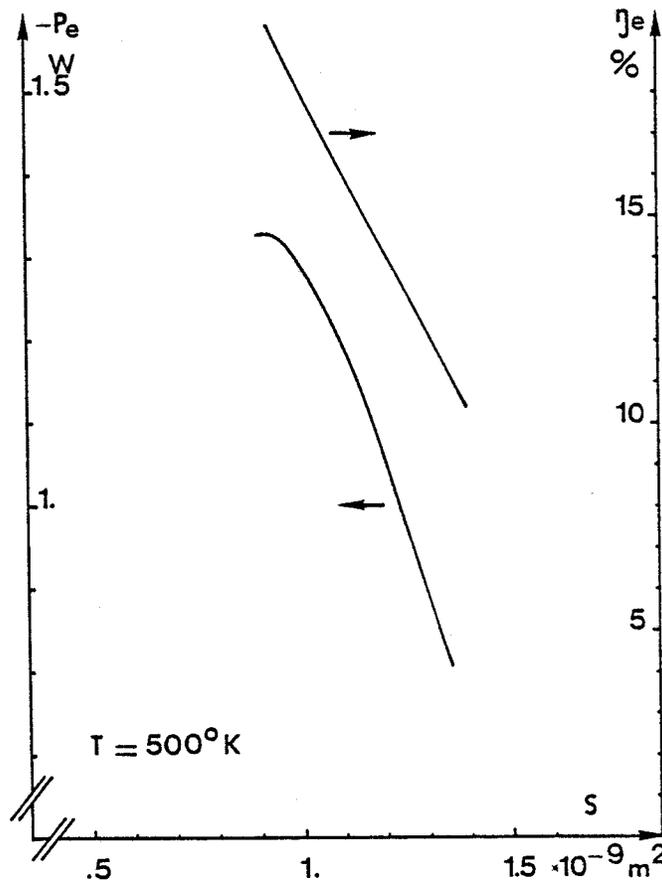


Figure 63 : Puissance émise P_e et rendement émis η_e en fonction de la section S de la diode.

température correspondante est de l'ordre de 50°C, la puissance émise par la diode diminue d'environ 20 % et le rendement de 27 %.

2.4.2.3. Influence mutuelle de la section et de la résistance thermique

Pour un composant donné et un point de polarisation fixé, la température de fonctionnement évolue en première approximation comme le produit $S.R_{th}$ puisqu'en effet ces paramètres sont reliés par la relation :

$$(43) \quad T_j = T_a + V_o J_o (1 - \eta) S R_{th}$$

Pour mettre en évidence l'influence mutuelle du couple de paramètres formé par la section S et la résistance thermique R_{th} , nous reprenons les résultats présentés figure 60. Pour ces simulations nous avons considéré, rappelons-le, que la section S était constante et que la densité de courant de polarisation J_o était ajustée de manière à ce que la température T_j de la zone active garde une valeur constante de 500°K pour des valeurs variables de résistance thermique.

Si l'on considère à présent la section comme une variable, nous devons tenir compte de la variation correspondante de la résistance thermique (figure 62). Nous avons tracé à partir des résultats de la figure 60, l'évolution des performances en fonction de la section (figure 63).

Les résultats ainsi obtenus nous permettent de déterminer la section pour laquelle les performances sont maximales. Nous constatons que cette valeur est de l'ordre de 9.10^{-10} m^2 . Elle est très proche de 10^{-9} m^2 , valeur qui nous a servi jusqu'à présent de référence puisque l'écart en ce qui concerne les performances respectives n'est que de 4 %. Nous continuerons en conséquence à présenter les résultats dans la suite de notre étude pour une section standard de 10^{-9} m^2 .

Nous pouvons maintenant conclure, à la lumière des résultats présentés dans ce paragraphe, que l'obtention de composants de forte puissance à haut rendement nécessite la réalisation de diodes de section voisine de

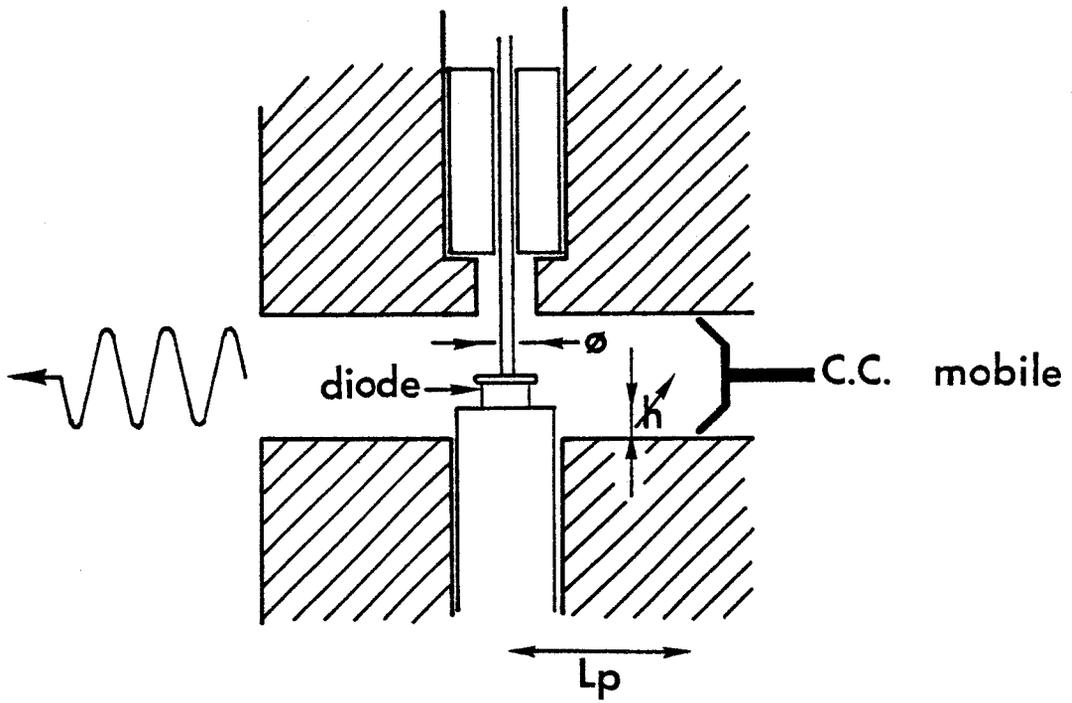


Figure 64

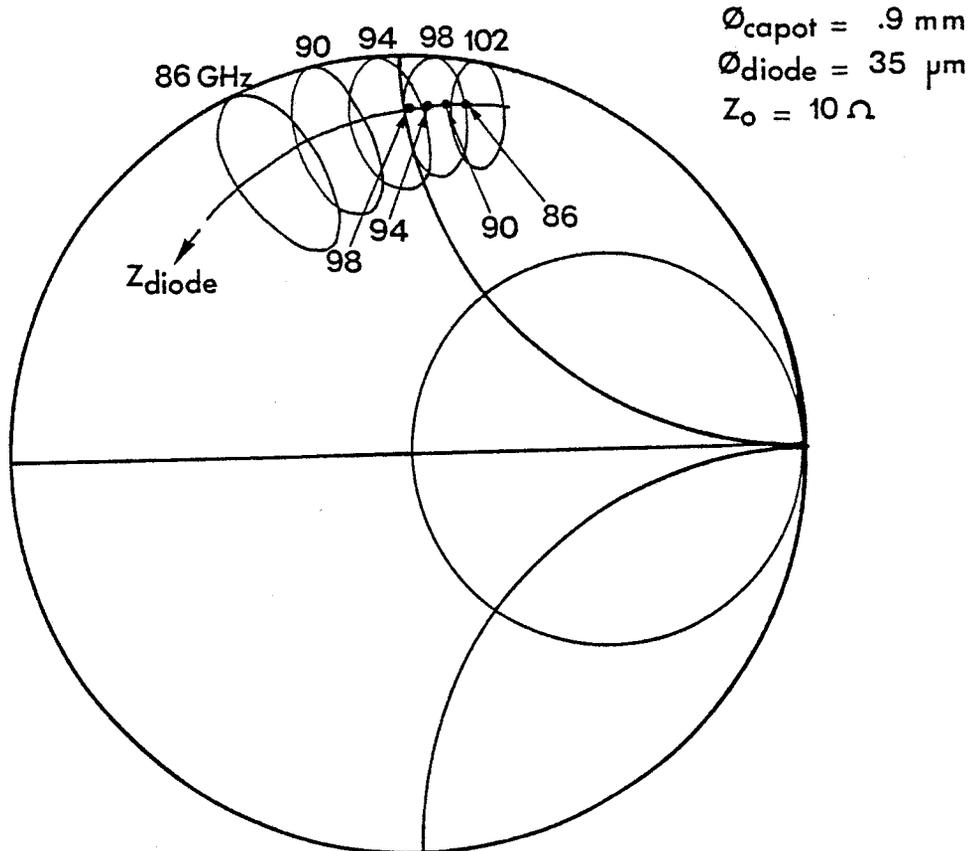


Figure 65.a.

10^{-9} m² et présentant surtout, pour cette section, des valeurs de résistance thermique minimales. En effet, ce dernier paramètre fixe l'élévation de température de la zone active de la diode et limite, pour des raisons de fiabilité, la densité de courant de polarisation maximale admissible dont dépendent fortement, nous l'avons montré au paragraphe 2.3.3., le niveau de puissance émis et aussi le rendement du composant

2.4.3. Propriétés hyperfréquences du boîtier

L'évaluation de l'impédance de sortie du composant nécessite le calcul de la transformation de l'impédance terminale de la diode par les éléments constitutifs du boîtier. A 94 GHz, les dimensions de ce dernier ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde. Par conséquent, le calcul de la transformation d'impédance liée au boîtier ainsi que celui des pertes associées à cette transformation ne peuvent être effectués en toute rigueur à l'aide d'un schéma équivalent en éléments localisés. Il est préférable de traiter le boîtier comme une association de lignes radiales. Ce traitement électromagnétique du composant en boîtier a été développé au laboratoire par A. DERYCKE [42]. Ces travaux ont notamment abouti à la définition de boîtiers du type "module préaccordé" qui se distinguent par leur rapport de transformation important (de l'ordre de 300) associé à de faibles pertes [43].

A titre d'exemple, la figure 65 illustre le lieu de l'impédance ramenée au niveau de la diode par le circuit de charge décrit figure 64, en fonction de la position du court-circuit mobile et pour différents diamètres de capot de diode (cf. figure 55). Nous avons de plus reporté sur la figure 65 une évolution fréquentielle typique de l'impédance de la diode dans une plage variant entre 86 GHz et 98 GHz. Ces résultats montrent clairement qu'en définissant convenablement le diamètre du capot, il est possible d'adapter l'impédance de la diode au circuit de charge à la fréquence désirée. Les travaux d'A. DERYCKE ont de plus montré que ce type de circuit présentait des rendements élevés atteignant jusqu'à 90 %, associés à des coefficients de qualité externes très faibles (de l'ordre de 10 à 30).

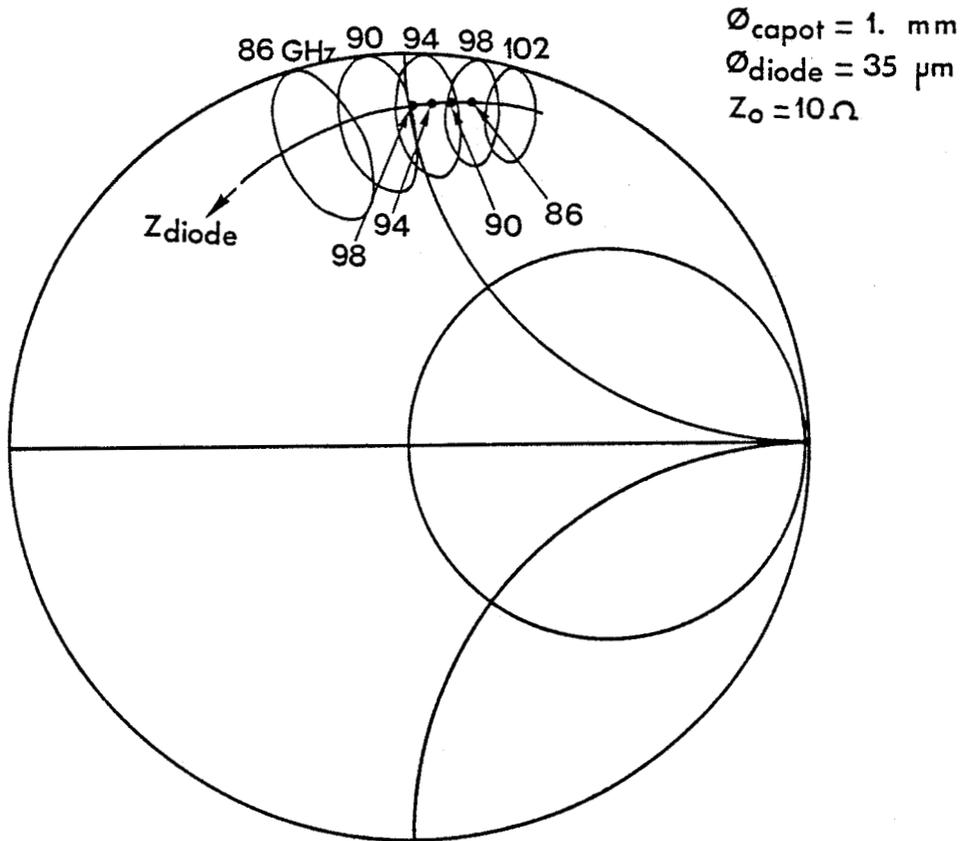


Figure 65.b.

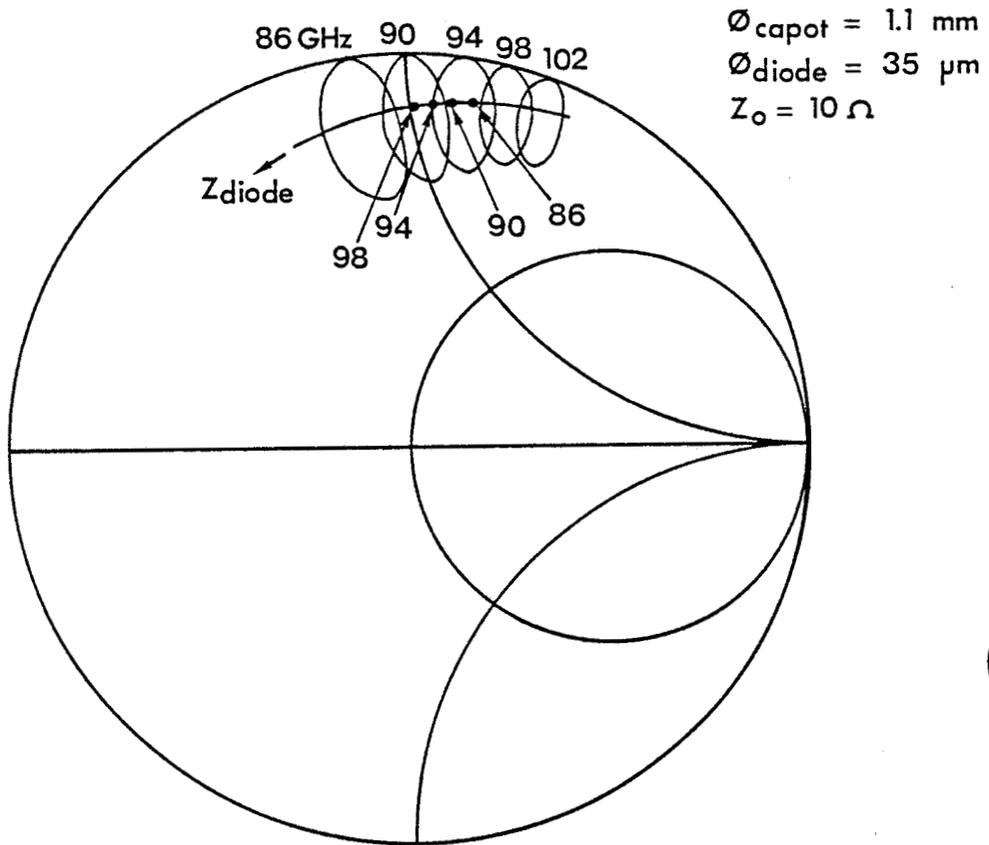


Figure 65.c.

Figure 65 : Impédance ramenée au niveau de la diode en fonction de la position du court-circuit mobile et pour plusieurs valeurs de diamètre de capot.



N_a	N_d	L_n	L_p
10^{23} m^{-3}		μm	
1	1	.33	.33
1.5	1.5	.28	.28
2	2	.23	.23
2.5	2.5	.17	.17

Tableau 5

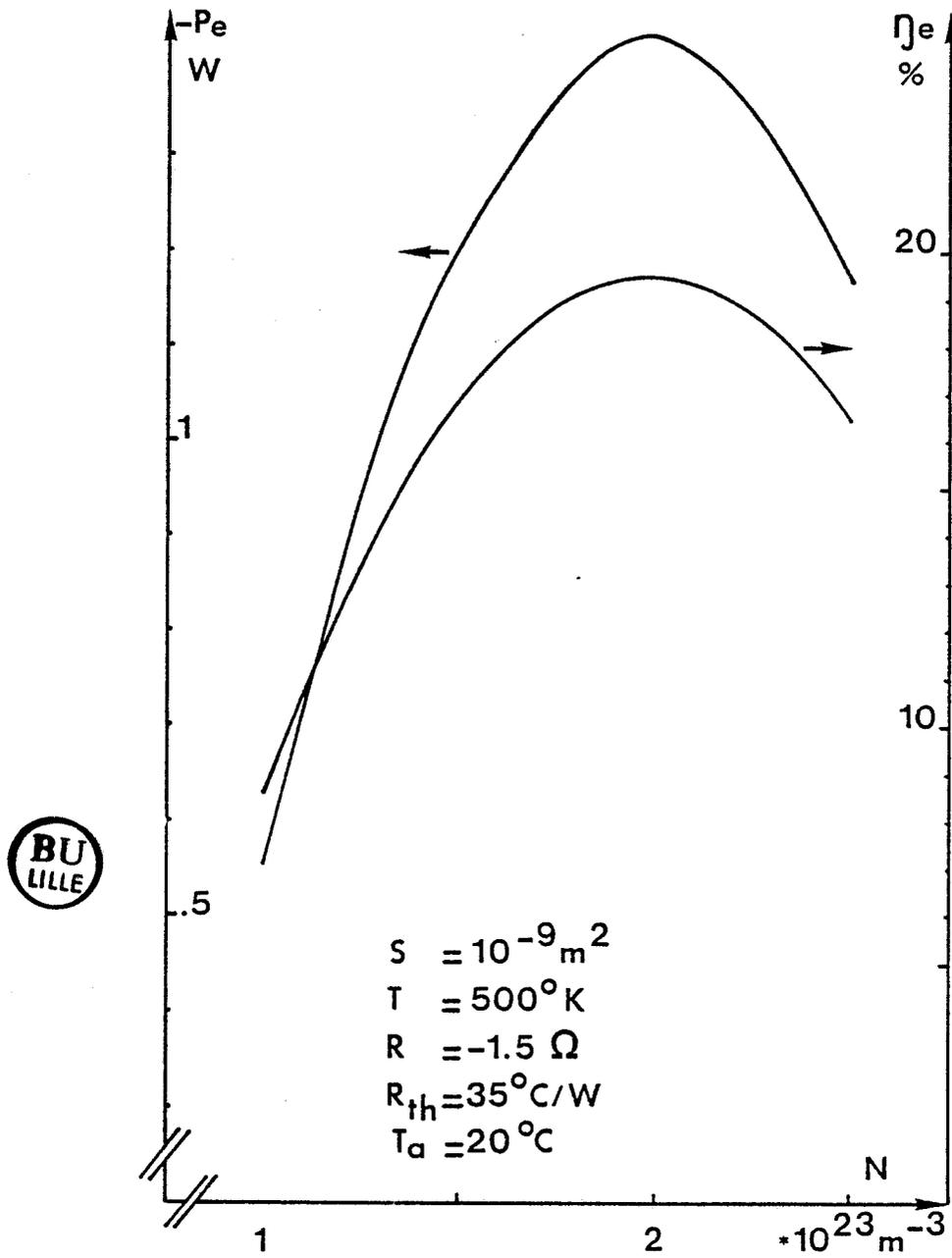


Figure 66.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

2.5. OPTIMISATION DU COMPOSANT

2.5.1. Prise en compte de l'influence mutuelle des différents paramètres

Nous avons jusqu'à maintenant étudié isolément l'influence de chacun des différents paramètres à prendre en compte dans la définition du composant optimal. Nous avons ainsi mis en évidence le rôle capital joué par la température de fonctionnement et son interdépendance avec les autres paramètres. Nous nous proposons maintenant d'examiner l'influence mutuelle de ces différents paramètres. Ce travail constitue l'ultime étape de notre étude d'optimisation des diodes A.T.T. 94 GHz à profil de dopage uniforme. A la lumière des résultats précédents, certains paramètres peuvent être déjà fixés de façon consistante. Ainsi nous imposerons dans la suite de cette étude les valeurs de la résistance négative, de la section et de la résistance thermique correspondante ainsi que, rappelons-le encore, de la température de fonctionnement et de la température ambiante :

$$(44) \quad R = -1.5 \Omega \quad T = 500^\circ\text{K} \quad S = 10^{-9} \text{ m}^2 \quad R_{th} = 35^\circ\text{C/W} \quad T_a = 20^\circ\text{C}$$

De façon à respecter rigoureusement ces conditions, la convergence en régime dynamique nécessite une double procédure itérative conduisant à la détermination de la densité de courant de polarisation et l'amplitude de la tension hyperfréquence correspondant aux valeurs fixées ci-dessus.

2.5.1.1. Influence mutuelle du niveau de dopage de la zone active et des conditions de fonctionnement pour des structures présentant un facteur de confinement fixé

Nous considérons, dans cette simulation, des diodes présentant un profil de concentration en impuretés symétrique par rapport au plan de la jonction P-N. L'épaisseur et le niveau de dopage dans la zone active de ces composants ont été ajustés de manière à ce que les facteurs de confinement respectifs des zones N et P soient en régime statique légèrement

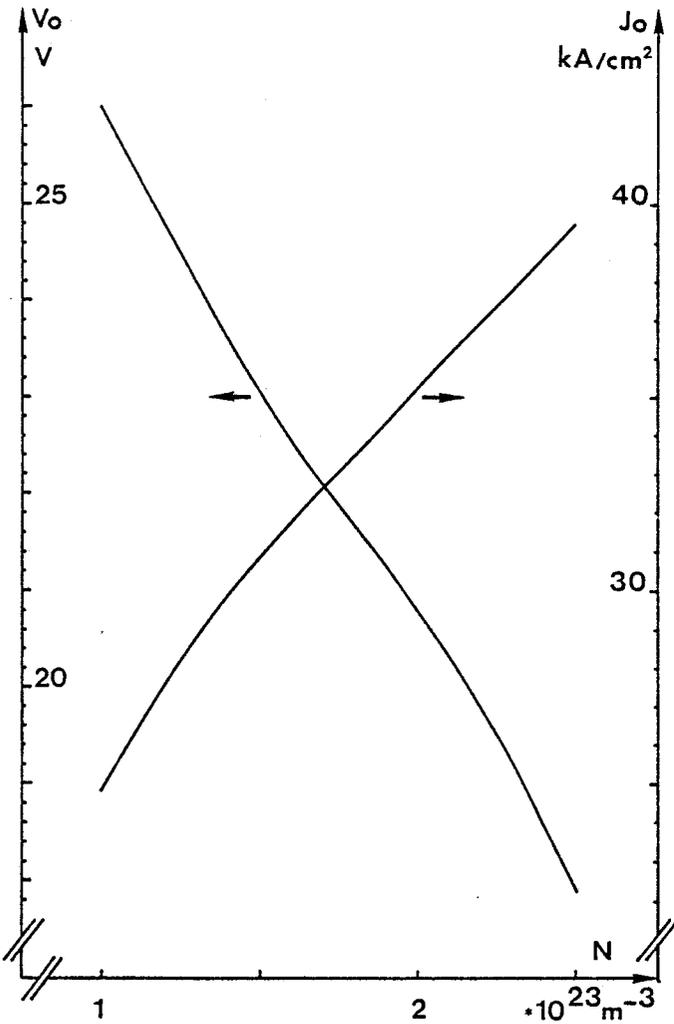


Figure 66.b. : Tension continue d'alimentation V_o et densité de courant de polarisation J_o .

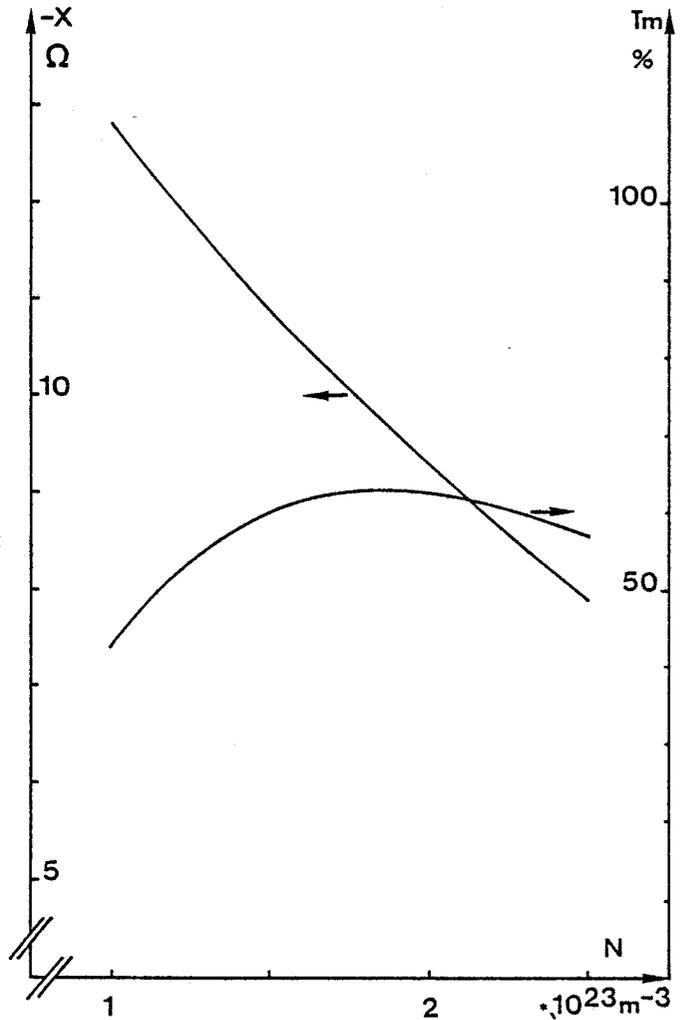


Figure 66.c. : Réactance X et taux de modulation T_m .



Figure 66 : Influence mutuelle du niveau de dopage dans la zone active N et des conditions de fonctionnement pour des structures présentant un facteur de confinement fixé.

supérieurs à 1 et correspondent à un champ électrique de l'ordre de 10^7 V/m aux extrémités de la zone désertée (tableau 5) de façon à permettre l'application, aux bornes de la diode, d'une tension hyperfréquence d'amplitude importante sans pour autant faire apparaître des résistances de pertes élevées consécutives au déconfinement de la zone active.

Les résultats obtenus sont présentés figure 66. Nous constatons que les performances les plus intéressantes sont obtenues avec la structure possédant un niveau de dopage de $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Pour une valeur inférieure à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, les performances se trouvent essentiellement limitées à cause de la puissance continue que les composants doivent dans ce cas dissiper. En effet, leur dimension de zone active est plus importante et ils fonctionnent donc à une tension continue d'alimentation plus élevée. Pour respecter la température de fonctionnement imposée la densité de courant de polarisation doit être diminuée en conséquence.

En ce qui concerne les composants possédant un niveau de dopage supérieur à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, les performances se trouvent par contre pénalisées par la faiblesse relative de leur niveau d'impédance. L'épaisseur de la zone active est dans ce cas trop faible ce qui de plus accentue l'effet néfaste de la réactance capacitive. Ces deux effets conjugués ne peuvent être compensés par l'augmentation de la densité de courant de polarisation rendue possible; pour ces composants, du fait de la diminution correspondante de la tension continue d'alimentation (figure 66.b).

En résumé les résultats obtenus montrent que les caractéristiques technologiques de la diode délivrant la puissance émise maximale résultent d'un compromis entre les contraintes thermiques et électroniques. Il convient cependant de noter qu'à ce stade nous n'avons pas cherché à optimiser le processus de collection des charges d'espace.

2.5.1.2. Influence mutuelle du niveau de dopage dans la zone active et des conditions de fonctionnement pour des composants possédant des dimensions fixées

Nous avons ici imposé les dimensions de la zone active. Les épaisseurs des zones N et P sont celles qui assurent des conditions de transit

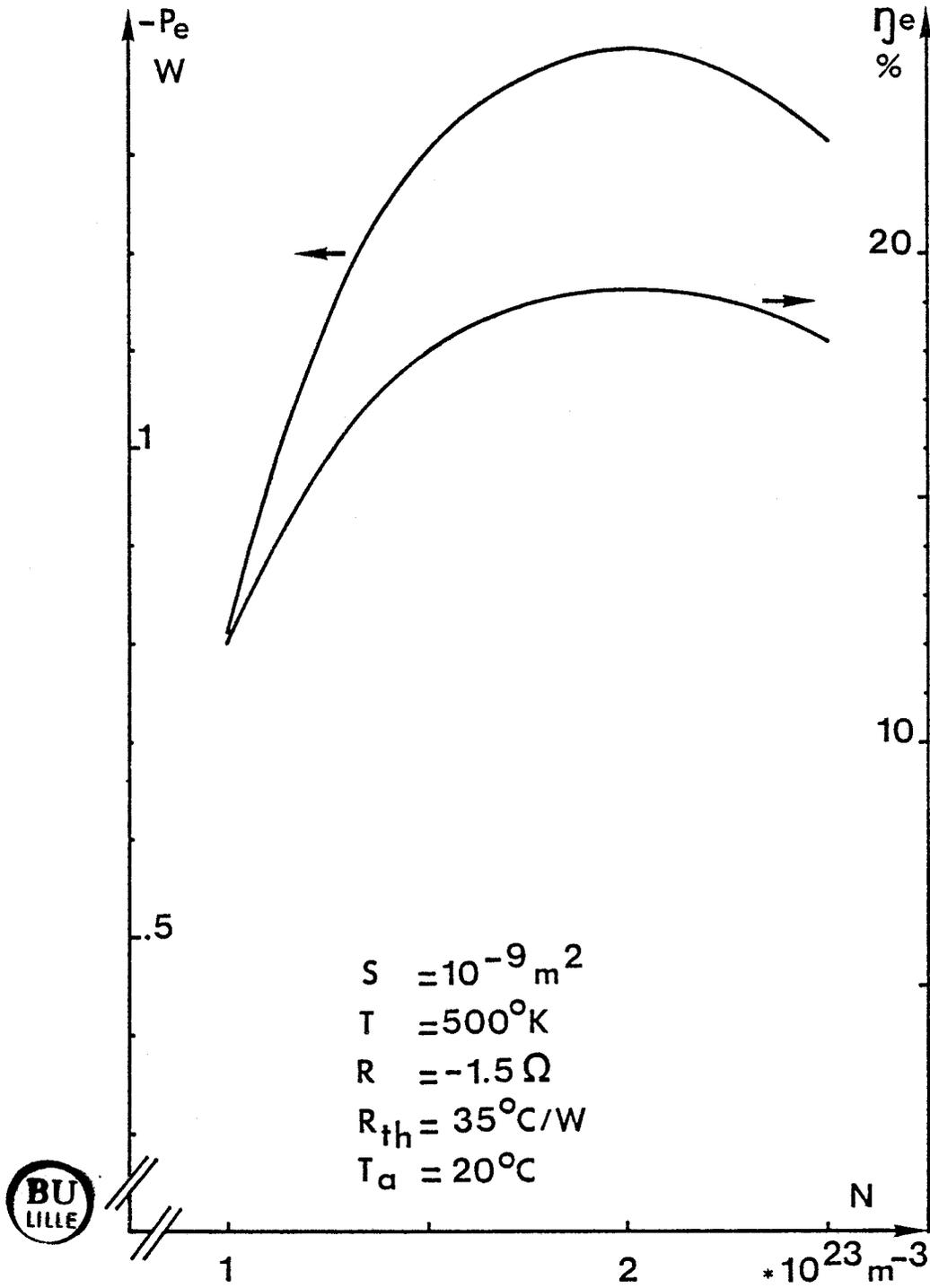


Figure 67.a : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

des porteurs sensiblement optimales. Ces épaisseurs sont, rappelons-le, de l'ordre de $0,25 \mu\text{m}$ pour la zone P et $0,31 \mu\text{m}$ pour la zone N.

Nous avons, comme précédemment, fait varier le niveau de dopage de $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ à $2,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (figure 67). Le point le plus remarquable est que la diode dopée à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ reste celle qui délivre le maximum de puissance, bien que, vu les dimensions de zone active imposées dans cette simulation, cette diode présente côté N un facteur de confinement légèrement inférieur à 1. Ceci s'explique par le fait que la résistance série supplémentaire de la zone N non-désertée reste très faible à cause du niveau de dopage élevé de la zone active.

Nous constatons, deuxièmement, que l'évolution des performances présente un maximum peu marqué. En effet, les diodes dopées à un niveau inférieur à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ assurent de meilleures conditions de transit des charges d'espace. Cette propriété de ces diodes favorise notamment la diode dopée à $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ qui présente le rapport le mieux adapté entre son niveau de dopage et les dimensions imposées. Les composants dopés à un niveau inférieur à $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ restent cependant thermiquement limités par leur tension de fonctionnement trop élevée (figure 67.b).

On notera enfin que par rapport à la simulation précédente (cf. figure 66.a) les diodes présentant un niveau de dopage de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ voient leurs performances améliorées. Ces structures possèdent pourtant des facteurs de confinement inférieurs à 1 aussi bien en zone P qu'en zone N. Leurs épaisseurs de zone active se trouvent dans ce cas légèrement plus importantes ce qui contribue notamment à améliorer leur niveau de résistance négative. Ce gain compense alors plus largement les pertes occasionnées par la présence de zones non désertées ainsi que celles résultant de la diminution de la densité de courant de polarisation rendue nécessaire par le fait que ces composants fonctionnent à des tensions continues d'alimentation plus importantes.

En résumé, cette seconde simulation, dans laquelle nous avons imposé les dimensions des zones N et P, montre que la diode dopée à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, qui possède des caractéristiques technologiques optimisées d'un point de vue "thermique", garde des performances potentielles plus intéressantes que celle qui présente un rapport entre son niveau de dopage et les

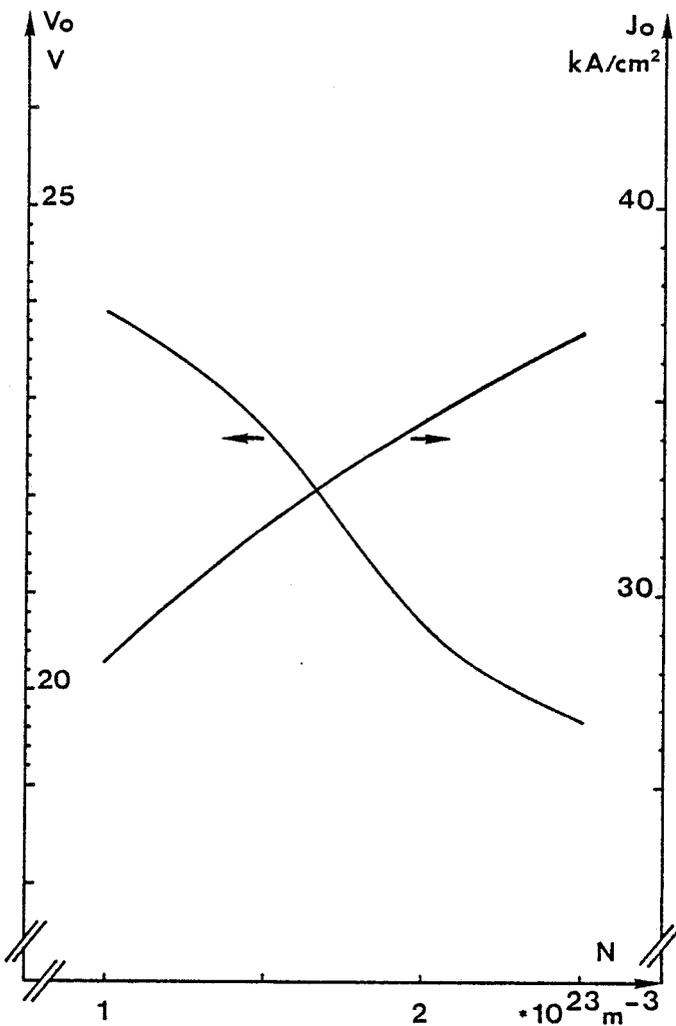


Figure 67.b. : Tension continue d'alimentation V_0 et densité de courant de polarisation J_0 .

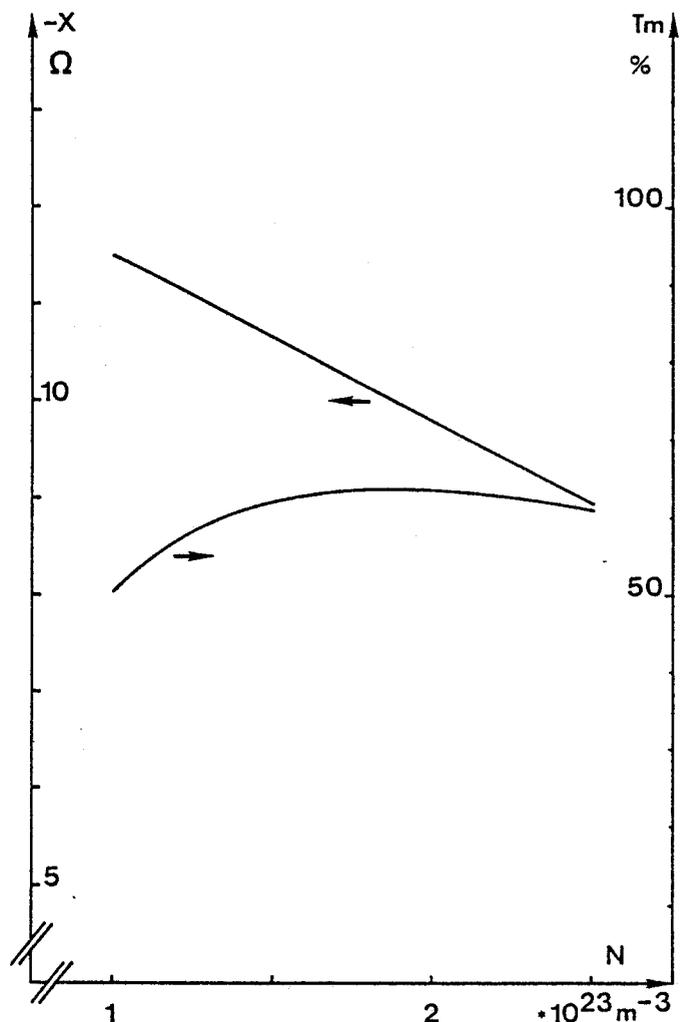


Figure 67.c. : Réactance X et taux de modulation T_m .



Figure 67 : Influence mutuelle du niveau de dopage dans la zone active N et des conditions de fonctionnement pour des composants possédant des dimensions fixées.

dimensions respectives des zones N et P assurant un transit optimal des charges d'espaces. Ce résultat confirme le rôle important joué par la densité de courant de polarisation pour l'obtention de forte puissance avec des rendements élevés.

En conclusion des paragraphes 2.5.1.1. et 2.5.1.2., les résultats obtenus montrent qu'au niveau de la réalisation des couches épitaxiées, le niveau de concentration en impuretés dans la zone active n'est pas a priori un paramètre trop critique. En effet, si l'on considère un écart de l'ordre de 10 % par rapport aux performances maximales obtenues pour une diode dopée à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, le niveau de dopage admissible pour la zone active varie entre $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (cf. figure 66.a et 67.a). Cette affirmation doit cependant être nuancée.

La réalisation de diodes 94 GHz de "faible" niveau de dopage c'est-à-dire de l'ordre $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ nécessite un contrôle rigoureux des épaisseurs respectives des zones N et P. En effet, ces diodes doivent présenter un profil de champ électrique tronqué de façon à ce que l'angle de transit des charges d'espace soit optimal pour une fréquence de fonctionnement de 94 GHz. En conséquence, dans le cas où les épaisseurs des zones N et P seraient supérieures à leurs valeurs optimales à 94 GHz la diode aura d'une part tendance à osciller naturellement à une fréquence inférieure à 94 GHz et d'autre part fonctionnera à une tension continue d'alimentation plus importante et atteindra en conséquence plus rapidement sa limite thermique.

La réalisation de diodes 94 GHz de niveau de dopage plus élevé (supérieur ou égal à $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) est beaucoup moins dépendante de la position relative des collecteurs. En effet, pour ces composants, le niveau de dopage dans la zone active impose sensiblement l'épaisseur de la zone désertée. En conséquence, des épaisseurs de zone N et P trop importantes ne se solderont que par des résistances série supplémentaires qui resteront cependant faibles vu les niveaux de dopage élevés de ces diodes. La réalisation de diodes 94 GHz présentant un niveau de dopage de zone active "élevé" ($2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) est mieux adaptée à la technologie d'épitaxie en phase vapeur à pression réduite pour laquelle le contrôle rigoureux de l'épaisseur des couches épitaxiées est délicat vu leur taux de croissance relativement rapide (typiquement 10 minutes pour $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur).

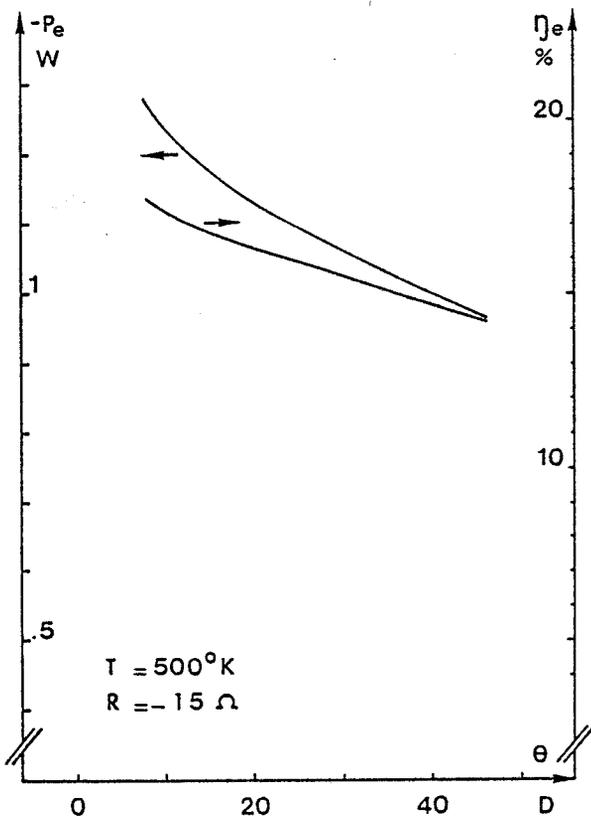


Figure 68.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

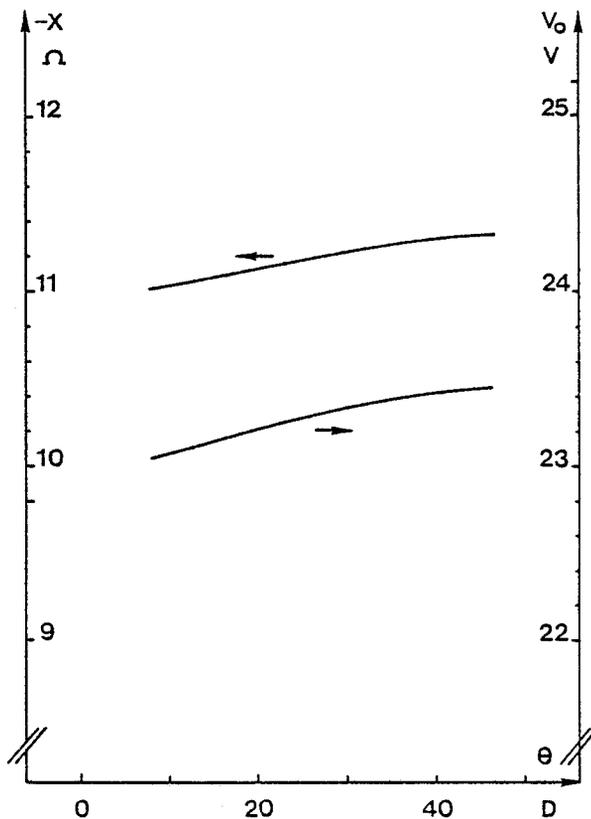


Figure 68.b. : Réactance X et tension continue d'alimentation V_0 .

Figure 68 : Influence de l'angle d'ouverture θ de la jonction P-N.



2.5.2. Influence des gradients de concentration en impuretés

Au cours de cette étude nous avons considéré que la définition des caractéristiques technologiques du composant optimal consistait principalement à déterminer les dimensions et le niveau de dopage de sa zone active. Cependant, lors de la réalisation des couches épitaxiées la valeur maximale des gradients de concentration en impuretés est imposée par le type de technologie employé. Il importe donc d'évaluer l'importance de ces gradients sur les performances hyperfréquences du composant.

2.5.2.1. Influence de l'angle d'ouverture de la jonction P-N

Nous avons repris pour cette simulation la diode présentant des dimensions optimisées (cf. 34) et nous avons fait varier l'angle d'ouverture θ de la jonction P-N (cf. figure 35.a). Notons ici que toutes les diodes simulées jusqu'à ce stade de l'étude présentaient un angle d'ouverture égal à 8° correspondant en conséquence à un profil de jonction proche de celui d'une jonction abrupte.

La figure 68 illustre l'évolution des performances hyperfréquences en fonction de l'angle d'ouverture de la jonction P-N. Nous constatons logiquement que celles-ci diminuent avec l'angle d'ouverture θ . Cette décroissance n'est heureusement pas trop critique. D'un point de vue physique, l'angle θ détermine l'évolution spatiale du champ électrique au niveau de la jonction P-N et en conséquence les valeurs maximales que celui peut atteindre dans cette zone. Le champ électrique régnant au niveau de la jonction P-N est une fonction décroissante de son angle d'ouverture. Cet effet entraîne d'une part un élargissement de la zone d'avalanche et d'autre part une augmentation de la tension d'alimentation nécessaire pour assurer la condition d'avalanche (figure 68.b). L'élévation de température que cette dernière entraîne doit être compensée, vu les conditions de fonctionnement imposées, par une diminution de la densité de courant de polarisation. Deux remarques doivent cependant être faites :

- le facteur de confinement, défini en régime statique, est une fonction croissante de l'angle d'ouverture de la jonction P-N. Cet effet, a priori néfaste, pourra être compensé par une augmentation correspondante du niveau de dopage dans la zone active (Figure 69) ;

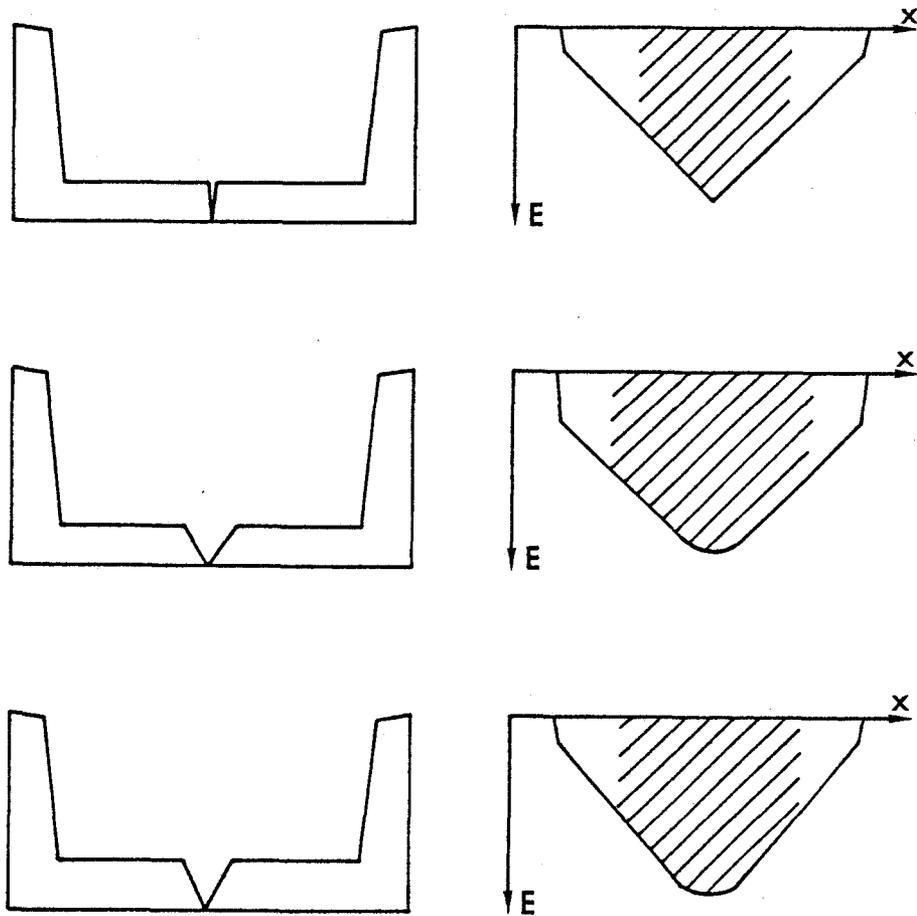


Figure 69 : Influence de l'angle d'ouverture de la jonction P-N sur le profil de champ électrique statique E_x .

BU
LILLE

	P_e	η_e	R	X	T_J	V_o	P_d
J_o ↗	↗ ↘	↗ ↘	↗	↗	↗	↗	↗
S ↗	↗	↘	↘	↘	↗	↗	↗
V_{hf} ↗	↗ ↘	↗ ↘	↘	↘	↘ ↗	↗	↘ ↗
T_a ↗	↘	↘	↘	↗	↗	↗	↗

Tableau 6

	P_e	η_e	R_u	X	T_J	V_o	P_d
R_s ↗	↘	↘	↘	→	→	→	↗
R_{th} ↗	↘	↘	↘	↗	↗	↗	↗

Tableau 7

- le champ électrique atteint au niveau de la jonction P-N est une fonction décroissante de son angle d'ouverture. Ceci peut se révéler finalement bénéfique en ce qui concerne les diodes millimétriques. En effet, ces dernières possèdent des niveaux de concentration en impuretés relativement importants imposant un champ électrique élevé au niveau de la jonction P-N. Ce dernier pourra alors atteindre au cours de l'alternance positive du signal hyperfréquence, des valeurs suffisantes pour provoquer l'injection de porteurs dans la zone active par effet tunnel. Ce courant tunnel est en phase avec la tension hyperfréquence et ne pourra en conséquence que détériorer les performances. Une jonction moins abrupte est donc moins sensible à l'injection tunnel parasite.

2.5.2.2. Influence des gradients de concentration au niveau des collecteurs

Le facteur de confinement de la zone P aussi bien que celui de la zone N est pour la diode optimale, proche de 1. Le champ électrique régnant aux extrémités de la zone active conservera en régime dynamique des valeurs relativement faibles. En conséquence l'acuité des transitions de dopage entre la zone active et les zones fortement dopées des substrats n'exercera pas d'influence notable sur les propriétés hyperfréquences de la structure. Ces transitions devront cependant être le plus raides possible afin de minimiser la résistance série de perte induite par les substrats qui est, rappelons le, une fonction inverse du niveau de concentration en impuretés.

2.5.3. Définition de la structure optimale en régime d'oscillations continues à 94 GHz

Nous récapitulons tout d'abord les principaux résultats de notre étude d'optimisation. Nous donnons respectivement dans les tableaux 6 et 7 les sens de variation des principales grandeurs électriques en fonction des paramètres de fonctionnement et des paramètres de montage. Nous retiendrons essentiellement de ces résultats que l'obtention de composants de forte puissance à haut rendement nécessite la réalisation de diodes de section sensiblement égale à 10^{-9} m² et présentant surtout une

$T=500^{\circ}\text{K}$ $R=-1.5\Omega$ $S=10^{-9}\text{m}^2$	P_e W	η_e %	L_n μm	L_p μm	N_a 10^{23}m^{-3}	N_d 10^{23}m^{-3}
L_n, L_p $J_0=30\text{kA/cm}^2$	1.15	16.8	.31	.25	1.5	1.5
N_a, N_d $F_n=F_p\#1$	1.43	19.4	.23	.23	2	2
$N_a=N_d$	1.42	16.3	.25	.31	2	2
θ	→	→				

Tableau 8

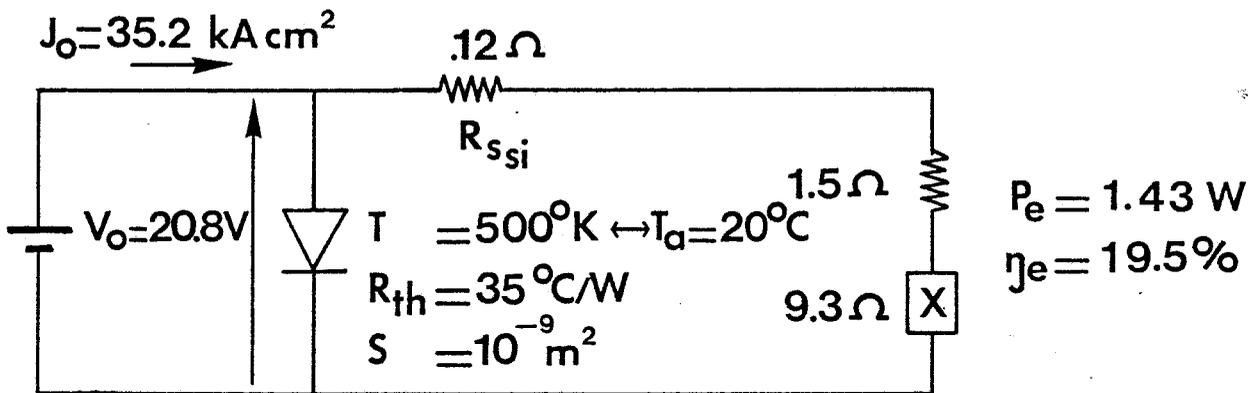


Figure 70.a. : Performances émises maximales.

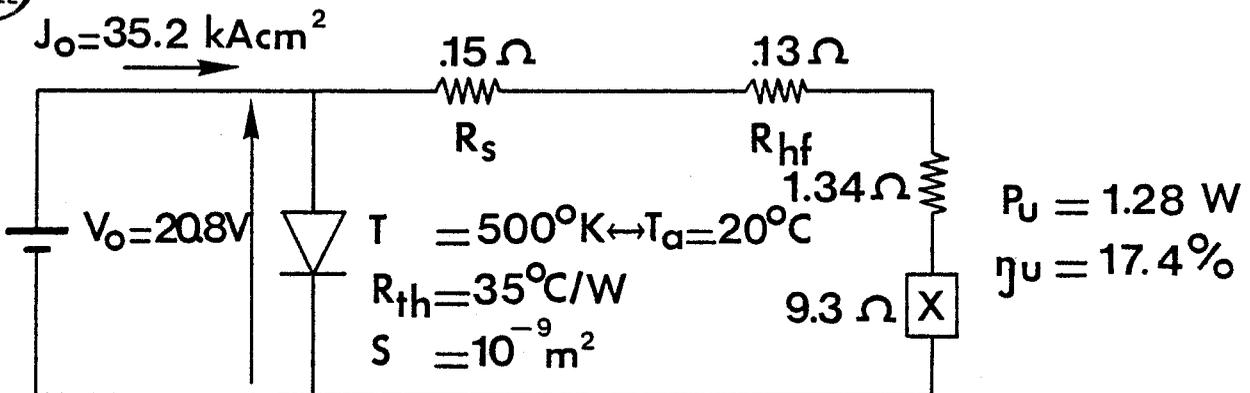


Figure 70.b. : Performances utiles maximales.

Figure 70 : Définition des performances théoriques de la structure optimale.

résistance thermique minimale. En effet, ce dernier paramètre détermine l'élévation de la température de zone active de la diode et limite en conséquence pour des raisons de fiabilité la densité de courant de polarisation dont dépendent fortement le niveau de puissance hyperfréquence délivré et le rendement.

Enfin nous résumons dans le tableau 8 les principaux résultats relatifs à l'étude de l'influence des paramètres technologiques de la diode.

Nous pouvons maintenant définir les caractéristiques technologiques de la diode optimale :

$$(45) \quad L_n = L_p = 0,23 \mu\text{m} \quad N_a = N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

Dans les conditions de fonctionnement que nous avons fixées, cette diode peut émettre une puissance hyperfréquence de 1,43 W avec un rendement de 19,5 % (figure 70.a).

La prise en compte plus réaliste d'une résistance série R_s et d'une résistance R_{hf} équivalente aux pertes dans le circuit hyperfréquence dont nous estimerons le rendement à 90 % montre que le niveau de puissance utile théorique délivré par la diode est de 1,28 W avec un rendement de 17.4% (figure 70.b).

2.5.4. Comparaison théorie-expérience en régime d'oscillations continues à 94 GHz

Sur la base des prédictions théoriques, des diodes au Silicium à deux zones de transit et à profil de dopage uniforme ont été réalisées par Thomson DSG suivant une technique d'épitaxie phase vapeur basse pression. Ces diodes ont ensuite été caractérisées en utilisant deux types de méthodes :

- mesure électrique de la caractéristique $C(V)$: Capacité de la diode en fonction de la tension inverse appliquée à ses bornes [44] ;

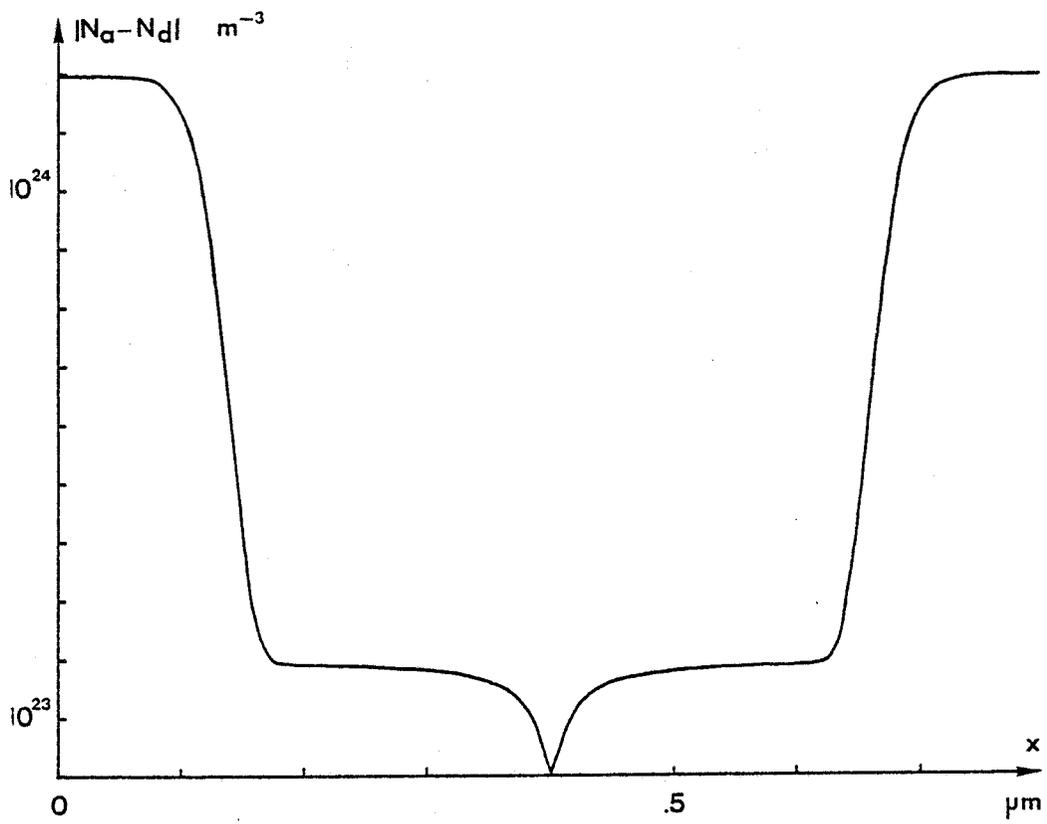


Figure 71.a.

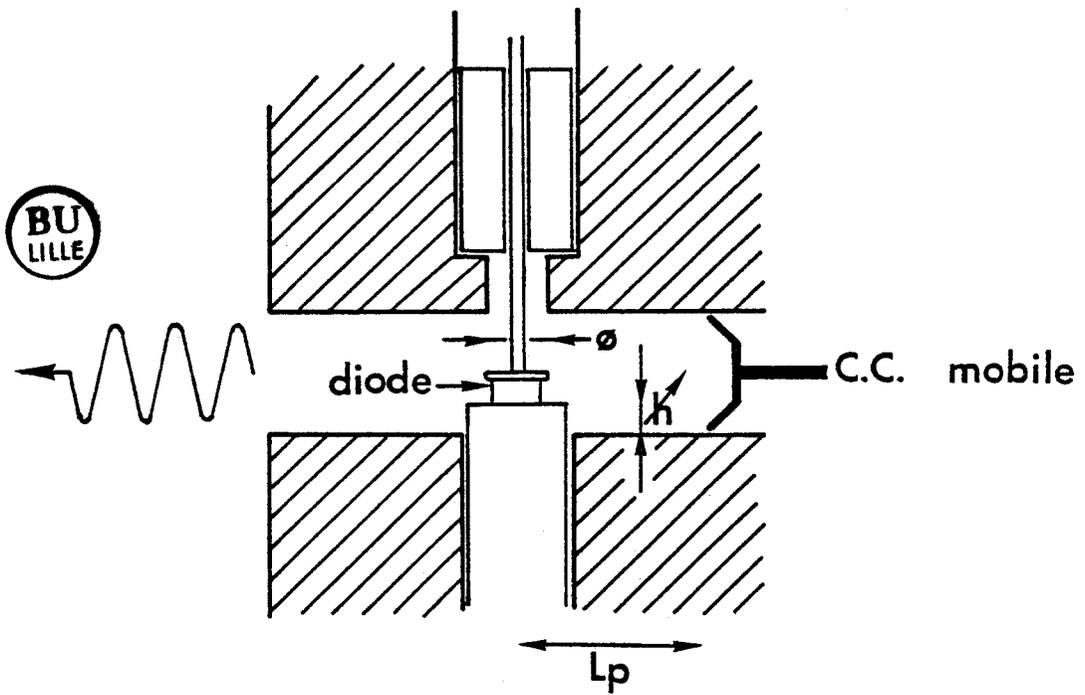


Figure 71.b.

- spectroscopie de masse à émission d'ions secondaires (SIMS) [45].

Il est apparu que si les niveaux de dopage des zones N et P ainsi que leurs longueurs respectives étaient très proches des données théoriques pour de nombreuses couches, le profil de dopage à la jonction P-N était un peu moins abrupte que celui correspondant au profil optimal défini précédemment. Nous avons montré au paragraphe 2.5.2.1. que l'angle d'ouverture de jonction n'était pas un paramètre trop critique mais dans un souci de réalisme nous avons pris en compte ce dernier paramètre et simulé des diodes présentant le profil de dopage mesuré, illustré figure 71.a).

Les mesures hyperfréquences ont été effectuées conjointement à Thomson DSG et au CHS en utilisant le circuit décrit figure 71.b. Comme nous l'avons déjà mentionné, les diodes sont montées dans un boîtier calculé de façon à ce qu'il se comporte comme une association de lignes radiales adaptant la faible impédance de la diode à celle très élevée du guide. Le rendement d'un tel circuit est important et sa valeur a été calculée à partir des travaux de DERYCKE [45].

La figure 72 résume la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour les deux types de dissipateurs.

Pour les diodes montées sur dissipateur intégré en Or (figure 72.a), nous remarquons une très bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux ce qui confirme l'intérêt et la validité de notre approche théorique. On notera tout d'abord les niveaux de puissance importants (jusqu'à 500 mW), obtenus cependant pour des températures de fonctionnement proches de la limite thermique des composants. Le résultat important est que ces composants peuvent délivrer des niveaux de puissance de l'ordre de 300 mW avec des rendements typiques de 8 % dans de bonnes conditions de fiabilité.

Nous observons par contre une nette différence entre les résultats théoriques et expérimentaux en ce qui concerne les diodes montées sur dissipateur diamant. Celle-ci peut s'expliquer dans la mesure où les puces semi-conductrices ont dans ce cas été thermocomprimées

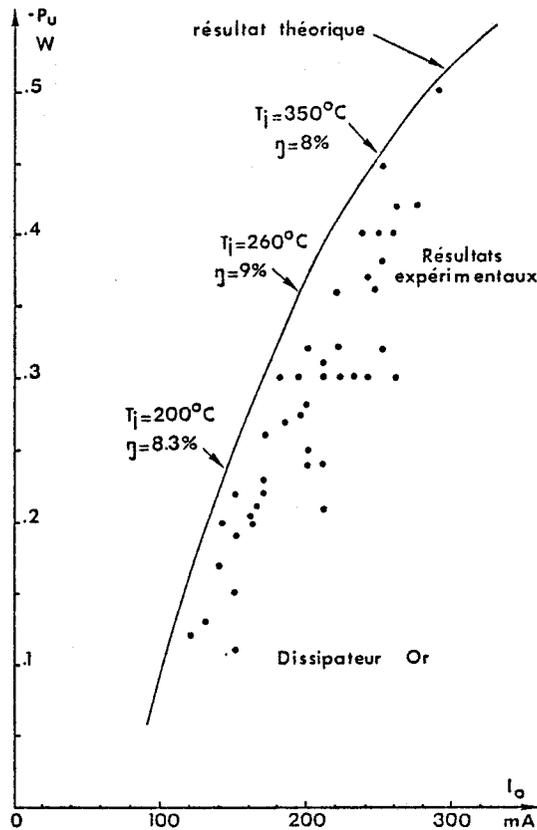


Figure 72.a. : Diodes montées sur dissipateur intégré en Or.

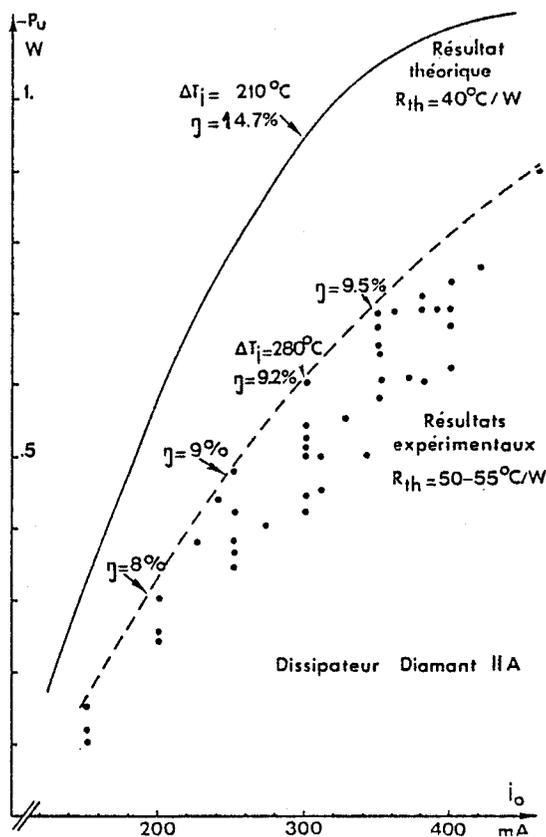


Figure 72.b. : Diodes montées sur dissipateur Diamant II A.

Figure 72 : Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux en régime d'oscillations continues à 94 GHz.

sur des diamants de faible épaisseur. La résistance thermique des composants est en conséquence plus importante que celle prévue dans la simulation comme indiqué sur la figure 72.b. L'utilisation de dissipateurs intégrés en diamant d'épaisseur supérieure (250 μm à 500 μm) devrait permettre de diminuer la résistance thermique des diodes à des valeurs plus proches de celle que nous avons imposée dans la simulation. Ceci devrait conduire, au vu de la bonne concordance observée entre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour les composants montés sur dissipateur intégré en Or, à l'obtention de diodes délivrant, à des fréquences voisines de 94 GHz, des niveaux de puissance hyperfréquence supérieurs à 800 mW avec des rendements supérieurs à 10 %, et ceci dans de bonnes conditions de fiabilité.

2.5.4.1. Comportement en bruit des diodes A.T.T. millimétriques

Les excellentes performances hyperfréquences que nous venons de présenter montrent l'intérêt des diodes A.T.T. au Silicium pour la réalisation d'émetteurs en gamme millimétrique.

Un autre aspect fondamental du comportement de ces dispositifs concerne leurs performances de bruit. Bien que notre travail théorique n'ait pas abordé cet aspect, qui nécessiterait une étude spécifique, il permet cependant d'interpréter certains résultats concernant le bruit en excès par rapport au bruit thermique (Noise Measure en terminologie anglosaxonne).

La caractérisation des sources A.T.T. au niveau du bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence a été effectuée en utilisant le dispositif de caractérisation des sources millimétriques du CHS décrit par ailleurs [46].

De façon à s'affranchir des problèmes de circuit, nous présentons tous les résultats en terme de facteur d'excès de bruit par rapport au bruit thermique du composant permettant une comparaison directe entre les différents types de source de puissance en gamme millimétrique.

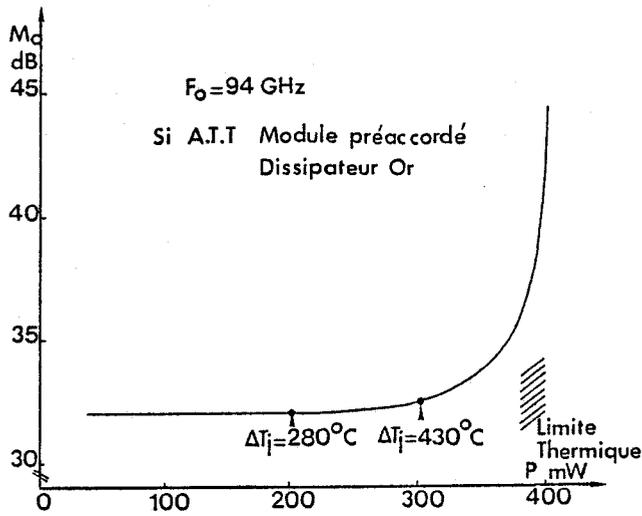


Figure 73 : Facteur M en fonction du niveau de puissance hyperfréquence P.

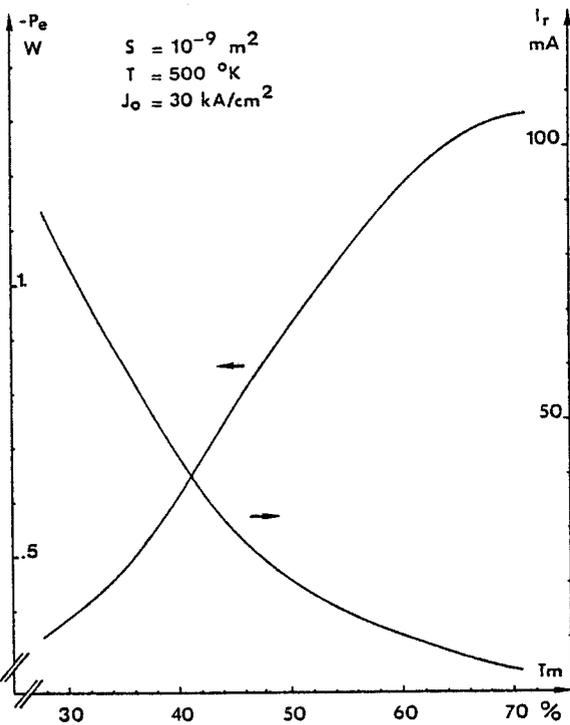


Figure 74 : Puissance émise P_e et courant de saturation équivalent I_r en fonction du taux de modulation T_m .

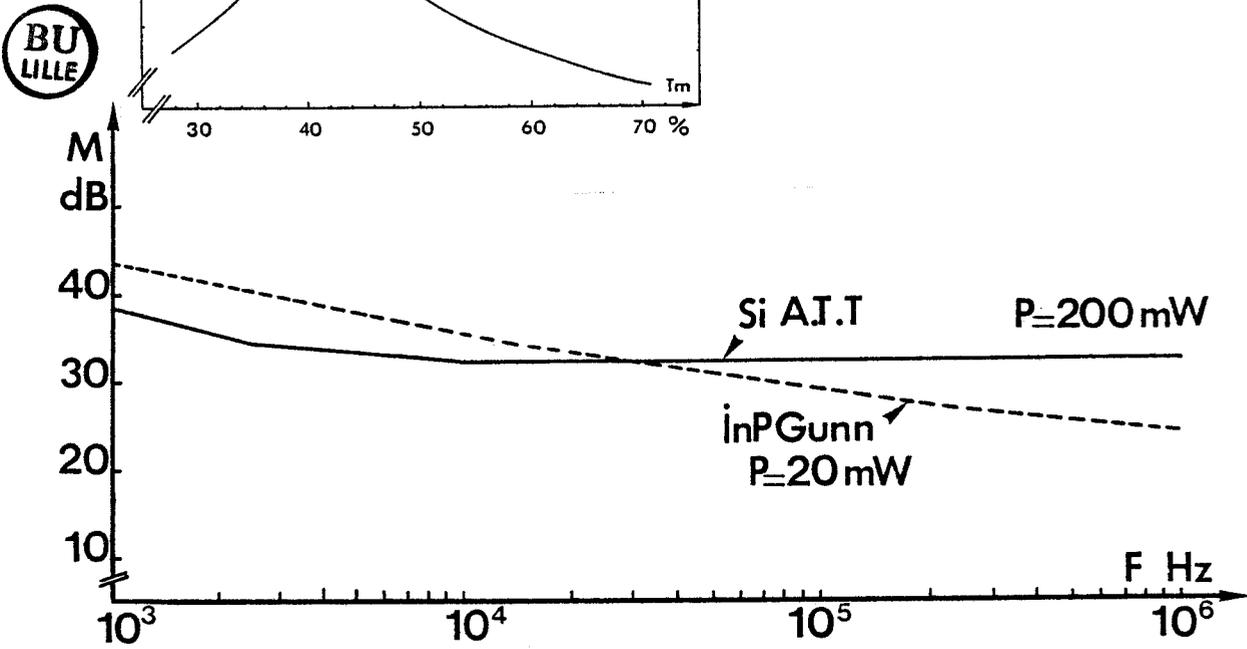


Figure 75 : Comparaison du facteur M pour deux types de composants à 94 GHz.

La figure 73 illustre l'évolution typique du relevé expérimental du facteur M de diodes A.T.T. 94 GHz au Silicium en fonction du niveau de puissance hyperfréquence généré par la diode. Cette évolution classique montre que le facteur M est sensiblement constant jusqu'à des niveaux de puissance inférieurs à 70-80 % de la puissance maximale puis augmente très rapidement lorsque l'on se rapproche des limites du composant. On constate par ailleurs la valeur relativement faible de ce facteur de bruit en excès comparée aux valeurs classiquement rencontrées aux fréquences plus basses et notamment en gamme centimétrique, pour laquelle ce paramètre atteint des valeurs de l'ordre de 40 à 45 dB.

Cette diminution du bruit, lorsque la fréquence de fonctionnement augmente, peut s'interpréter par le fait que la contribution majeure du bruit dans une diode A.T.T. est le bruit d'avalanche. Ce dernier est fortement dépendant du nombre de collisions ionisantes nécessaires à la génération du courant de conduction dans la zone d'avalanche. Plus ce nombre est important plus le bruit d'avalanche est élevé. On conçoit donc que ce bruit soit très dépendant du nombre de collisions ionisantes initialisant le processus d'avalanche et donc du courant traversant la jonction à chaque début de cycle.

A ce propos nous présentons figure 74 l'évolution théorique du courant de porteurs I_r circulant au niveau de la jonction P-N en fin de cycle hyperfréquence et celle de la puissance émise par la diode en fonction du taux de modulation. Ce courant I_r est constitué par les porteurs résiduels dans la zone d'avalanche qui n'ont pas eu le temps de quitter cette zone en fin de cycle du fait que les charges d'espace sont largement réparties dans la zone active de la diode (cf. figure 41). Nous constatons sur la figure 74 que le courant I_r est une fonction décroissante du taux de modulation et par voie de conséquence du niveau de puissance hyperfréquence et que de plus, ce courant ne devient très faible que lorsque le taux de modulation atteint des valeurs très importantes. Ce résultat théorique est parfaitement consistant avec le relevé expérimental du facteur M présenté figure 73. Il permet d'interpréter le niveau de bruit relativement faible des diodes A.T.T. millimétriques qui rend ces composants compétitifs vis à vis des dispositifs à transfert électronique dans cette gamme de fréquence pour des applications du type radar Doppler (figure 75).

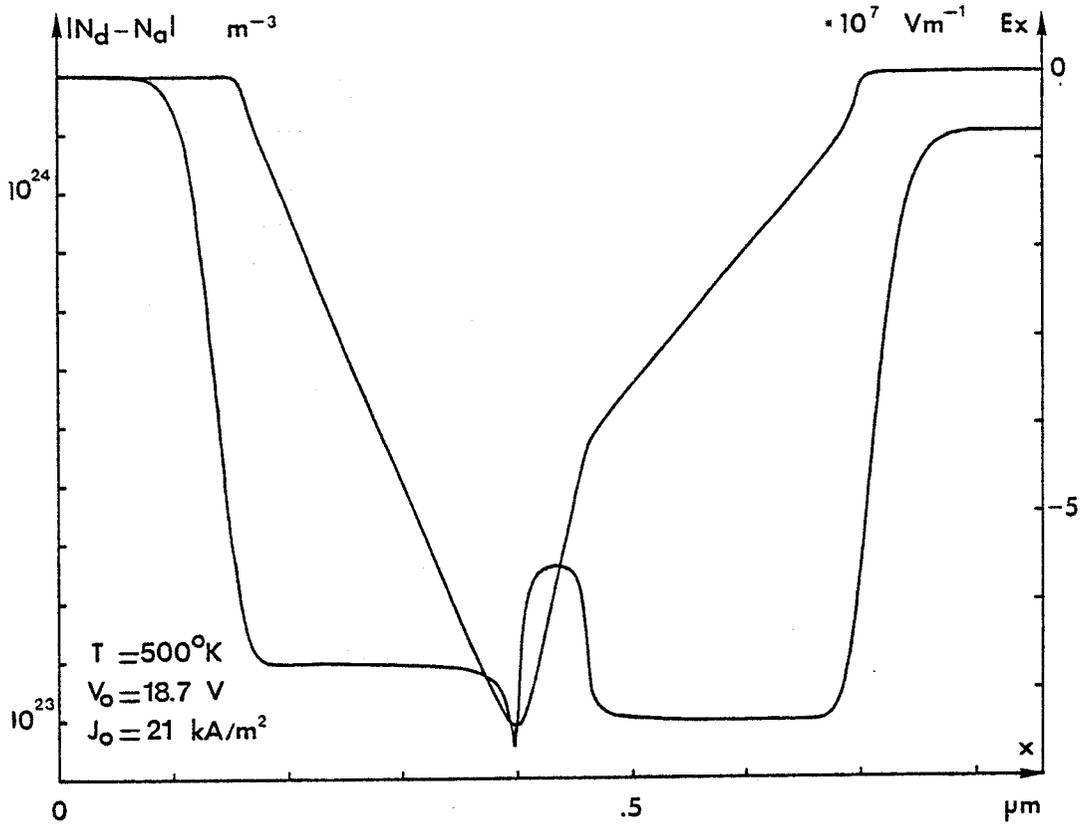


Figure 76.a. : Profil de dopage de la structure "Hybrid-Double-Read".

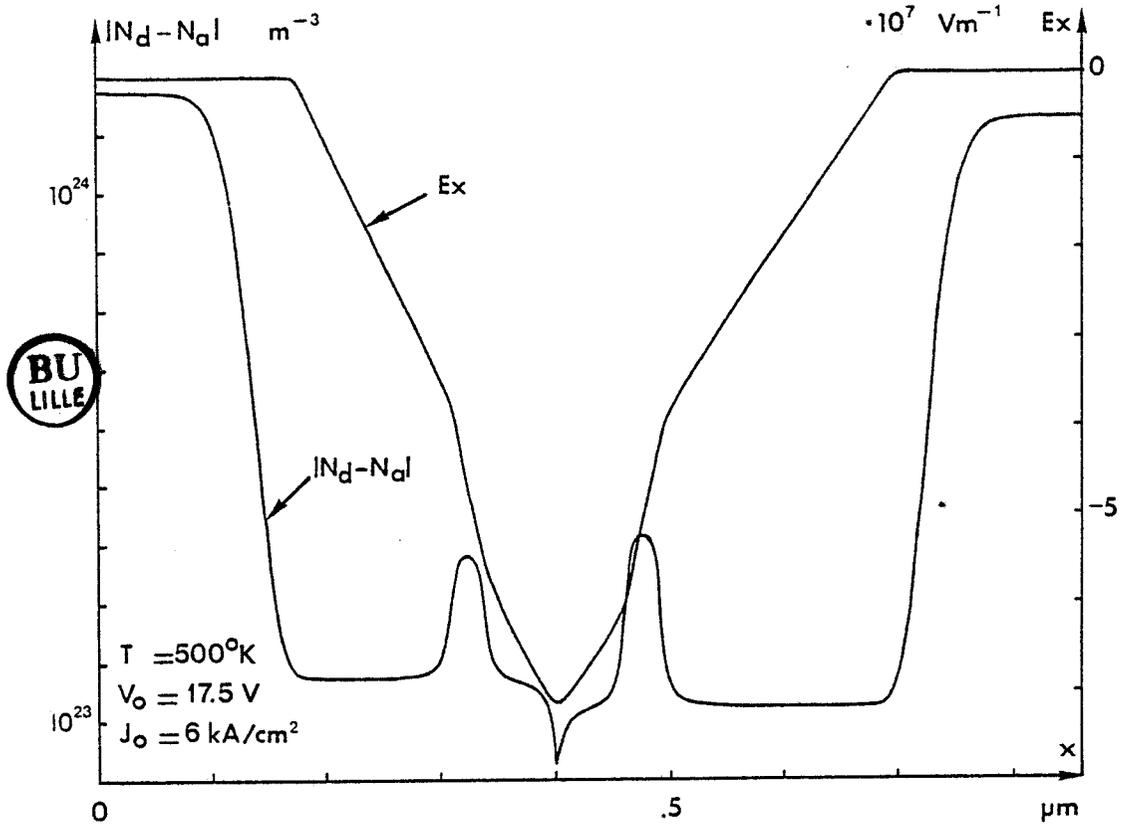


Figure 76.b. : Profil de dopage de la structure "Double-Read".

Figure 76 : Profils de dopage des structures différenciées sensiblement optimales à 94 GHz.

3. AMELIORATION DES PERFORMANCES EN REGIME D'OSCILLATIONS CONTINUES

3.1. AMELIORATION DES PERFORMANCES DES DIODES SILICIUM 94 GHz EN REGIME D'OSCILLATIONS CONTINUES

La diode à profil de concentration en impuretés uniforme est, dans l'état d'avancement actuel de la technologie Silicium, la diode la plus communément réalisée. Cette structure n'est pourtant pas a priori celle qui est susceptible de posséder les performances hyperfréquences les plus intéressantes. En effet, la configuration spatiale du champ électrique dans la zone active est loin d'être optimale puisque la part relative de l'épaisseur de la zone d'avalanche, dans laquelle la génération de puissance hyperfréquence est faible, par rapport à la dimension totale de la zone est importante (cf. paragraphe 1.1).

La réalisation de structures à profil de concentration en impuretés différencié permet d'améliorer la configuration spatiale du champ électrique dans la zone active et notamment de mieux confiner la zone d'avalanche (cf. paragraphe 1.2). Nous nous proposons d'examiner l'intérêt relatif de telles structures par rapport aux structures à profil de dopage uniforme. Nous avons successivement envisagé le cas de diodes du type "Hybrid-Double-Read" et "Double-Read". L'étude de diodes à profil de dopage différencié a pour but la définition d'un composant optimisé à la fois au niveau de ses propriétés hyperfréquences "intrinsèques", c'est-à-dire principalement pour lequel les conditions de transit des charges d'espace sont sensiblement optimales, et d'un point de vue thermique, c'est-à-dire fonctionnant à une tension continue d'alimentation minimale. Nous avons en conséquence déterminé les dimensions sensiblement optimales de zone active qui restent très proches de celles données au paragraphe 2.2.2., c'est-à-dire, rappelons le, $0,25 \mu\text{m}$ pour la zone P et $0,31 \mu\text{m}$ pour la zone N.

Il est important de souligner que les paramètres technologiques d'une diode à profil de concentration en impuretés différencié ne se limitent plus, comme pour une diode à profil de dopage uniforme, à la simple définition du couple épaisseur-niveau de dopage respectif des zones N et P. En effet, l'implantation de plans de dopage permet littéralement

Diode	N_a	N_d	L_n	L_p
	10^{23} m^{-3}		μm	
DDR1	2	2	.23	.23
DDR2	1.5	1.5	.24	.3
SDR		1.5	.35	

Tableau 9

	$-P_e$	η_e	J_o	V_o
	W	%	kA/cm^2	V
DR	1.48	20	34	21.7
HDR	1.44	19.5	33.2	22.2
DDR1	1.43	19.5	35.2	20.8
DDR2	1.3	18.	31.7	22.75
SDR	.85	12.5	39.5	17.1

Tableau 10



de sculpter le profil de champ électrique. La réalisation de tels composants nécessite cependant l'utilisation d'une technologie très pointue en ce qui concerne la réalisation des couches épitaxiées car les caractéristiques électriques de la diode et par voie de conséquence ses performances hyperfréquences sont très dépendantes de la précision avec laquelle est réalisé le profil de dopage et ceci plus particulièrement en ce qui concerne les plans de dopage [47], [48]. La technologie d'épitaxie par jet moléculaire est a priori bien adaptée à la réalisation de structures à profil de dopage différencié car la croissance des couches épitaxiées est, avec cette technologie, assez lente pour permettre un contrôle relativement rigoureux du profil de concentration en impuretés.

Nous avons mené pour chacun des deux types de structure à profil de dopage différencié envisagés, une rapide étude d'optimisation en régime d'oscillations continues à 94 GHz. Nous avons notamment étudié l'influence du niveau de dopage dans les zones de transit. Cette étude a montré la supériorité des diodes présentant un niveau de dopage élevé dans ces zones, de façon à ce que le facteur de confinement respectif des zones N et P soit de l'ordre de l'unité (figure 76.a.b). Les simulations de diodes présentant un profil de champ électrique plus "classique" pour des diodes de type "Read", c'est-à-dire pour lesquelles le niveau de dopage dans les zones de transit est sensiblement moins élevé (typiquement $5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$), ont montré que ces composants voyaient leurs performances limitées sous l'influence de trois effets conjugués :

- En premier lieu, la tension développée dans les zones de transit, et par voie de conséquence la tension continue d'alimentation de la diode, est une fonction inverse du niveau de dopage dans les zones de transit.

- En second lieu, les effets de réaction de charge d'espace induits par les densités de courant élevées nécessaires à 94 GHz sont plus importants lorsque le niveau de dopage dans les zones de transit est faible.

- Enfin, les composants présentant une pente de champ électrique relativement faible dans les zones de transit sont très sensibles aux effets de modulation de la zone désertée sous l'influence d'un signal hyperfréquence d'amplitude importante. Lorsque la tension instantanée est proche

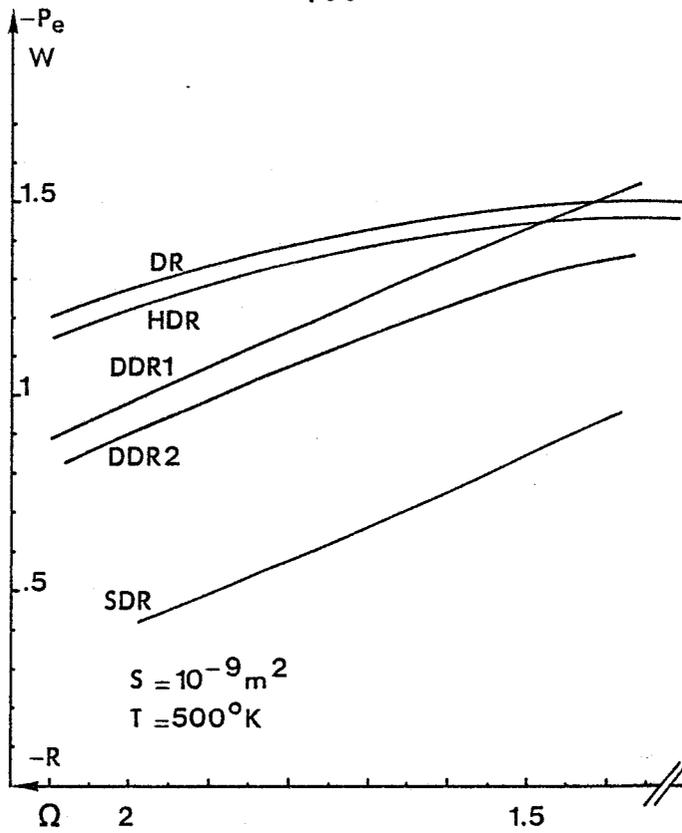


Figure 77.a. : Puissance émise P_e .

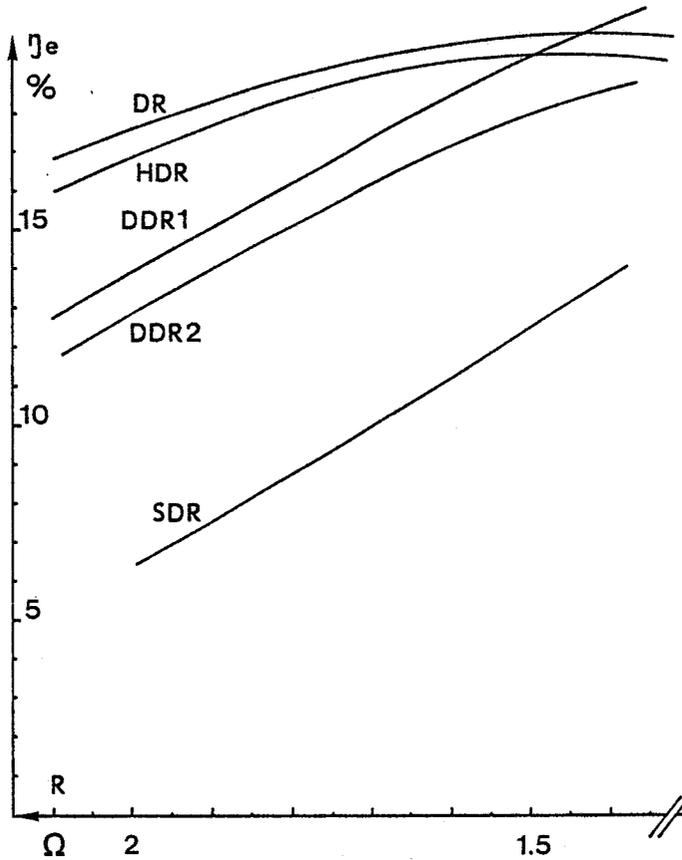


Figure 77.b. : Rendement émis η_e .



Figure 77 : Evolutions comparées des performances des différents types de structure au Silicium à 94 GHz en régime d'oscillations continues en fonction du niveau de résistance négative R.

de sa valeur minimale, le champ électrique devient très faible dans les zones de transit et peut même s'inverser entraînant une dispersion des charges d'espace et par voie de conséquence une chute brutale des performances. Nous retrouvons, dans ce type de diodes, un phénomène déjà mentionné par ailleurs [49], [50].

Dans le but d'élargir le champ de notre étude comparative, nous avons de plus envisagé le cas d'une structure à profil de dopage uniforme à simple zone de transit, optimisée elle aussi pour une fréquence d'utilisation de 94 GHz. Enfin nous avons repris les principaux résultats concernant les deux diodes à profil de dopage uniforme à deux zones de transit les plus intéressantes. Les caractéristiques technologiques de ces trois dernières structures sont précisées dans le tableau 9. Signalons enfin que pour cette série de simulations, les densités de courant de polarisation des différentes structures ont été ajustées de manière à ce que la température de zone active soit sensiblement égale à 227°C pour un niveau de résistance négative de $-1,5 \Omega$ (tableau 10). Les densités de courant ainsi définies ont ensuite été maintenues constantes.

La figure 77 illustre les évolutions des performances des différents types de structures envisagées en fonction du niveau de résistance négative (et donc implicitement en fonction du taux de modulation).

En premier lieu, l'ensemble des résultats obtenus montre clairement l'intérêt des structures à double zone de transit par rapport à celles à zone de transit unique pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance. En effet nous constatons que les performances des diodes à double zone de transit sont nettement plus importantes. Pour un niveau de résistance négative de $-1,5 \Omega$, le rapport des puissances émises atteint presque deux, alors que l'on observe une différence de l'ordre de 40 % entre les rendements au bénéfice des diodes à deux zones de transit.

La comparaison des performances des différentes structures à double zone de transit s'avère par contre plus délicate. En premier lieu, nous constatons une différence très faible entre les performances des diodes du type "Double Read" et "Hybrid-Double-Read". Deuxièmement en ce qui concerne la puissance hyperfréquence maximale disponible pour chacune de ces structures, que nous définirons pour un niveau de résistance négative de

-1,5 Ω de façon à minimiser les pertes série, les différences sont très faibles. Nous voyons de plus que l'intérêt des diodes à profil différencié s'amenuise au fur et à mesure qu'augmente le niveau de puissance hyperfréquence.

Nous remarquons par contre que pour des niveaux de résistance négative plus élevés et donc en fait pour des niveaux de puissance émise plus faibles, les diodes à profil de dopage différencié présentent des performances plus intéressantes que celles à profil uniforme. A titre d'exemple, pour un niveau de résistance de -2 Ω , la puissance émise est de l'ordre 1,25 W pour un rendement d'environ 17 % pour les diodes à profil de dopage différencié, alors que la puissance émise n'est que de l'ordre de 1 W pour des rendements voisins de 14 % en ce qui concerne les diodes à profil de dopage uniforme.

L'intérêt principal des diodes à profil de dopage différencié par rapport à celles à profil uniforme réside dans le fait qu'elles présentent un niveau de résistance négative plus important pour des excursions plus faibles de tension hyperfréquence. Elles semblent donc mieux adaptées aux réalisations de composants montés sur dissipateur en Or ou en Cuivre, présentant en conséquence des limites thermiques plus contraignantes au niveau de la densité de courant de polarisation et de l'amplitude de la tension hyperfréquence.

3.2. EVALUATION DES PERFORMANCES POTENTIELLES DES DIODES A.T.T. A L'ARSENIURE DE GALLIUM

Parmi les différents matériaux envisageables pour la réalisation de diodes A.T.T. de forte puissance à haut rendement, l'Arséniure de Gallium (AsGa) s'est imposé en gamme centimétrique. Ce matériau présente une supériorité indiscutable par rapport au Silicium en ce qui concerne la réalisation de diodes de puissance jusqu'à des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 40 GHz [51], [52]. Pour les fréquences supérieures et en particulier 94 GHz, les diodes AsGa pourraient donc apparaître comme les principales concurrentes des diodes Silicium. Cependant, les travaux théoriques effectués au C.H.S. en utilisant un modèle particulière ont montré que le Silicium devenait supérieur à l'Arséniure de Gallium à partir de 60 GHz [53], [54]. Nous ne prétendons pas ici présenter une étude exhaustive de

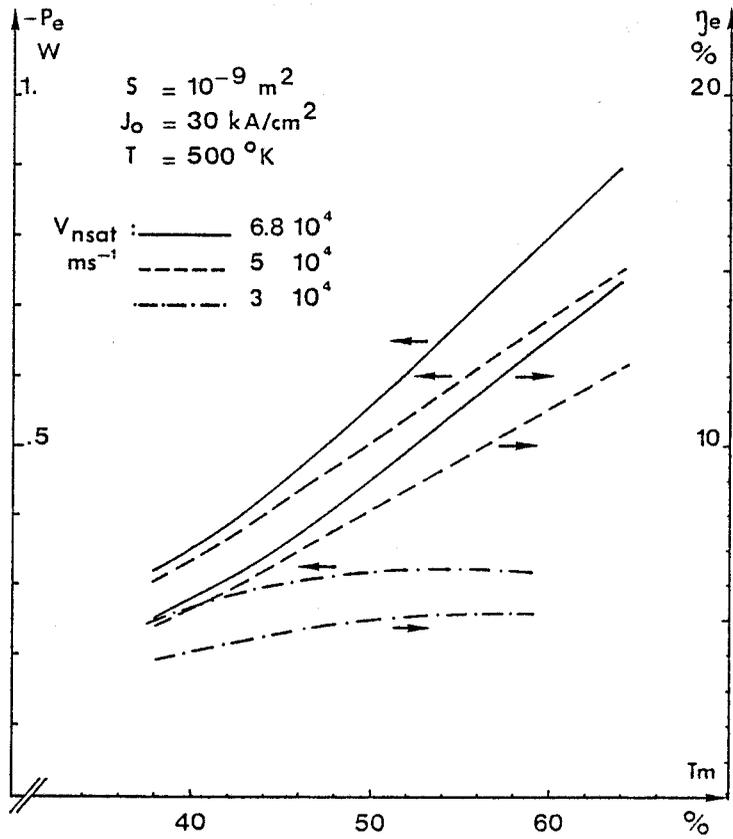


Figure 78.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

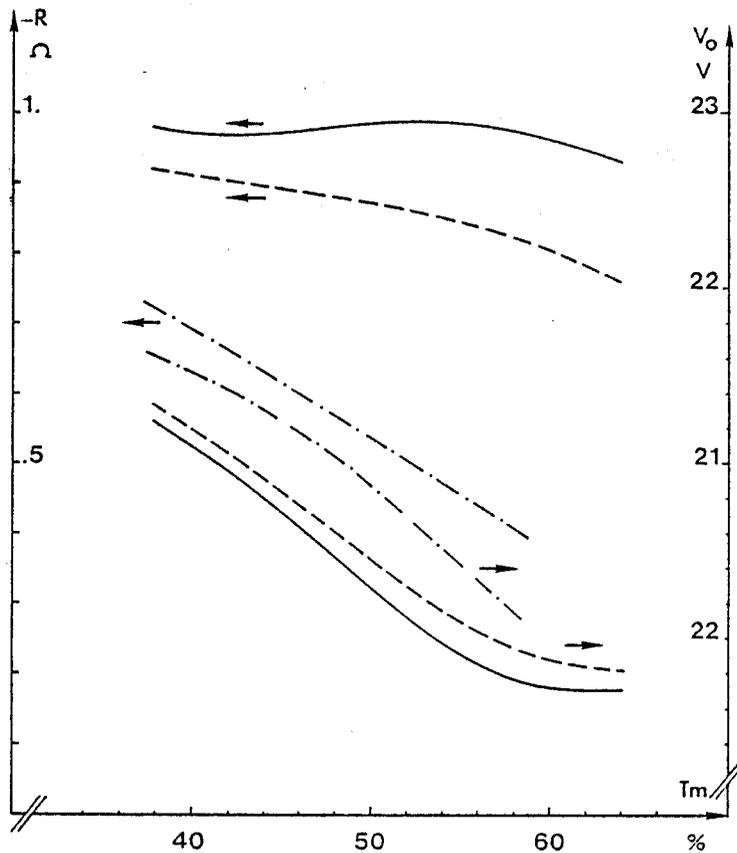


Figure 78.b. : Niveau de résistance R et tension continue d'alimentation V_0 .

Figure 78 : Influence de la vitesse limite des électrons sur les performances de la diode.

l'évolution fréquentielle des performances des diodes A.T.T. à l'AsGa mais juste donner des résultats concernant la fenêtre des 94 GHz, obtenus en utilisant un modèle stationnaire.

L'un des problèmes rencontrés dans la définition des diodes A.T.T. à l'Arséniure de Gallium en gamme millimétrique est que la dynamique des porteurs de charge dans ce matériau, en particulier à champ électrique et à température élevés, n'est à ce jour pas entièrement connue. A ce titre des travaux récents ont montré que la vitesse de dérive des électrons dans ce matériau était une fonction décroissante de la température mais aussi du champ électrique [55]. Ce problème se révèle fondamental dans le cas des diodes A.T.T. car la vitesse limite des porteurs détermine l'épaisseur optimale de la zone active de la diode pour une fréquence de fonctionnement donnée. Cette épaisseur influe notablement sur le niveau de résistance négative intrinsèque du composant car elle détermine en première approximation pour une fréquence de fonctionnement donnée la réactance capacitive du composant.

Pour mettre en évidence l'influence de la vitesse limite des électrons sur les performances de la diode, nous avons effectué une série de simulations pour une diode à double zone de transit à profil de dopage uniforme dont les caractéristiques technologiques sont les suivantes :

$$(46) \quad \begin{array}{ll} L_n = 0,25\mu\text{m} & N_a = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \\ L_p = 0,25\mu\text{m} & N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \end{array}$$

Dans cette série de simulations nous avons fait varier la vitesse limite des électrons pour une température du matériau de 500°K entre la valeur maximale classiquement admise soit $6,8 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ et la valeur minimale déterminée récemment soit $3 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$. Les conditions de fonctionnement ont été sensiblement ajustées de façon à ce que la température effective de jonction corresponde à la température imposée dans la simulation dans le cas où la vitesse limite des électrons présente sa valeur maximale et donc la diode son rendement maximum. L'ensemble des résultats est présenté figure 78 en fonction du taux de modulation.

Nous constatons en premier lieu l'extrême importance de la valeur de la vitesse limite des électrons sur les performances du composant. Nous voyons en effet que la puissance émise et le rendement sont

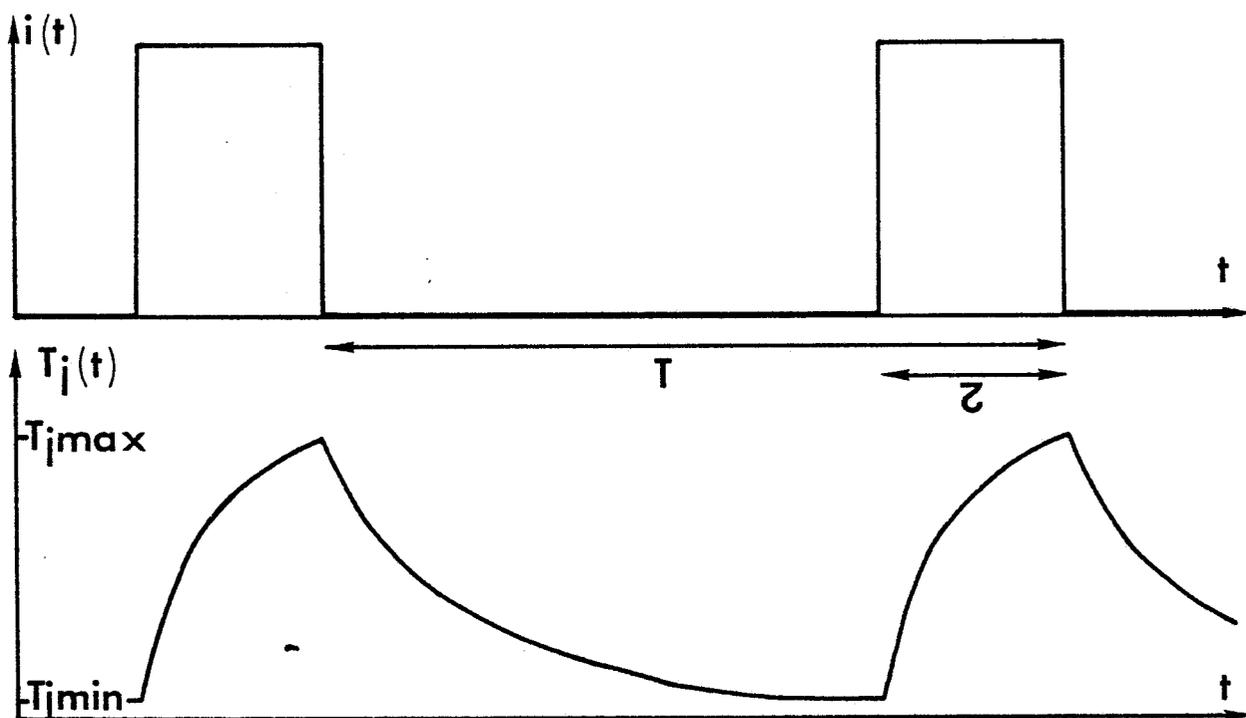


Figure 79



des fonctions décroissantes de ce paramètre. De même nous remarquons que le niveau de résistance négative diminue fortement avec ce paramètre.

Ces résultats montrent clairement l'influence de la vitesse limite des électrons sur les performances de la diode à 94 GHz. Il convient cependant de noter qu'ils ne constituent pas à eux seuls une étude exhaustive de l'influence de ce paramètre. Le point le plus important à retenir est que la diode simulée présente des caractéristiques géométriques sensiblement optimales pour la vitesse limite des électrons maximale. En conséquence les performances définies dans ce cas peuvent être considérées comme les performances maximales pour une diode à double zone de transit à l'Arséniure de Gallium à profil de dopage uniforme. Nous constatons alors que ces performances sont malgré tout nettement inférieures à celles des diodes au Silicium. De plus des simulations de composants à profil de dopage différencié à l'AsGa, effectuées par J.L. NIERUCHALSKI ont de même montré la supériorité des diodes Silicium [53].

Il apparaît donc que si l'Arséniure de Gallium ne se présente pas comme le matériau permettant la réalisation des diodes A.T.T. 94 GHz les plus puissantes, il présente cependant un intérêt en ce qui concerne la réalisation d'oscillateurs A.T.T. en intégration monolithique et les applications nécessitant un faible bruit.

4. REGIME D'IMPULSIONS COURTES

En régime impulsionnel, la température T_J de la zone active de la diode varie continûment au cours du temps (figure 79). Durant le temps τ pendant lequel le composant oscille, elle varie de sa valeur minimale T_{Jmin} à sa valeur maximale T_{Jmax} . Cette dernière grandeur dépend principalement de la température T_{Jmin} , de la puissance dissipée, de la durée τ de l'impulsion et du comportement thermique de l'ensemble diode-dissipateur que l'on caractérise en calculant sa résistance thermique transitoire.

Pour des applications du type radar à faible portée à 94 GHz, la durée τ des impulsions est typiquement de 100 ns pour un taux de remplissage de 1 %. La durée de ces impulsions est donc faible devant leur période T de répétition. En conséquence, il peut être montré que le composant a le temps de se refroidir totalement entre deux impulsions consécutives [56].

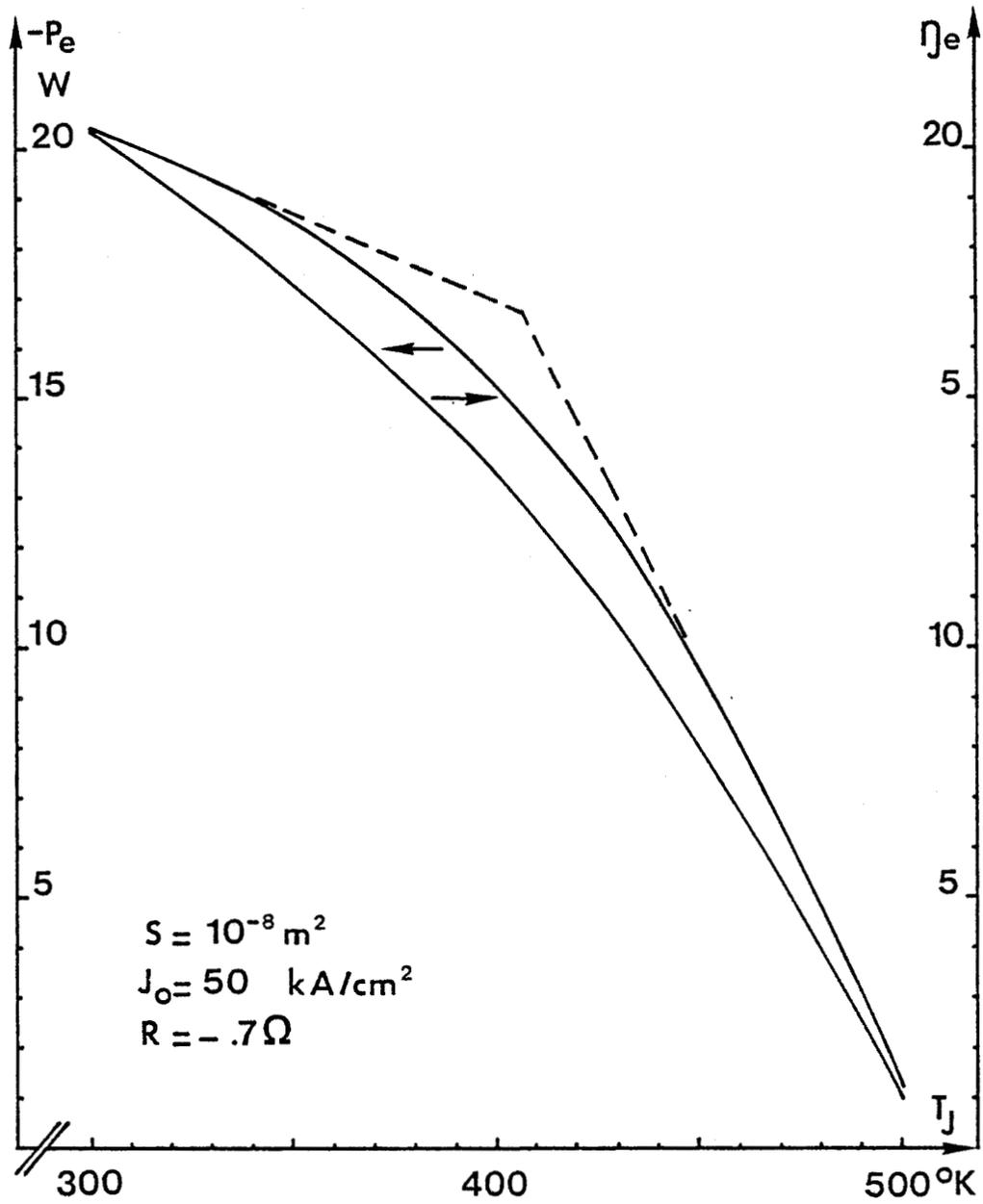


Figure 80.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .



Un second point important est la valeur maximale de la température de la zone active atteinte en fin d'impulsion. En effet, cette température limite pour des raisons de fiabilité, la puissance maximale dissipable par le composant et par voie de conséquence la puissance hyperfréquence émise. Les conditions de fonctionnement et en particulier la densité de courant de polarisation, ainsi que les paramètres technologiques de la diode, seront comme précédemment fortement dépendants de cette température maximale admissible.

4.1. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE LA ZONE ACTIVE EN FIN D'IMPULSION

4.1.1. Influence de la température sur les paramètres technologiques de la diode

La figure 80.a illustre l'évolution des performances d'une diode A.T.T. à profil de dopage uniforme optimisée pour une température de 400°K (cf. 47) en fonction de la température de fonctionnement.

$$(47) \quad \begin{array}{ll} L_p = .3 \mu\text{m} & N_a = 1.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \\ L_n = .4 \mu\text{m} & N_d = 1.2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \end{array}$$

La densité de courant de polarisation est de 50 kA/cm². Le niveau de résistance négative a été maintenu constant à une valeur de 0,7 Ω pour se rapprocher des conditions expérimentales de fonctionnement. La section de la diode est fixée à une valeur typique de 10⁻⁸ m². Signalons à ce niveau, que dans tout le paragraphe 4 nous utiliserons le terme "puissance émise" en régime d'impulsion pour caractériser la puissance hyperfréquence crête délivrée par la diode durant l'impulsion. Il en est de même pour la puissance dissipée et la puissance continue.

Nous constatons que les évolutions du rendement et de la puissance émise par la diode sont des fonctions décroissantes de la température T_j de la zone active. Nous avons tracé en trait pointillé sur la figure 80, l'évolution asymptotique de la puissance émise. Ce tracé met clairement en évidence l'existence de deux zones distinctes :

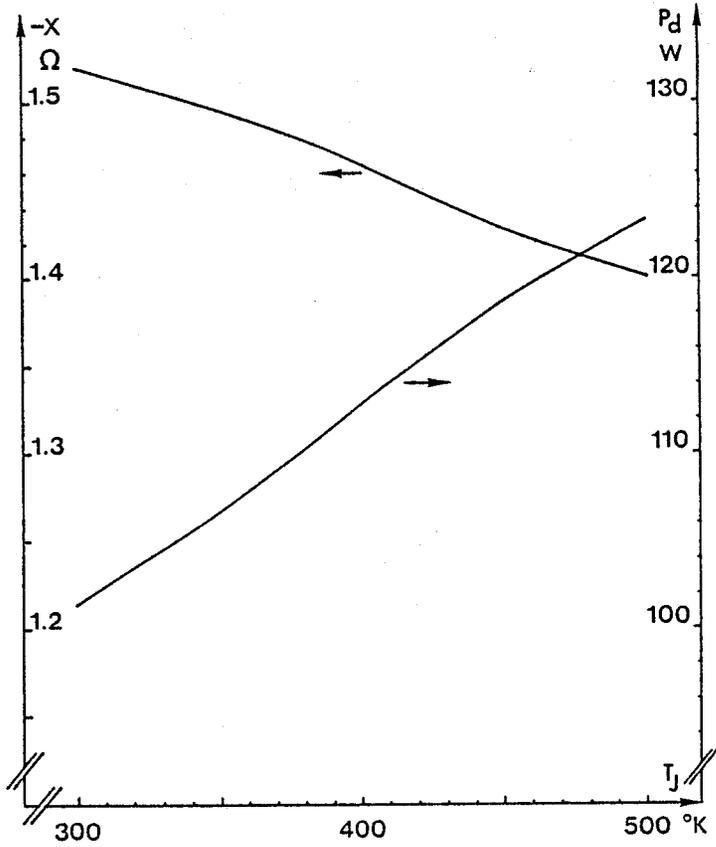


Figure 80.b. : Réactance X et Puissance dissipée P_d .

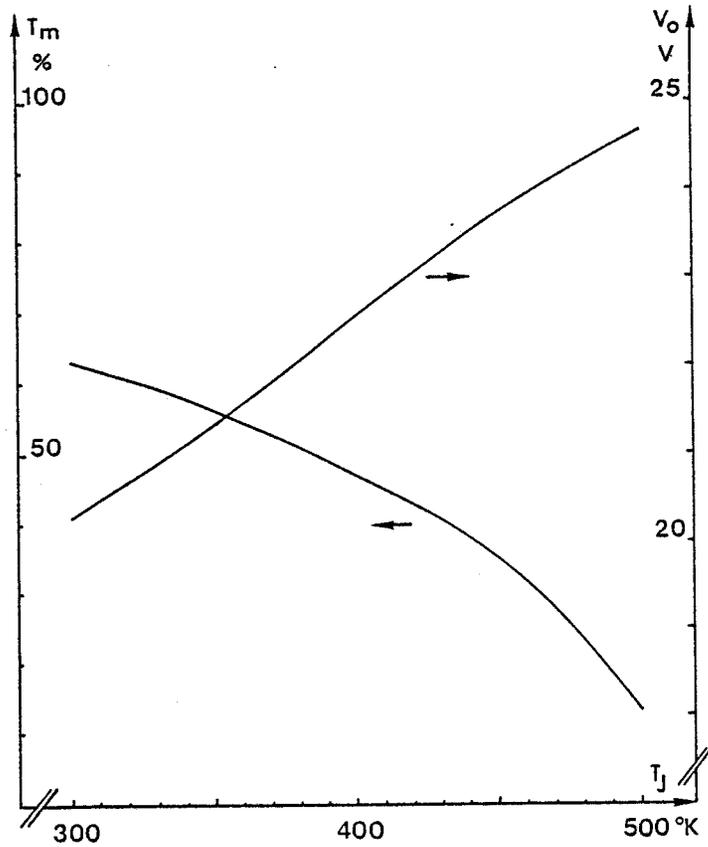


Figure 80.c. : Taux de modulation T_m et tension continue d'alimentation V_o .

Figure 80 : Influence de la température de fonctionnement T_j .

- Pour des températures de fonctionnement inférieures à une température de l'ordre de 400°K, nous remarquons une décroissance relativement faible de la puissance émise qui garde une valeur supérieure à 15 W. Rappelons en effet tout d'abord que pour un taux de modulation et une densité de courant J_0 fixés, le niveau de résistance négative d'une diode A.T.T. est une fonction inverse de la température de sa zone active. En conséquence pour un niveau de résistance négative constant, le taux de modulation est une fonction décroissante de la température et par voie de conséquence la puissance et le rendement émis (figure 80.c). Ces sens de variation expliquent la raison pour laquelle la diode qui possède des caractéristiques technologiques optimisées pour une température de fonctionnement de 400°K délivre une puissance hyperfréquence plus importante pour des températures de zone active inférieures à cette dernière.

- Pour des températures supérieures à 400°K nous observons une dégradation beaucoup plus rapide des performances. A 500°K, pour la densité de courant de polarisation imposée, la diode ne délivre plus qu'un niveau de puissance très faible, de l'ordre de 1 W. En effet les vitesses des deux types de porteurs diminuent avec la température ce qui contribue à augmenter l'angle de transit des charges d'espace et entraîne, pour un taux de modulation fixé, une diminution du niveau de résistance négative. Pour maintenir ce dernier à la valeur fixée, le taux de modulation doit alors être fortement réduit ce qui explique la forte diminution des performances observée sur la figure 80.a.

Il apparaît donc que la diode optimale pour une utilisation en régime d'impulsions courtes à 94 GHz devra être définie pour la température de fonctionnement maximale c'est-à-dire celle atteinte en fin d'impulsion. En effet, les résultats présentés figure 80 montrent que, pour un composant alimenté à densité de courant de polarisation constante, lorsqu'au cours de l'impulsion la température de fonctionnement devient supérieure à celle pour laquelle la diode présente des caractéristiques technologiques sensiblement optimales, le niveau de puissance hyperfréquence émis diminue brutalement. Afin de pallier cet effet néfaste, une solution consisterait à modifier la forme de l'impulsion de courant de façon à compenser la diminution des performances consécutives à l'élévation progressive de la température par une augmentation de la densité de courant de polarisation au cours de l'impulsion. Mais ceci entraîne une augmentation de la température finale de la jonction.

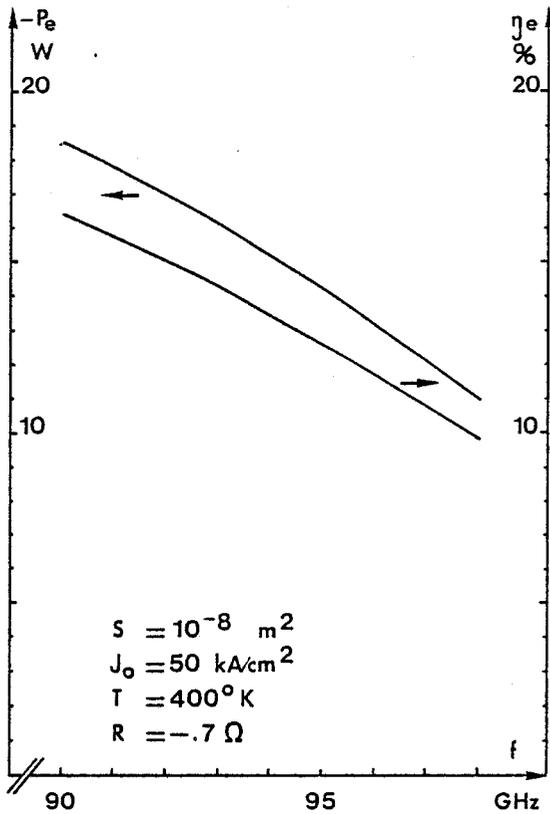


Figure 81.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

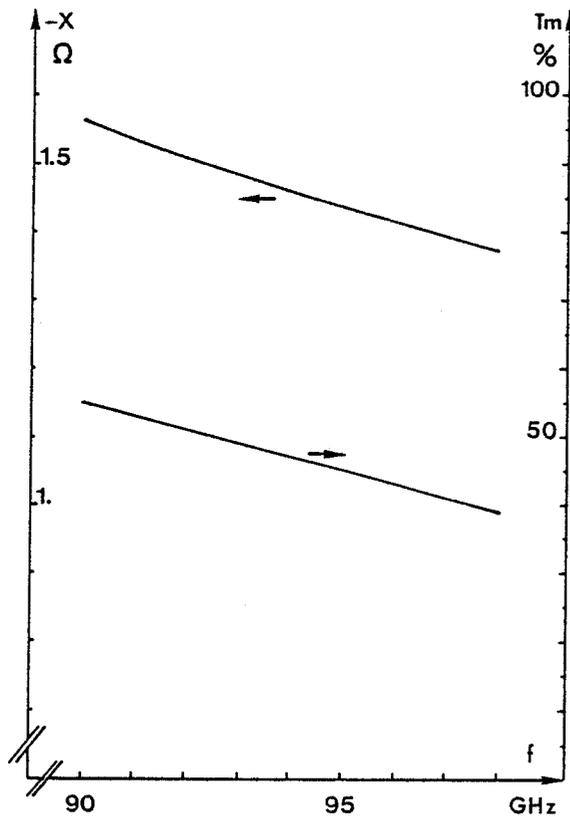


Figure 81.b. : Réactance X et taux de modulation T_m .



Figure 81 : Evolutions des grandeurs électriques en fonction de la fréquence f à 400° K .

Pour obtenir un niveau de puissance hyperfréquence maximal, la puissance continue fournie à la diode pourra être augmentée jusqu'à ce que la température de fonctionnement en fin d'impulsion atteigne la valeur limite imposée par les impératifs de fiabilité.

Un autre aspect important à noter sur la figure 80.a concerne l'évolution de la réactance de la diode qui diminue avec la température de zone active. Ce résultat montre que pour un accord de circuit fixé, lorsque le courant de polarisation est maintenu à une valeur constante durant l'impulsion, la fréquence de fonctionnement va décroître avec l'élévation de la température de la diode.

A titre d'exemple, supposons la diode accordée à la fréquence de 94 GHz pour une température de fonctionnement de 300°K, l'impédance de charge dans le plan de la diode aura pour valeur (cf. figure 80.b) :

$$(48) \quad Z_c = (0,7 + j 1,51) \Omega$$

Durant l'impulsion, la température de la diode va s'élever ce qui entraînera une diminution de la fréquence de fonctionnement. Nous pouvons donner un ordre de grandeur de cette variation de fréquence en considérant la figure 81.b illustrant l'évolution de la réactance de la diode en fonction de la fréquence pour une température de zone active fixée à 400°K. Nous pouvons déduire de ces résultats que lorsqu'au cours de l'impulsion la température de la diode atteint 400°K, sa fréquence d'oscillation est alors de l'ordre de 92 GHz soit une diminution de 2 GHz pour une élévation de température de 100°C.

Il convient de préciser que l'exemple choisi ne constitue pas à lui seul une étude rigoureuse du glissement en fréquence durant l'impulsion (fréquence chirp), qui dépend bien sûr de l'accord de circuit et de la forme de l'impulsion de courant. Ce résultat montre cependant de façon qualitative que ce glissement de fréquence pendant l'impulsion peut être important. Celui-ci pourra être utilisé avec profit ou bien devra être limité au minimum suivant le type d'application choisie.

Afin de pallier le glissement de fréquence au cours de l'impulsion, une solution consiste là encore à modifier la forme de l'impulsion

	e	z_{th}	σ	R_{th}
	μm	ns	$W/m^{\circ}C$	$^{\circ}C/W$
P	.25	1.25	80	.31
P+	.15	.93	70	.21
ca	.2	$\ll 100ns$	$17 \leq \sigma \leq 72$	$.22 \leq R_{thca} \leq .43$

Tableau 11

de courant puisqu'en effet, pour une fréquence de fonctionnement fixée, la réactance de la diode est une fonction croissante de la densité de courant de polarisation (cf. figure 51.b). Il est en conséquence possible de compenser la dérive en fréquence consécutive à l'élévation de température en augmentant progressivement la densité de courant de polarisation au cours de l'impulsion.

4.1.2. Calcul de la résistance thermique transitoire

Le calcul de cette grandeur est indispensable pour l'évaluation de la puissance maximale dissipable par la diode en fonctionnement.

Le calcul de la distribution spatio-temporelle de la température dans l'ensemble diode-radiateur nécessite en toute rigueur la résolution de l'équation de propagation de la chaleur [57]. Nous reprendrons à ce niveau les résultats de différents auteurs permettant la détermination de l'élévation de la température de la zone active de la diode à l'aide d'un calcul relativement simple de sa résistance thermique transitoire [58], [59]. Nous considérerons dans un premier cas que la puce semi-conductrice est montée sur un dissipateur intégré en Or et nous calculerons les constantes de temps thermiques des différentes couches qui contribuent à la résistance thermique totale à l'aide de l'expression :

$$(49) \quad \tau_{th} = \frac{e^2}{\alpha}$$

où e est l'épaisseur du matériau considéré et α sa diffusivité thermique.

Nous voyons que la constante de temps thermique sera particulièrement faible pour les matériaux de faible épaisseur. Nous donnons dans le tableau 11 les constantes de temps thermiques des différentes couches semi-conductrices et des couches d'accrochage. Nous constatons que leurs valeurs sont très inférieures à la durée de l'impulsion. En conséquence, la contribution de chacune de ces couches sera sensiblement celle observée en régime d'oscillations continues et pourra être calculée en première approximation à l'aide de l'expression :

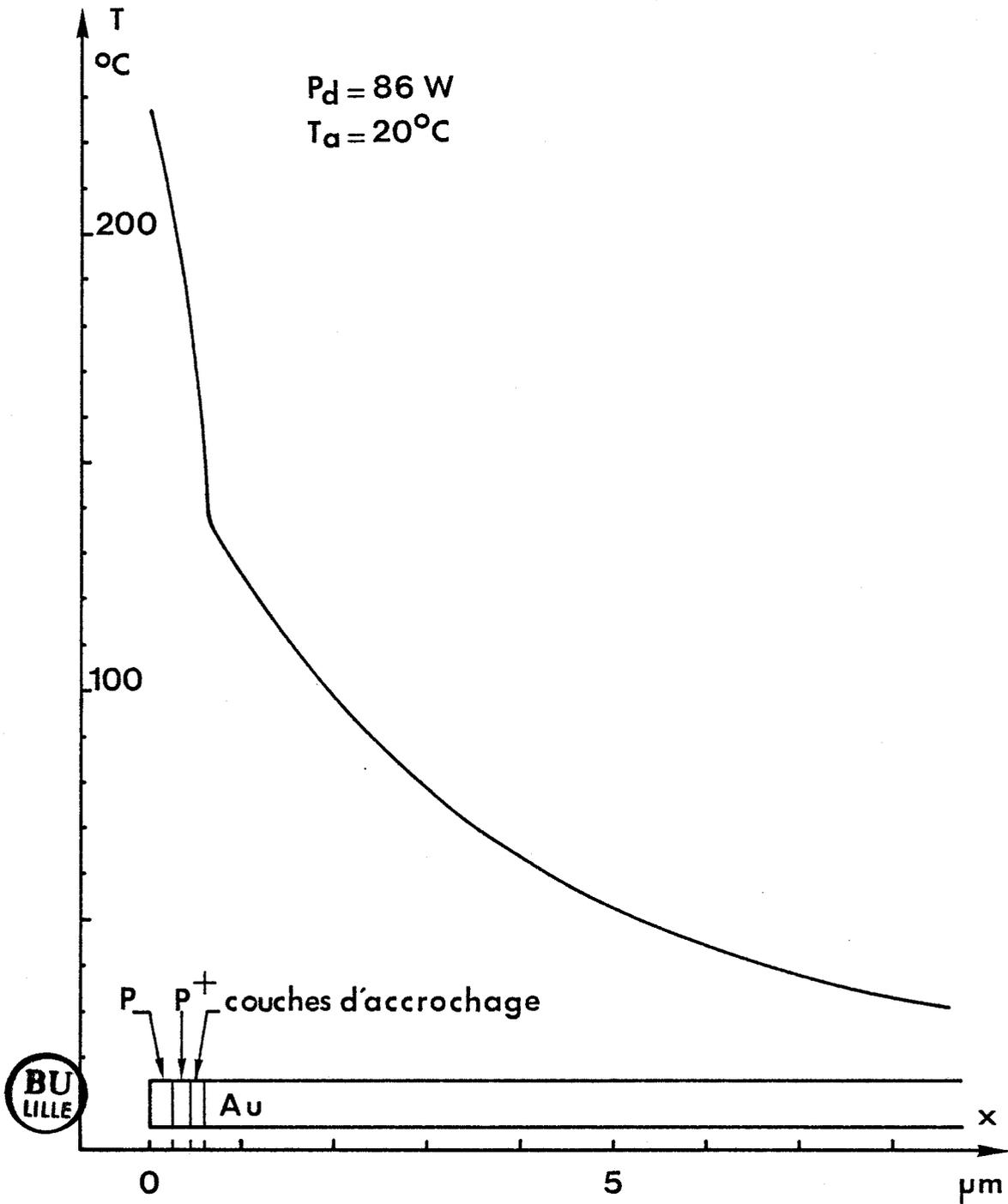


Figure 82 : Evolution spatiale de la température en fin d'impulsion.

$$(50) \quad R_{th} = \frac{e}{G_{th} S}$$

La contribution totale de ces couches est de l'ordre de 0,74°C/W à 0,95°C/W suivant la technologie utilisée. Les constantes de temps du radiateur intégré en Or et du dissipateur de Cuivre sont par contre nettement plus importantes. Leurs résistances thermiques transitoires respectives ne peuvent donc en aucun cas être assimilées à leurs résistances thermiques en régime d'oscillations continues. Cependant dans le cas où la durée des impulsions est très inférieure à leur période de répétition, la propagation du flux thermique dans le dissipateur peut être calculée à l'aide de l'expression simplifiée suivante :

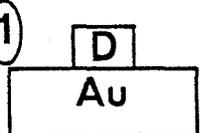
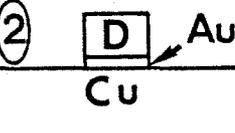
$$(51) \quad T(x,t) = T_a + (T_j(t) - T_a) e^{-x/\sqrt{\alpha t}}$$

Nous voyons qu'en fin d'impulsion de durée τ , la température évoluera en première approximation suivant l'axe du Méta selon une loi exponentielle en $e^{-x/\sqrt{\alpha \tau}}$. On peut ainsi définir une longueur caractéristique de diffusion thermique :

$$(52) \quad L_{Dth} = \sqrt{\alpha \tau}$$

qui pour une durée d'impulsion de 100 ns vaut sensiblement 3,4 μm dans l'Or. Nous pouvons conclure d'après ce dernier résultat que pour une diode montée sur dissipateur intégré en Or d'épaisseur typique variant entre 30 et 50 μm , le flux de chaleur restera concentré en fin d'impulsion au voisinage des couches épitaxiées car ce flux n'a pas le temps en 100 ns de diffuser profondément dans le radiateur d'Or, c'est-à-dire d'une longueur supérieure à sensiblement deux fois la longueur de diffusion thermique dans ce matériau comme indiqué figure 82. Cet effet a deux conséquences principales :

- En premier lieu nous pouvons négliger la contribution du radiateur de cuivre à la résistance thermique globale du composant et considérer le dissipateur d'Or comme infini ;

$R_{th} 100 \text{ ns}$ $^{\circ}\text{C}/\text{W}$	(1) 	(2) 	(3) 
	$.74 \leq R_{th \text{ diode}} \leq .95$		
	Au $\neq \infty$ 1.38	Au = 1 μm .34	Au = 1 μm .34
	Cu $\neq \infty$ 1.	Di II A $\neq \infty$.35	
$R_{th} \text{ totale}$	212 \ll (1) \ll 2.33	208 \ll (2) \ll 2.29	143 \ll (3) \ll 1.64

		$\Delta T_j \text{ } ^{\circ}\text{C} \text{ (100 ns)}$		
$P_o = 200\text{W}$		(1)	(2)	(3)
$R_{th} \text{ } ^{\circ}\text{C}/\text{W}$		≈ 2.22	≈ 2.18	≈ 1.53
η_e %	5	422	414	291
	10	400	392	275
	15	377	371	260



Tableau 12

- En second lieu, en régime d'impulsions courtes la chaleur générée reste confinée au voisinage de la zone active de la diode. En conséquence, nous pouvons considérer que la résistance thermique du composant évolue selon une loi de variation en $1/S$ et non pas en $1/\sqrt{S}$ comme en régime d'oscillations continues. Ce point est important car il signifie que la température de fonctionnement de la diode ne dépend plus de sa section. Ce dernier paramètre est alors fixé par le compromis nécessaire entre le niveau de résistance de charge optimal et la densité de courant de polarisation.

Nous avons calculé la résistance thermique transitoire du dissipateur intégré en Or en nous inspirant des travaux de B. KASZUBIAK [56]. Pour un diamètre de $112,5 \mu\text{m}$, soit une section voisine de 10^{-8} m^2 , la contribution du dissipateur d'Or est de l'ordre de $1,38^\circ\text{C/W}$. La résistance thermique transitoire globale de la diode est dans ces conditions de l'ordre de $2,12^\circ\text{C/W}$ à $2,33^\circ\text{C/W}$.

L'obtention de niveaux de puissance hyperfréquence importants en régime d'impulsions courtes à 94 GHz est limitée par la température de fonctionnement maximale admissible de la diode et dépend donc de la valeur de sa résistance thermique en fin d'impulsion. De façon à minimiser ce dernier paramètre, il est premièrement nécessaire de minimiser l'épaisseur de chacune des couches intermédiaires entre la zone active de la diode et le dissipateur c'est-à-dire le substrat P^+ et les couches d'accrochage. Deuxièmement il convient de rappeler que le Cuivre et le Diamant II A possèdent une conductivité thermique meilleure que l'Or. Il serait en conséquence bénéfique de thermocomprimer les puces semi-conductrices sur ces types de dissipateurs. Cependant cette solution n'aura d'intérêt dans le cas particulier du régime d'impulsions courtes que si l'épaisseur d'Or minimale nécessaire pour la thermocompression peut être réduite à des valeurs nettement inférieures à la longueur caractéristique de diffusion thermique dans ce dernier matériau qui est rappelons-le de l'ordre de $3,4 \mu\text{m}$.

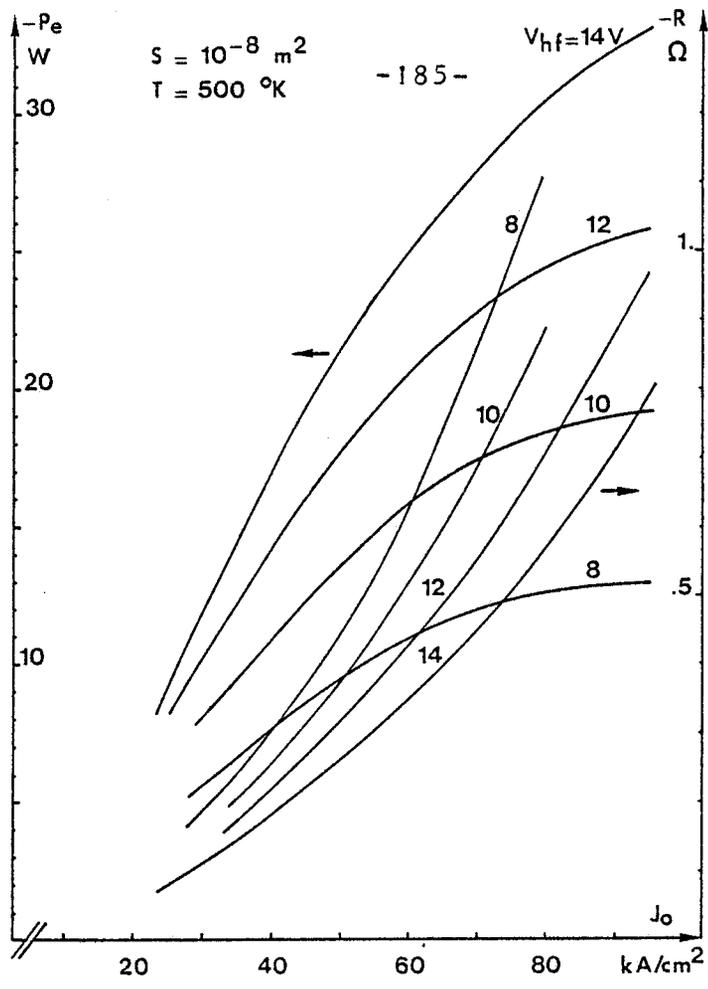


Figure 83.a. : Puissance émise P_e et niveau de résistance R .

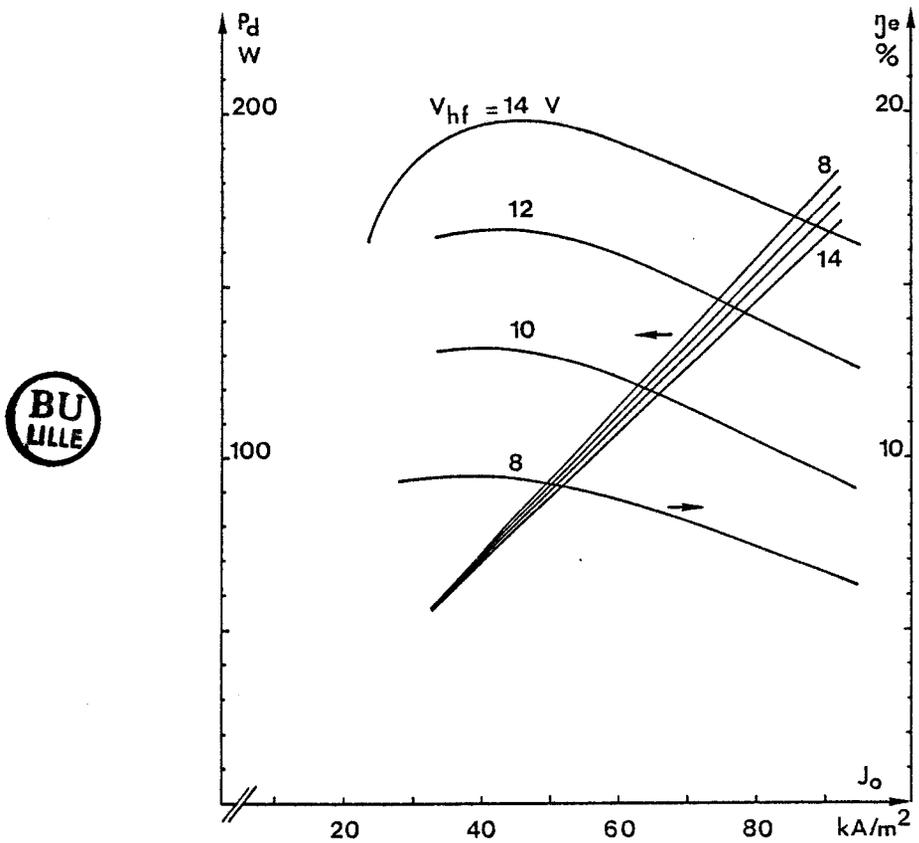


Figure 83.b. : Puissance dissipée P_d et rendement émis η_e .

Figure 83 : Evolutions des grandeurs électriques en fonction de la densité de courant de polarisation J_o pour plusieurs valeurs de taux de modulation V_{hf} .

Nous présentons dans le tableau 12 les valeurs de résistance thermique atteinte au bout de 100 ns pour les trois solutions technologiques retenues pour le montage des diodes, à savoir le montage sur dissipateur intégré en Or, la thermocompression sur dissipateur de Cuivre et la thermocompression sur dissipateur en diamant II A. Les valeurs ainsi déterminées nous permettent d'évaluer la température de fonctionnement de la diode pour plusieurs niveaux de puissance hyperfréquence et plusieurs valeurs de rendement. Il apparaît que l'élévation de température de jonction sera importante dans le cas où l'on recherche de fortes puissances crêtes. De plus nous constatons que la thermocompression de la puce semi-conductrice sur dissipateur en Cuivre ne présente qu'un intérêt très relatif vis à vis du montage sur dissipateur intégré en Or vu le faible écart entre les valeurs respectives de résistance thermique obtenues. La thermocompression sur dissipateur en diamant se révèle être la solution technologique la plus intéressante car elle permet d'obtenir la résistance thermique la plus faible.

4.2. DEFINITION DES PERFORMANCES POTENTIELLES EN REGIME D'IMPULSIONS COURTES A 94 GHz

L'étude thermique a montré que la section du composant n'intervenait quasiment plus au niveau de la limitation thermique. Par contre, l'influence de la section se manifeste au niveau de la résistance terminale qui rappelons-le varie typiquement en $1/S$. Il apparaît donc a priori plus intéressant, en régime d'impulsions courtes, d'utiliser des composants présentant le niveau de résistance négative le plus élevé possible pour une densité de courant de polarisation fixée et donc de choisir la structure assurant un angle de transit optimal des charges d'espace définie au paragraphe 2.2.3. Cette affirmation a été confirmée par les résultats de simulations et c'est donc la diode décrite en (34) qui fait l'objet des résultats présentés dans ce paragraphe.

Comme nous l'avons vu précédemment, en régime d'impulsions courtes, l'inertie thermique de l'ensemble diode-radiateur permet de s'affranchir partiellement des limitations thermiques. La puissance dissipée durant l'impulsion peut donc être nettement plus importante qu'en régime d'oscillations continues pour des températures de fonctionnement identiques.

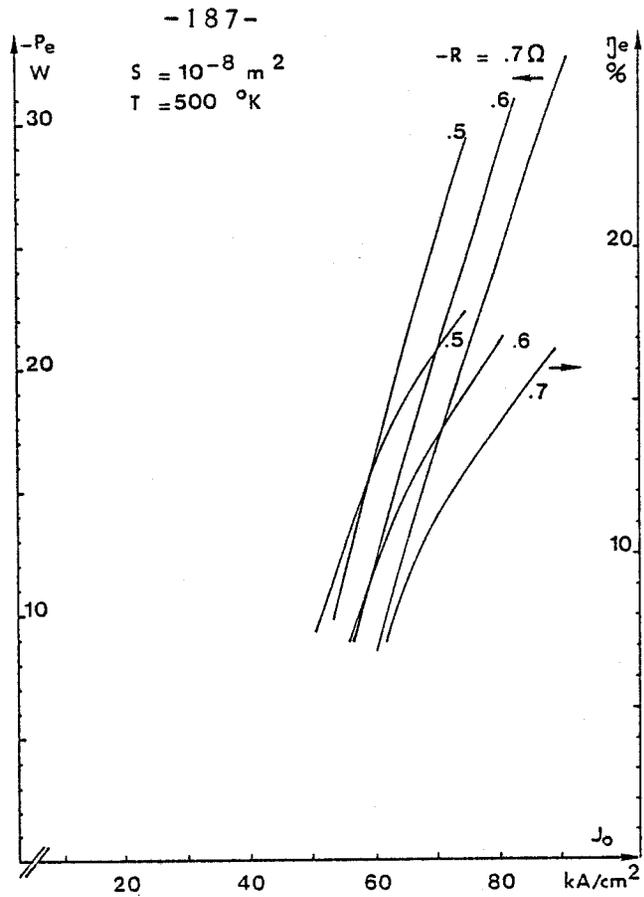


Figure 84.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

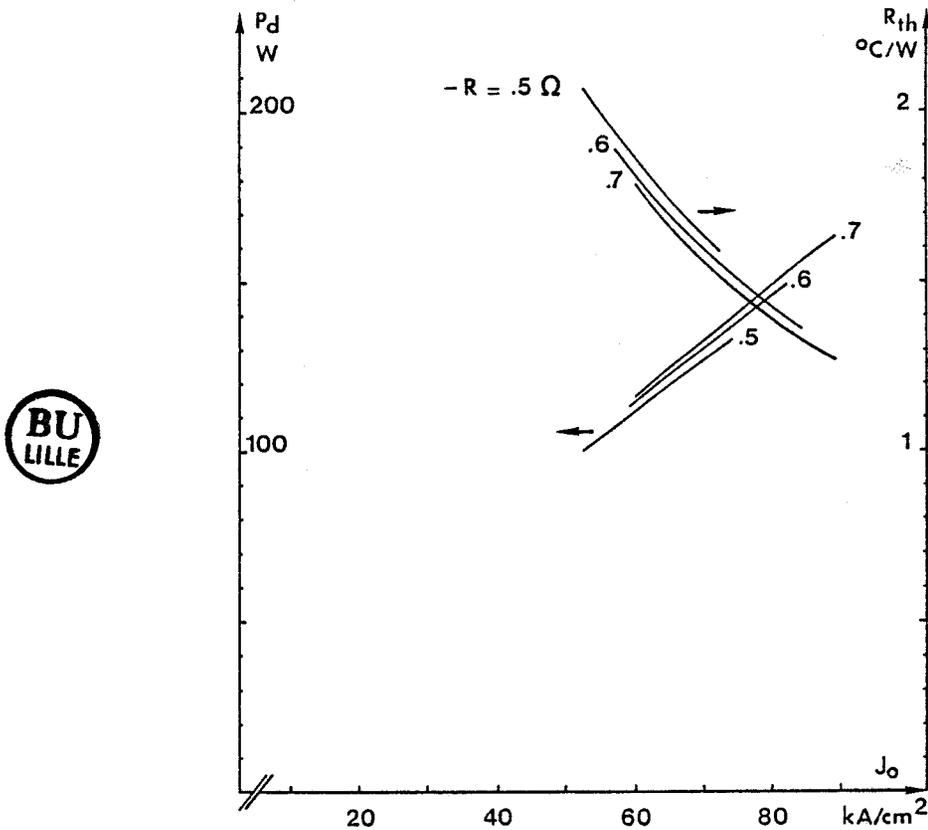


Figure 84.b. : Puissance dissipée P_d et résistance thermique R_{th} .

Figure 84 : Evaluation des performances en régime d'impulsions courtes à 94 GHz en fonction de la densité de courant de polarisation J_0 pour plusieurs niveaux de résistance négative R .



Ceci permet notamment d'augmenter la densité de courant de polarisation et par voie de conséquence la section du composant car le niveau de résistance négative est une fonction rapidement croissante de la densité de courant. La puissance hyperfréquence délivrée par la diode sera cependant limitée d'une part par la température de fonctionnement maximale atteinte en fin d'impulsion et d'autre part par le niveau de résistance négative minimal que devra présenter le composant pour pouvoir être adapté au circuit de charge avec un minimum de pertes. Il existe donc un compromis entre la valeur crête de l'impulsion de courant de polarisation et la section du composant, compromis arbitré par la valeur de la résistance thermique à la fin de l'impulsion, qui fixe l'élévation de la température de jonction.

Pour mettre en évidence l'influence de ces deux limitations nous présentons tout d'abord figure 83.a.b. les évolutions des principales grandeurs électriques caractéristiques du fonctionnement en fonction de la densité de courant de polarisation pour plusieurs valeurs de taux de modulation. La section de la diode est de 10^{-8} m², valeur typique pour cette application. Dans cette simulation, la température de jonction a été maintenue à 500°K. Nous considérons en effet cette valeur comme la température maximale admissible en fin d'impulsion (pour une température ambiante de 20°C) compte tenu des impératifs de fiabilité du composant.

Les résultats montrent que le composant est potentiellement capable de délivrer des niveaux de puissance hyperfréquence très importants avec des rendements élevés bien que le maximum de rendement soit atteint pour des valeurs de densité de courant de l'ordre de 40 kA/cm². Les performances utiles du composant dépendent cependant fortement de la densité de courant de polarisation, dont la valeur maximale sera fixée par l'élévation de température en fin d'impulsion, et par le niveau de résistance négative minimal que devra présenter le composant, de façon à ce qu'il puisse être adapté au circuit de charge avec un minimum de pertes.

A ce propos la figure 84 illustre l'évolution de la puissance émise en fonction de la densité de courant de polarisation pour plusieurs niveaux de résistance négative. Nous donnons de plus les évolutions de la résistance thermique que doit présenter la diode de façon à ce que sa température de jonction n'excède pas 227°C en fin d'impulsion. Nous

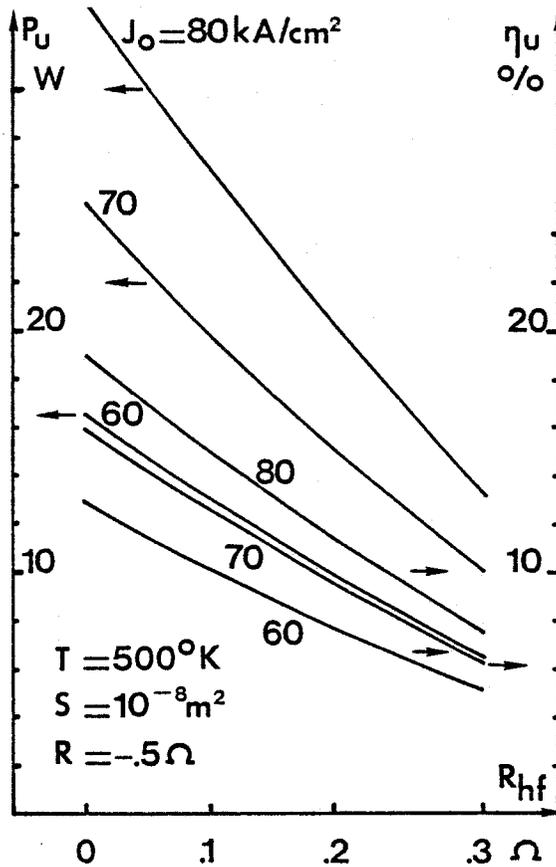


Figure 85 : Performances utiles théoriques en fonction de la résistance de perte R_{hf} pour plusieurs valeurs de densité de courant J_o .

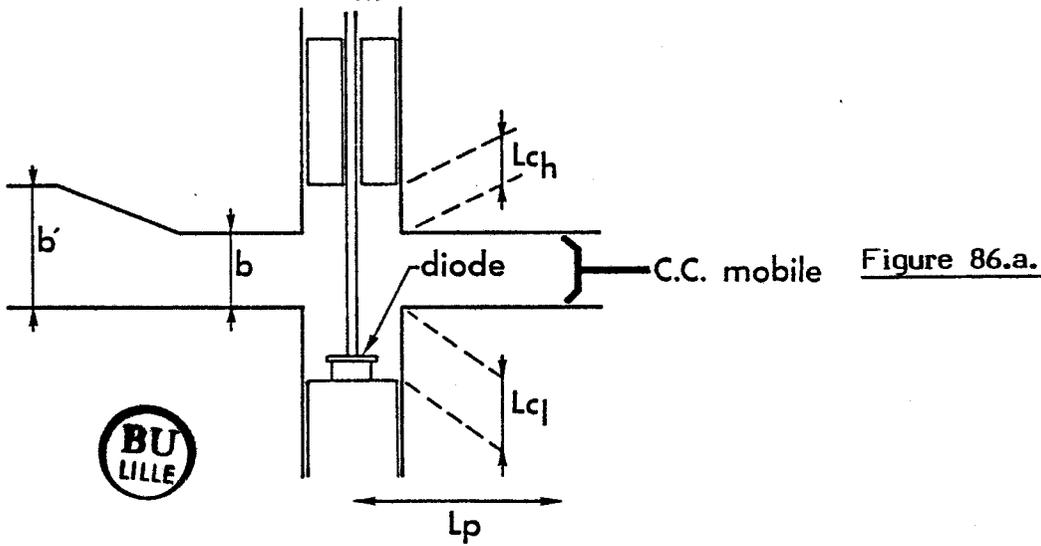


Figure 86.a.

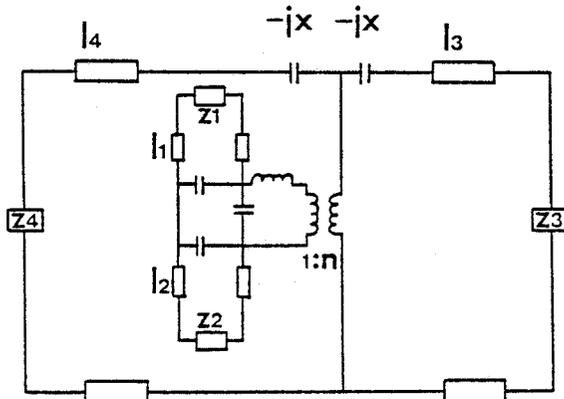


Figure 86.b.

Figure 86 : Circuit hyperfréquence et son schéma équivalent.

constatons en premier lieu que pour un niveau de résistance donné le niveau de puissance émise croît très rapidement avec la densité de courant de polarisation. Nous voyons cependant que pour atteindre les densités de courant les plus importantes sans pour autant dépasser la température maximale admise en fin d'impulsion, la résistance thermique devra être la plus faible possible (inférieure à $1,5^{\circ}\text{C/W}$). Ce résultat montre l'intérêt de monter les diodes sur dissipateur en diamant puisqu'en effet cette technologie de montage permet d'atteindre les niveaux de résistance thermique les plus faibles. Nous constatons d'autre part que l'évolution des performances dépend aussi fortement du niveau de résistance de charge et que, pour un niveau de puissance émise fixé, plus ce dernier est faible moins il est nécessaire d'augmenter la densité de courant de polarisation. Ceci reste cependant fortement tributaire des pertes dans le circuit de charge comme nous le montre clairement la figure 85.

4.3. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE EN REGIME D'IMPULSIONS COURTES A 94 GHz

Les diodes prévues pour le fonctionnement en régime d'impulsions courtes présentent un diamètre de jonction notablement plus important que celui des diodes utilisées en régime d'oscillations continues. Pour de tels diamètres de jonction ($\varnothing > 100 \mu\text{m}$) la réalisation d'un boîtier fonctionnant en véritable module préaccordé nécessiterait de diminuer les dimensions de l'anneau de quartz (cf. figure 55). Dans un souci de standardisation ces composants ont cependant été montés avec des anneaux de quartz de diamètre identique à celui des diodes fonctionnant en régime d'oscillations continues. En conséquence si les éléments réactifs de l'encapsulation permettent une élévation notable de l'impédance de la diode vue en sortie du boîtier, ils ne permettent pas une totale adaptation de l'impédance de la diode à l'impédance de charge présentée par le guide d'onde. Il s'avère donc nécessaire de parfaire cette encapsulation grâce à des éléments appropriés.

Le schéma de base du circuit retenu pour cette application est donné figure 86.a et son schéma équivalent figure 86.b. Les expressions des différents éléments ont été repris de différents travaux [60], [61]. Ce circuit présente l'avantage de permettre d'ajuster de façon très large et

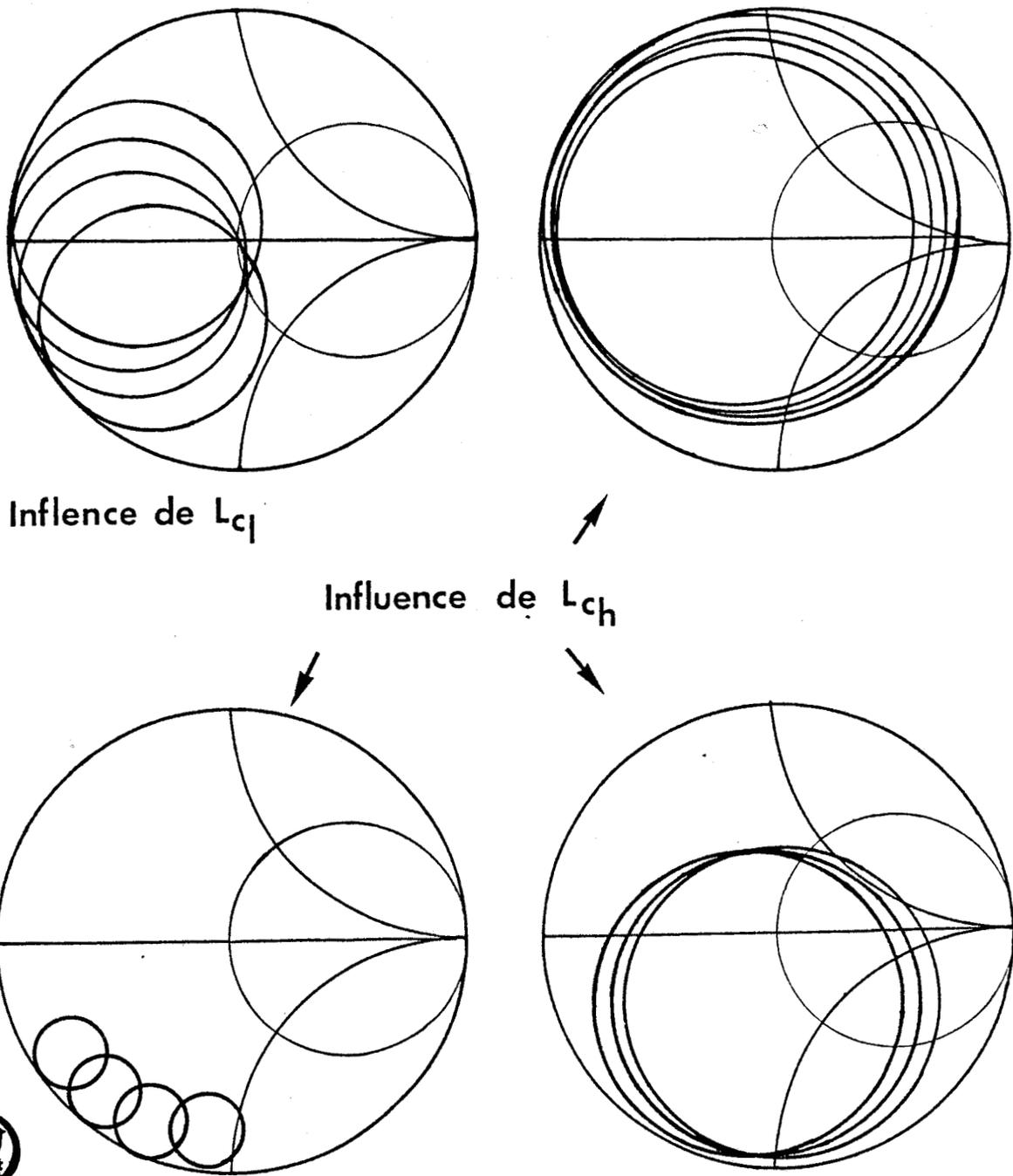


Figure 87 : Influence des paramètres de réglage du circuit hyperfréquence sur l'impédance ramenée au niveau de la diode.

Résultats expérimentaux	P_u	η_u	J_o
	W	o/o	kA/cm ²
$S \approx 10^{-8} \text{ m}^2$	14	10	≈ 70
$S \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$	16	5	≈ 70

Tableau 13

sensiblement indépendante la résistance et la réactance présentées à la diode. De nombreuses simulations numériques ont montré que les deux éléments fondamentaux permettant d'arriver à l'accord optimal sont :

- La longueur de la ligne coaxiale supérieure L_{c_h} ;
- Le diamètre du pion de polarisation pénétrant dans le guide.

Des évolutions typiques de l'impédance de la diode vue à travers son boîtier et de l'impédance ramenée par le circuit de charge sont illustrées figure 87. Nous pouvons constater qu'un choix judicieux de L_{c_h} et L_p permet de réaliser une bonne adaptation.

Les meilleurs résultats expérimentaux obtenus avec un tel circuit et avec des diodes réalisées par Thomson DSG sont présentés dans le tableau 13. Ici encore la comparaison de ces résultats avec les résultats théoriques présentés figure 85 montre une concordance satisfaisante.

5. PERFORMANCES POTENTIELLES* DES DIODES A.T.T. SILICIUM EN GAMME MILLIMETRIQUE

Pour clore ce chapitre, nous nous proposons, dans le prolongement de l'étude menée à 94 GHz, d'évaluer les performances potentielles des diodes A.T.T. Silicium de structure Méssa dans les fenêtres de propagation atmosphériques centrées sur 140 et 220 GHz. La réalisation de composants de forte puissance fonctionnant en mode fondamental à des fréquences élevées se heurte aux limitations intrinsèques inhérents au principe de fonctionnement de la diode A.T.T. [62]. Ces limitations résultent de la conjonction de plusieurs facteurs irréductibles :

- En premier lieu, le temps de transit optimal des charges d'espace dans la zone active est une fonction décroissante de la fréquence. L'épaisseur de la zone active doit être diminuée en conséquence ce qui entraîne notamment :

* un affaiblissement du niveau de résistance négative ;

f	N _a	N _d	L _n	L _p
GHz	10 ²³ m ⁻³		μm	
94	2	2	.23	.23
140	4	4	.15	.15
220	5	5	.12	.12

Tableau 14



* une diminution de la réactance sous le double effet de la réduction de l'épaisseur de la zone active et de l'augmentation de la fréquence.

- La résistance série des substrats augmente avec la fréquence sous l'influence de l'effet de peau [63]. Il sera donc nécessaire de minimiser leurs épaisseurs. Ceci pose cependant des problèmes technologiques importants.

Pour remédier dans la mesure du possible aux limitations liées à la diminution de l'épaisseur de la zone active, il s'avère nécessaire :

- de réduire la section du composant. Ceci permet de maintenir le niveau de résistance négative à une valeur acceptable. La puissance émise sera par contre diminuée en proportion et la résistance thermique augmentera en première approximation selon une loi de variation en $1/\sqrt{S}$ pour ces composants de structure Mésa ;

- d'augmenter la densité de courant de polarisation. Ce paramètre permet d'augmenter, nous l'avons vu, le rendement et le niveau de résistance négative. Sa valeur sera cependant limitée par la température atteinte au niveau de la zone active au-delà de laquelle la fiabilité du composant ne pourra plus être garantie. Il convient de noter que les effets de réaction de charge d'espace induits par les densités de courant de polarisation importantes nécessaires en gamme millimétrique resteront limités. En effet, la diminution de l'épaisseur de la zone active permet d'augmenter en conséquence le niveau de dopage dans cette zone. Notons enfin que pour des fréquences de fonctionnement supérieures à 100 GHz, nous n'avons envisagé, vu les épaisseurs de zone active à ces fréquences, que le cas des diodes à profil de concentration en impuretés uniforme.

Les diodes ont fait l'objet d'une rapide étude d'optimisation aux fréquences de 140 GHz et 220 GHz. Leurs caractéristiques technologiques sont précisées dans le tableau 14.

Nous présentons figure 88.a. l'évolution des performances émises potentielles en régime d'oscillations continues dans une plage de fréquence variant de 90 GHz à 220 GHz. La température maximale de

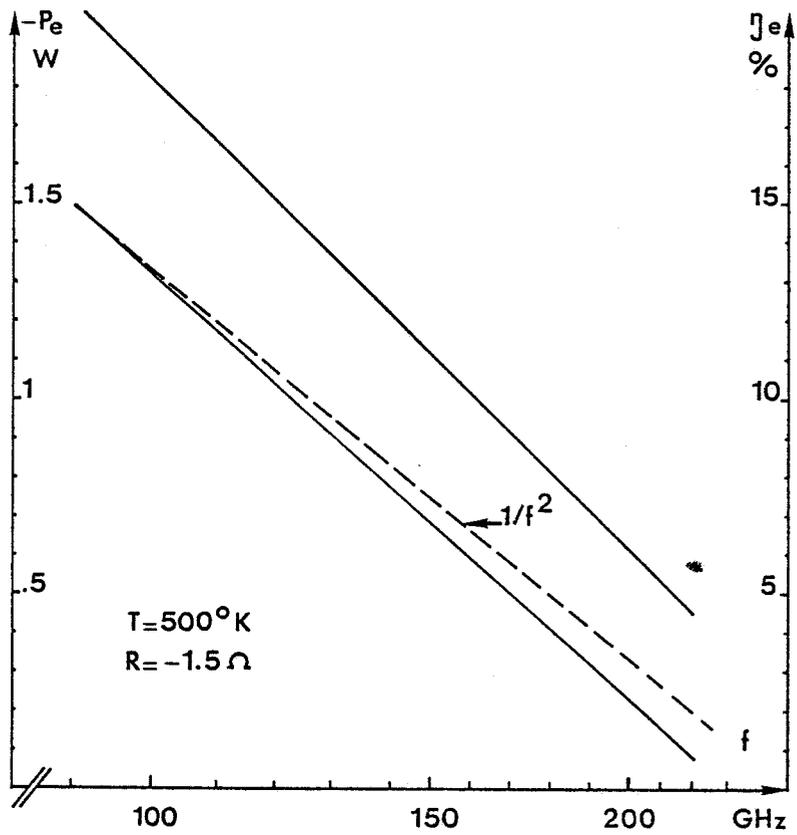


Figure 88.a. : Puissance émise P_e et rendement émis η_e .

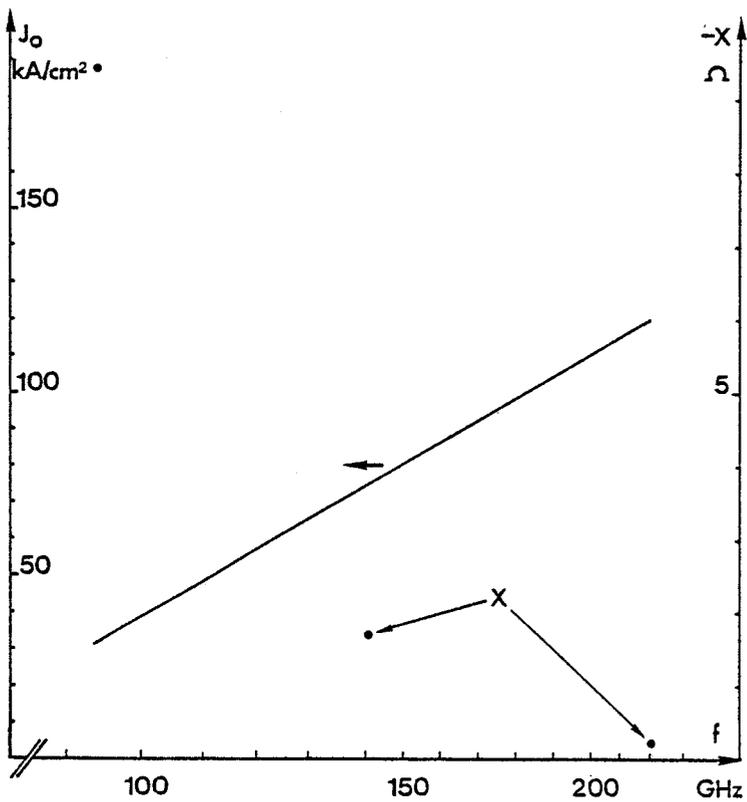


Figure 88.b. : Densité de courant de polarisation J_0 et réactance X .

Figure 88 : Performances potentielles des diodes A.T.T. à profil de dopage uniforme dans les fenêtres de propagation atmosphériques.

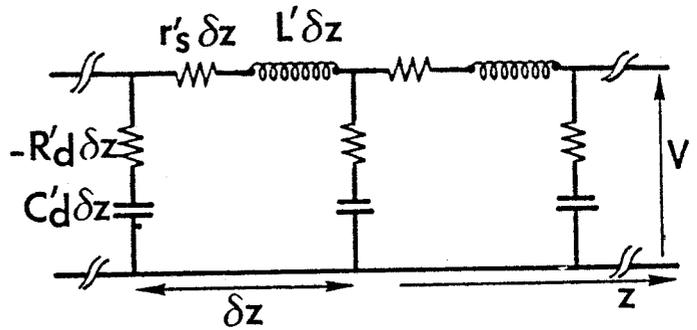
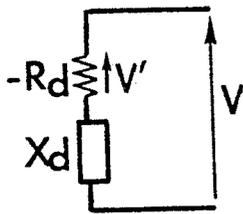
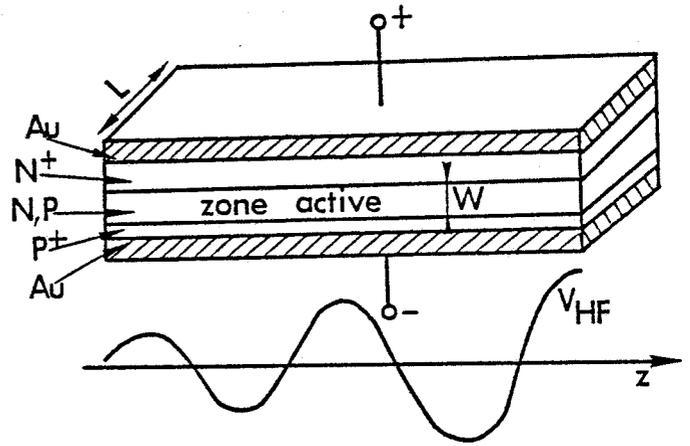
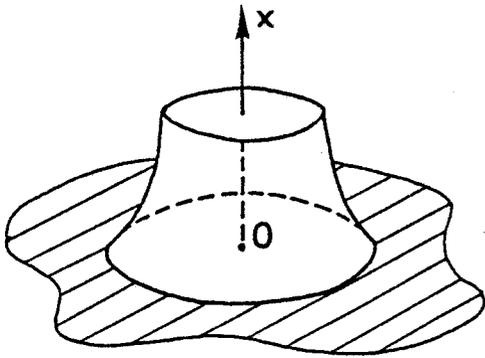
la zone active est toujours fixée à 227°C. Les valeurs de section ont été ajustées de manière à ce que le niveau de résistance négative soit de l'ordre de $-1,5 \Omega$ quelle que soit la fréquence et que la température de fonctionnement soit, compte tenu de la valeur de la résistance thermique correspondante et de la valeur de la densité de courant nécessaire, effectivement de 227°C (figure 88.b).

Nous constatons une décroissance rapide des performances en fonction de la fréquence. La puissance émise évolue, pour des fréquences de fonctionnement supérieures à 100 GHz selon une loi de variation en $f^{-2,4}$. Cette loi est sensiblement plus rapide que la loi de variation en f^{-2} classiquement admise pour les diodes A.T.T. fonctionnant au-delà de 100 GHz. Ce résultat s'explique notamment par le fait que nous maintenons la température et le niveau de résistance négative à des valeurs constantes.

Les diodes A.T.T. de structure Méssa sont encore à ce jour les composants les plus puissants pour la réalisation de sources hyperfréquences en gamme millimétrique. Cependant, les résultats présentés figure 88.a. montrent que le niveau de puissance de ces diodes décroît très fortement avec la fréquence. Aussi à l'heure actuelle, la seule possibilité pour obtenir des niveaux de puissance hyperfréquence plus importants est l'association de composants discrets. Pour que cette association aboutisse à une addition de puissance, certaines conditions de phase (ou d'espace-ment entre les composants) doivent être respectées.

En gamme millimétrique, ces conditions de phase deviennent très difficiles à satisfaire car la dimension des composants n'est plus négligeable devant la demi-longueur d'onde guidée et en fait l'association de composants millimétriques, vu la périodicité du motif se rapproche d'une structure distribuée.

Une solution pour l'obtention de forte puissance en gamme millimétrique pourrait être la réalisation d'une structure continûment répartie et utilisant le concept d'une onde progressive amplifiée car se propageant dans un milieu à conductivité négative (figure 89) [64], [65]. En effet, les composants distribués présentent une surface équivalente supérieure à celle des composants de structure Méssa.



Structure Mésa

$$P_{\text{Mésa}} = \frac{V'^2}{2R_d} = \frac{V^2}{2R_d} \frac{R_d^2}{R_d^2 + X_d^2}$$

$$Q_d = \frac{X_d}{R_d}$$

$$P_{\text{Mésa}} = \frac{V^2}{2R_d} \frac{1}{1 + Q_d^2}$$

Structure distribuée

$$P_{\text{dist}} = \frac{V^2}{2Z_o}$$

$$Z_o \approx \frac{W}{L} \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o \epsilon_r}}$$

$$P_{\text{dist}} = P_{\text{Mésa}} \frac{R_d}{Z_o} (1 + Q_d^2)$$

Figure 89

Cette nouvelle voie de recherche devrait notamment constituer dans un proche avenir un des axes de recherche privilégié pour la génération de fortes puissances en ondes millimétriques.

C O N C L U S I O N

Nous avons consacré ce dernier chapitre à l'étude des diodes A.T.T. au Silicium de structure Méssa pour la réalisation d'oscillateurs forte puissance en gamme millimétrique.



Nous avons en premier lieu mené une étude d'optimisation rigoureuse des diodes à profil de concentration en impuretés uniforme pour des applications en régime d'oscillations continues à la fréquence de 94 GHz. Nous avons tout d'abord étudié l'influence de chacun des paramètres dont dépendent les performances utiles du composant. Nous avons ainsi montré l'intérêt d'un fonctionnement à densité de courant de polarisation élevée pour l'obtention de niveaux de puissance hyperfréquence importants avec des rendements élevés. Cette possibilité est cependant fortement tributaire de la résistance thermique du composant dont dépend directement la température de fonctionnement. Une prise en compte de l'influence mutuelle des différents paramètres a abouti à la définition de la structure optimale pour une élévation de température de zone active limitée à 207°C (cf. 44). Une comparaison entre des résultats théoriques et expérimentaux montre une remarquable consistance des résultats obtenus et valide ainsi notre modélisation. Nous avons de plus montré l'intérêt relatif des diodes à profil de dopage différencié par rapport à celles à profil uniforme : certainement peu intéressantes en ce qui concerne le gain au niveau des performances absolues en comparaison des difficultés

supplémentaires liées à leur réalisation, elles pourraient se révéler plus intéressantes pour la réalisation de diodes thermocomprimées sur dissipateur en Cuivre pour des applications de moyenne puissance. Enfin des simulations de composants à l'Arséniure de Gallium ont confirmé la supériorité des diodes Silicium pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance.

Nous avons deuxièmement défini la structure à profil de dopage uniforme optimale pour des applications en régime d'impulsions courtes. Nous avons notamment montré que ses caractéristiques technologiques devaient être optimisées pour la température maximale atteinte en fin d'impulsion. En admettant que cette dernière est limitée à 500°K pour des raisons de fiabilité, la diode optimale est dans ce cas voisine de celle définie pour le régime d'oscillations continues.

Enfin, nous avons défini les performances potentielles des diodes A.T.T. au Silicium à profil de concentration en impuretés uniforme, de structure Méssa, dans les fenêtres de propagation atmosphériques centrées sur 140 GHz et 220 GHz.

CONCLUSION GENERALE

C O N C L U S I O N G E N E R A L E

Ce travail a été consacré à l'étude des performances potentielles des diodes à avalanche de structure Méssa au Silicium pour la réalisation de sources de puissance hyperfréquence dans la gamme des longueurs d'onde millimétriques. Nous avons ainsi été amenés à considérer deux possibilités d'utilisation de ce composant :

- Utilisation en générateur d'harmonique pour la réalisation de multiplicateur de fréquence avec une fréquence de sortie en gamme millimétrique ;

- Utilisation en génération directe pour la réalisation d'oscillateurs à temps de transit de forte puissance à haut rendement.

De façon à tenir compte des spécificités des diodes millimétriques nous avons élaboré deux modèles numériques dont la présentation fait l'objet de notre premier chapitre. Le premier modèle est un modèle stationnaire. Le second est un modèle non-stationnaire incluant les phénomènes de relaxation de l'énergie totale moyenne des porteurs de charge. Leur originalité réside d'une part dans le fait que la dynamique des porteurs est décrite sur la totalité de la partie semi-conductrice du composant et d'autre part dans le fait qu'ils permettent une approche réaliste et self-consistante des conditions expérimentales de fonctionnement tant en régime de polarisa-

tion inverse que directe. Ces deux modèles sont en conséquence adaptés à l'étude de tous les dispositifs à jonction P-N au Silicium utilisés en hyperfréquence, dans une très large gamme de fréquences. Nous avons par ailleurs montré à ce stade que les phénomènes de relaxation des porteurs de charge dans les diodes A.T.T. Silicium étaient peu marqués dans la fenêtre des 94 GHz.

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes attachés à définir les limites fréquentielles de fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Ces limites résultent principalement de la conjonction de trois facteurs irréductibles :

- La diminution avec la fréquence de la non-linéarité du phénomène d'avalanche qui limite les possibilités de conversion pour les fréquences harmoniques de sortie supérieures à 80 GHz en ce qui concerne les composants disponibles à ce jour ;

- Le temps de transit des porteurs dans la structure qui peut être à l'origine d'oscillations parasites du type avalanche et temps de transit rendant en conséquence le dispositif instable en particulier à la fréquence de sortie ;

- La limitation du niveau de puissance d'entrée à une valeur au delà de laquelle intervient le passage en polarisation directe du composant provoquant un changement brutal de mode de fonctionnement caractérisé par son instabilité.

Nous avons envisagé ensuite les différentes solutions susceptibles d'améliorer les possibilités fréquentielles des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Nous avons proposé une nouvelle structure qui devrait permettre la réalisation de dispositifs avec une fréquence de sortie de l'ordre de 100 GHz.

Dans le troisième chapitre nous avons défini les performances potentielles des diodes à avalanche et temps de transit au Silicium pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement dans les fenêtres de propagation atmosphérique millimétriques centrées sur 94 GHz-140 GHz et 220 GHz. Cette étude a plus particulièrement porté sur l'optimisation des diodes à profil de dopage uniforme à la fréquence de

94 GHz en régime d'oscillations continues et en régime d'impulsions courtes. Cette étude dans laquelle nous avons tenu compte de façon self-consistante de l'influence des différents paramètres tant structurels que de fonctionnement a abouti à la définition de composants sensiblement optimaux pour les applications considérées. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux a montré l'excellente concordance de l'ensemble des résultats et permet de valider notre approche théorique. Cette étude a en particulier montré qu'il était possible d'envisager des niveaux de puissance de l'ordre du watt en régime d'oscillations continues au voisinage de 100 GHz et des puissances crêtes supérieures à 25 Watts en régime d'impulsions courtes à cette même fréquence. Nous avons de plus précisé l'intérêt relatif des diodes à profil de dopage différencié par rapport aux diodes à profil de dopage uniforme au voisinage de 100 GHz. Il apparaît que ces structures délicates à réaliser ne contribuent pas à améliorer les performances de façon significative dans les applications où l'on recherche la puissance maximale.

Nous avons enfin chiffré les performances potentielles de ces composants dans les fenêtres de propagation supérieures à savoir 140 et 220 GHz. La chute rapide du niveau de puissance lorsque la fréquence augmente (loi en $f^{-2,4}$ à température constante de 500°K) montre l'intérêt de nouvelles structures qui pourraient être de type distribuées et compatibles avec une intégration monolithique.

Les prolongements éventuels de ce travail sont extrêmement nombreux. En effet, les modèles que nous avons élaborés permettent l'étude d'un grand nombre d'applications utilisant des dispositifs à jonction P-N comme élément actif. A titre d'exemple, ces modèles sont à ce jour utilisés en soutien à l'étude des diodes A.T.T. distribuées pour la réalisation d'amplificateurs et d'oscillateurs de forte puissance en gamme millimétrique. Cette étude, développée au laboratoire est basée sur une modélisation reposant sur un schéma équivalent de la structure du type ligne de transmission nécessitant en conséquence la définition de l'impédance localisée de la diode.

De façon à étendre le champ d'application de notre modélisation, il conviendrait de poursuivre cette étude dans trois directions principales :

- La première serait l'adaptation de notre modèle non-stationnaire macroscopique aux matériaux autres que le Silicium et classiquement utilisés pour l'élaboration de composants hyperfréquences à savoir principalement l'AsGa et l'InP. La principale difficulté à résoudre est d'ordre numérique et provient des gradients spatiaux liés aux effets non-stationnaires, nettement plus marqués pour ces matériaux que dans le Silicium et à l'origine d'instabilités numériques divergentes.

- Deuxièmement, dans le but d'étendre le domaine fréquentiel de validité du modèle non-stationnaire, il serait intéressant d'introduire la relaxation du moment des porteurs de charge.

- Troisièmement, afin d'effectuer une approche encore plus réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement, il serait souhaitable d'introduire dans la simulation les éléments du circuit de charge de façon à traiter globalement l'interaction entre ce dernier et l'élément actif. Cependant, cette possibilité est fortement dépendante de la mise en oeuvre de nouvelles procédures de convergence plus performantes, en particulier pour les applications dans lesquelles le composant est polarisé à courant moyen constant ou pour celles pour lesquelles le composant fonctionne en régime multifréquence.

Enfin, dans une autre voie, il serait intéressant d'élaborer un modèle numérique résolvant plus rigoureusement l'équation de propagation de la chaleur. Ce modèle permettrait une meilleure compréhension des problèmes liés à l'évacuation de la chaleur générée au niveau de la zone active du composant, en particulier lorsque ce dernier fonctionne en régime impulsionnel, dans la mesure où la limitation fondamentale pour l'obtention de fortes puissances hyperfréquences en gamme millimétrique est d'ordre thermique.

A N N E X E I

DONNÉES MATÉRIAU RELATIVES AU SILICIUM

A N N E X E I

DONNÉES MATÉRIAU RELATIVES AU SILICIUM

- [1] N.D. ARORA, J.R. HAUSER, D.J. ROULSTON
"Electron and hole mobilities in Silicon as a function of concentration and temperature"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-29, N° 2, February 1982.
- [2] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI, A. ALBERIGI QUARANTA
"A review of some charge transport properties of Silicon"
Solid-State Electronics, 1977, vol. 20, pp. 77-89.
- [3] W.N. GRANT
"Electron and hole ionization rates in epitaxial Silicon at high electric fields"
Solid-State Electronics, 1973, vol. 16, pp. 1189-1203.
- [4] J.Y. TANG, K. HESS
"Impact ionization of electrons in Silicon (steady state)"
Journal of Applied Physics 54(9), September 1983, pp. 5139-5151.

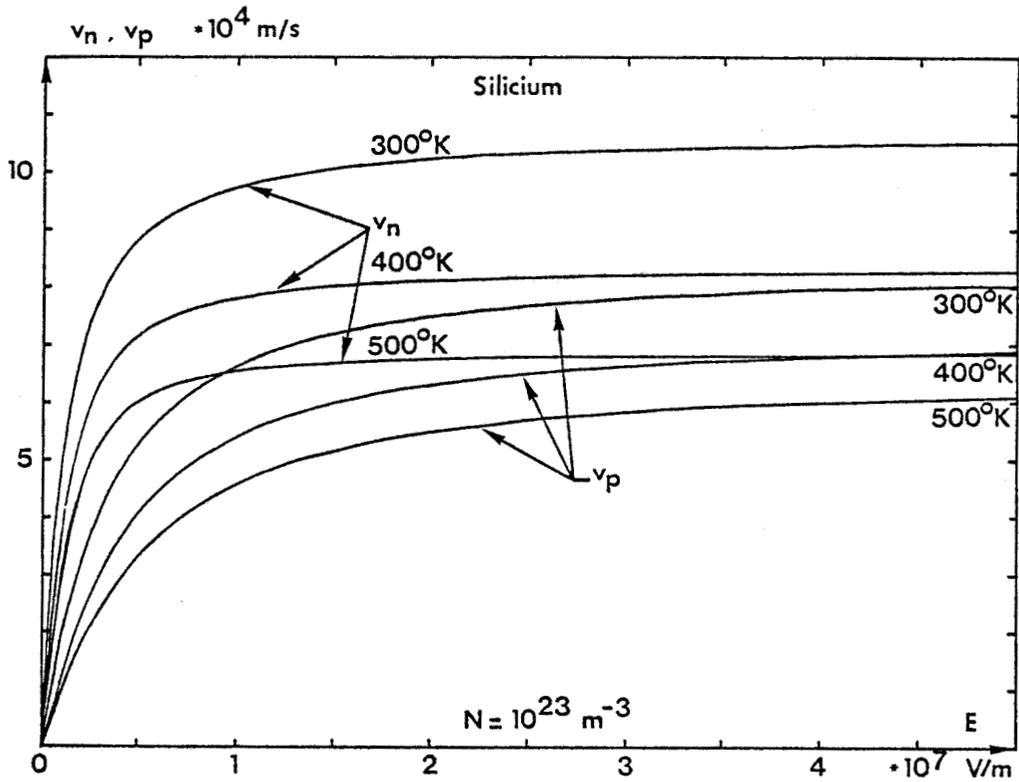


Figure 1 : Evolutions des vitesses des électrons et des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

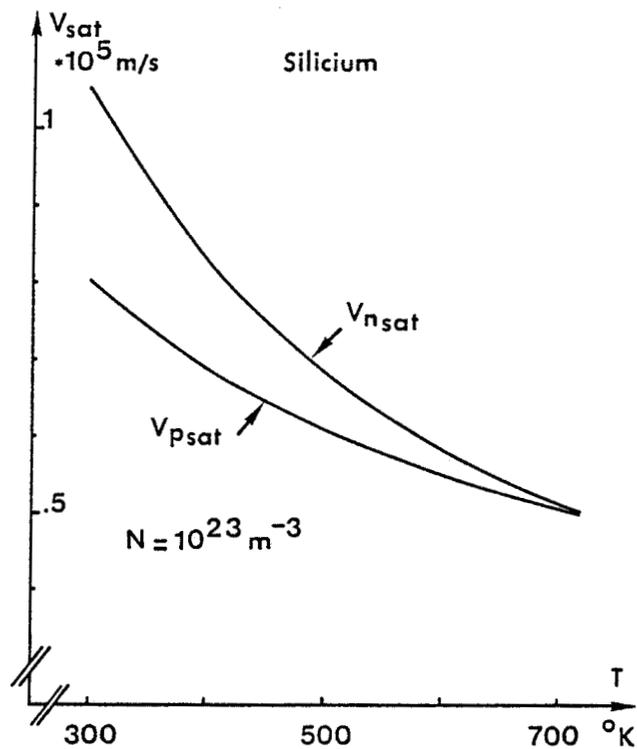


Figure 2 : Evolutions des vitesses limites des électrons et des trous en fonction de la température.

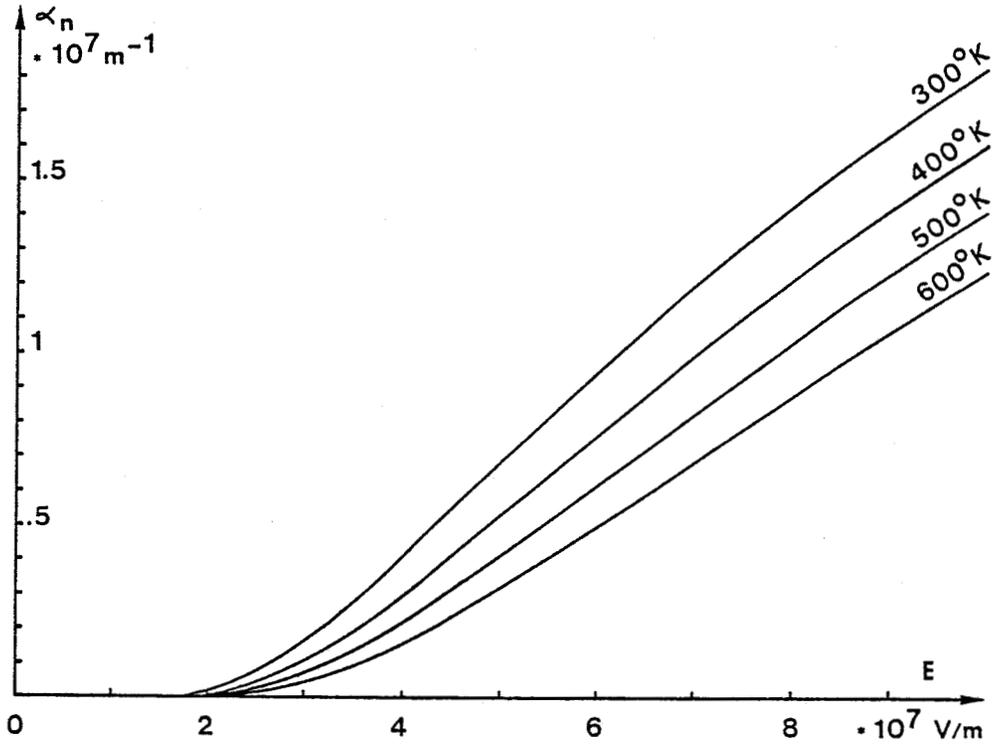


Figure 3 : Evolutions des taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

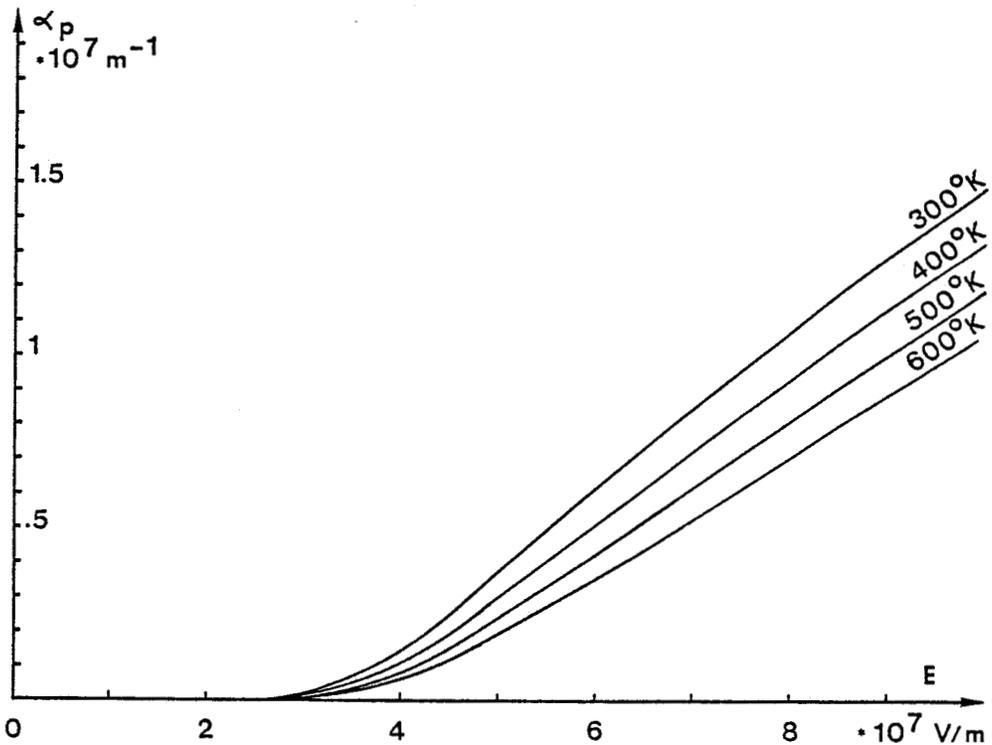


Figure 4 : Evolutions des taux d'ionisation des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.



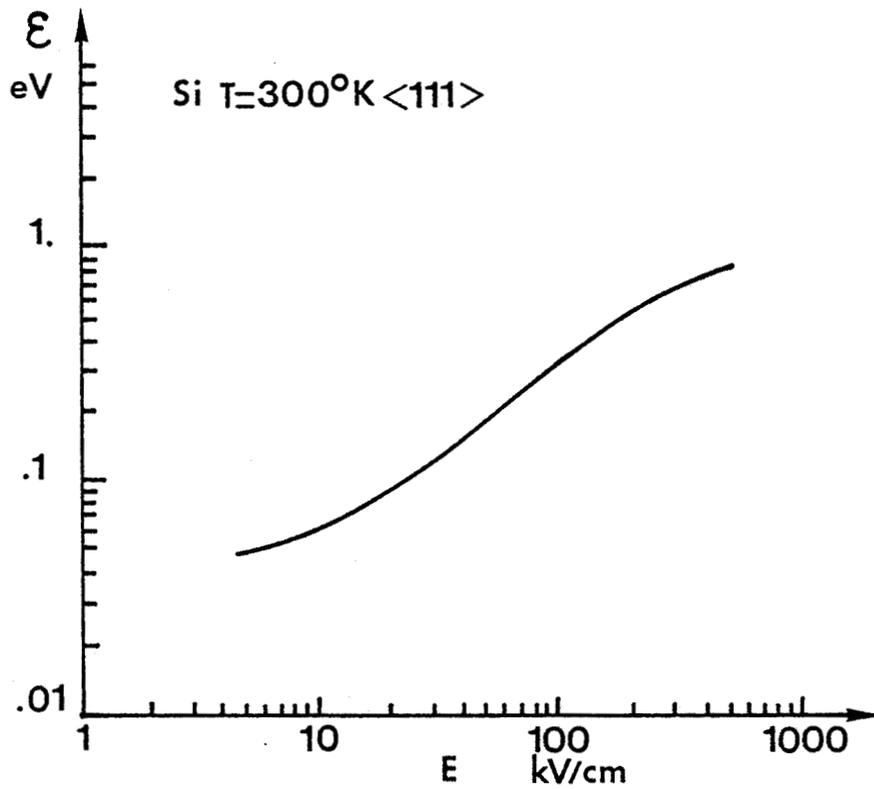


Figure 5 : Evolution de l'énergie totale moyenne des électrons en fonction du champ électrique en régime statique stationnaire (d'après HESS).

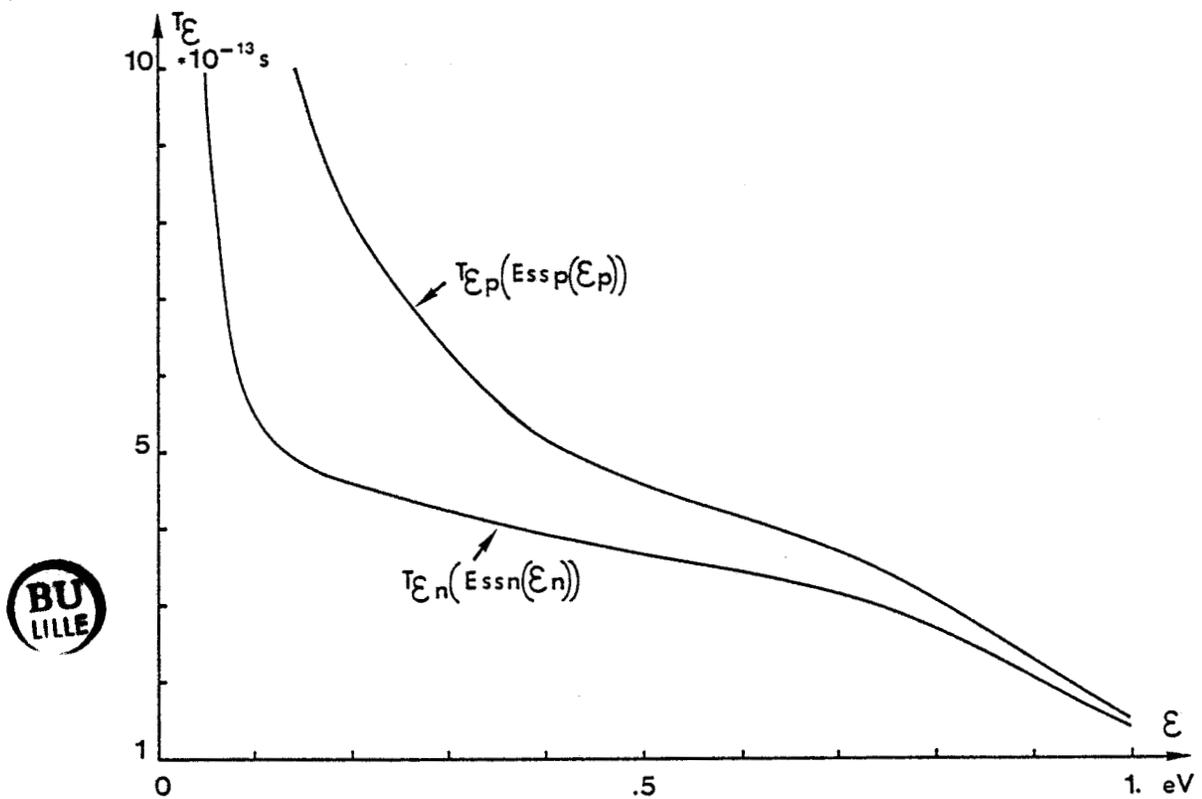


Figure 6 : Evolutions des temps de relaxation des électrons et des trous dans le Silicium en fonction de leur énergie totale moyenne.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] W.T. READ
"A proposed high-efficiency negative resistance diode"
Bell. Syst. Tech. J., Vol. 37, N° 2, March 1958, pp. 401-446.
- [2] T. MISAWA
"Negative resistance in P-N junctions under avalanche breakdown conditions (I and II)"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-13, N° 1, January 1966, pp. 137-151.
- [3] E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation."
Acta Electronica, Vol. 12, N° 3, 1969, pp. 211-253.
- [4] D.L. SCHARFETTER, H.K. GUMMEL
"Large-signal analysis of a Silicon Read diode oscillator"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-16, N° 1, January 1969.
- [5] C.M. LEE, R.J. LOMAX, G.I. HADDAD
"Semiconductor device simulation"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-22, N° 3, March 1974.

[6] P.A. ROLLAND

"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semi-conducteur"

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1978.

[7] D. LIPPENS

"Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non-stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1984.

[8] J. ZIMMERMAN

"Etude des phénomènes de transfert électronique dans le Silicium de de type N en régimes stationnaire et non-stationnaire par la méthode de Monte Carlo. Application à la simulation de composants submicroniques"

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1980.

[9] J.L. THOBEL

"Simulation Monte-Carlo d'une jonction P-N"

Diplôme d'étude approfondies, Lille, 1985.

[10] M.R. FRISCOURT

"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"

Thèse de doctorat d'état, Lille, 1985.

[11] A. CAPPY

"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"

Thèse de doctorat de 3e cycle, Lille, 1981.

[12] A. DE MARI

"An accurate numerical one-dimensional solution of the P-N junction under arbitrary transient conditions"

Solid-States Electronics, Vol. 11, 1968, pp. 1021-1053.

- [13] M. REISER
"Large-scale numerical simulation in semiconductor device modelling"
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1972, pp. 17-38.
- [14] CHOLEWSKI
"Mathematical methods for digital computers"
Editeur E.L. WACHSPRESS (J. WILEY), 1967.
- [15] M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND, A. CAPPY, E. CONSTANT, G. SALMER
"Theoretical contribution to the design of millimeter waves TED's"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-30, N° 3, March 1983, pp. 223-229.
- [16] M.R. FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
Thèse de docteur-ingénieur, Lille, 1982.
- [17] K. BLOTEKJAER
"Transport equations for electrons in two-valley semiconductors"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-17, N° 1, January 1970, pp. 38-47.
- [18] J.Y. TANG, K. HESS
"Impact ionization of electrons in Silicon (steady state)"
Journal of Applied Physics 54(9), September 1983, pp. 5139-5151.
- [19] R.K. MAINS, G.I. HADDAD, P.A. BLAKEY
"Simulation of GaAs IMPATT diodes including energy and velocity transport equations"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-30, N° 10, October 1983, pp. 1327-1338.
- [20] R. FUNCK, J. STEVANCE
"Interrupteur millimétrique à diodes PIN en structure FIN-LINE".
Ive Journées Nationales Micro-ondes, pp. 98-99.

- [21] M. BARRE
Diplôme d'Etudes Approfondies, à paraître.
- [22] D. DEGRUGILLIER
"Conception de sources stables utilisant la multiplication de fréquence par diode à avalanche en gamme millimétrique".
Thèse de doctorat de 3e cycle, Lille, 1986.
- [23] P.A. ROLLAND, G. SALMER, A. DERYCKE, J. MICHEL
"Very high rank avalanche diode frequency multiplier"
Proc. I.E.E.E., 61, 1973, pp. 1757-1758.
- [24] P.A. ROLLAND, M.R. FRISCOURT, G. SALMER, E. CONSTANT
"Comparative FM Noise of free-running or phase locked Gunn oscillator and avalanche frequency multiplier in the 94 GHz Région".
11th European Microwave Conference. Amsterdam, September 1981.
- [26] E. CONSTANT, E. ALLAMANDO, A. SEMICHON
"Transit time operation of an avalanche diode driven by a subharmonic signal and its applications to frequency multiplication"
Proc. I.E.E.E., vol. 58, pp. 483-484, March 1970.
- [27] G. VANBORREN
"Multiplication de fréquence dans un semi-conducteur en régime d'avalanche"
Thèse de 3e cycle, Lille, 1977.
- [28] I. DOUMBIA
"Oscillations multifréquences des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"
Thèse de 3e cycle, Lille, 1971.
- [29] E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et à temps de transit"
Thèse d'Etat, Lille, 1973.

[30] I. DOUMBIA

"Diodes A.T.T. Contributions à la définition de modèles physiques. Etude des limitations en ondes millimétriques. Applications aux dispositifs d'amplification".

Thèse d'Etat, Lille, 1978.

[31] C. DALLE

"Contribution à l'étude et à la réalisation d'un multiplicateur de fréquence par 5 à diode à avalanche entre 11 et 55 GHz".

D.E.A., Lille, 1983.

[32] P. SAHJANI

"Avalanche diode offers multiplier alternative"

Microwaves & RF, January 1986, pp. 95-107.

[33] M.E. HINES

"Large signal Noise, frequency conversion and parametric instabilities in IMPATT diodes networks".

Proc. I.E.E.E. 38, 258, november 1973, pp. 568-569.

[34] B.C. DELOACH

"Radial-line coaxial filters in the microwave region"

I.E.E.E. Transactions on M.T.T., 1973, pp. 50-55.

[35] D.L. HEDDERLY

"An analysis of a circuit for the generation of high order harmonics using an ideal nonlinear capacitance".

I.R.E. transactions on E-D, 10, 1962, pp. 484-491.

[36] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY

"Avalanche diode oscillator II. Capabilities and limitations"

J. Electron, vol. 39, n° 2, pp. 121-172, 1975.

[37] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY

"Avalanche diode oscillator.III. Design and analysis"

Int. J. Electronics, Vol. 40, N° 6, pp. 521-568, 1976.

- [38] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY
"Avalanche diode oscillator.I.Basic concepts"
Int. J. Electronics, 1974, Vol. 37, n° 5, pp. 577-632.
- [39] G. THOREN
"IMPATT Diode progress promises smaller, lightweight Mm-Wave systems"
MSN, December 1984.
- [40] C. DALLE, D. DEGRUGILLIER, J.L. NIERUCHALSKI, D. LIPPENS, P.A. ROLLAND
"Capabilities of IMPATT diodes in the millimeter wave frequency range"
Tenth Biennial Conference on "Advanced concepts in high speed semiconductor devices and circuits, July 1985.
- [41] B.C. DELOACH
"Thin Skin IMPATTS"
I.E.E.E. transactions on M.T.T., correspondence, vol. MTT-18, n° 1, January 1970, pp. 72-74.
- [42] A. DERYCKE
"Etudes théoriques et expérimentales des modules préaccordés radiaux : application à l'intégration des composants en onde millimétriques"
Thèse d'état, Lille, 1986.
- [43] G. CACHIER, J. ESPAIGNOL and J. STEVANCE
"Millimeter-Wave Pretuned Modules"
I.E.E.E. transactions on M.T.T., Vol. MTT-27, n° 5, May 1979.
- [44] E. PLAYEZ
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"
Mémoire CNAM, 1975.

- [45] S.M. SZE
"Physics of Semiconductor Devices"
J. WILEY & SONS, New York.
- [46] P.A. ROLLAND, M.R. FRISCOURT, E. PLAYEZ, G. SALMER, E. CONSTANT
"Dispositif de caractérisation et de mesure de bruit de modulation d'amplitude (MA) et de modulation de fréquence (MF) de sources millimétriques dans la fenêtre des 94 GHz"
Rapport de contrat D.R.E.T., n° 79/357.
- [47] J.F. LUY, H. KIBBEL, E. KASPER
"CW-IMPATT's made from Silicon molecular beam epitaxy material"
Tenth international conference on infrared and millimeter waves, conference digest, December 1985.
- [48] M.G. ADLERSTEIN, S.L. CHU
"GaAs IMPATT diodes for 60 GHz"
I.E.E.E. E-D-L, vol. EDL-5, n° 3, March 1984, pp. 97-98.
- [49] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, C. DALLE, P.A. ROLLAND
"Comparative studies of Si, GaAs and InP millimeter-wave IMPATT diodes"
Tenth international conference on infrared and millimeter waves, conference digest, December 1985.
- [50] R.K. MAINS, M. EL-GABALY, G.I. HADDAD
"Comparison of theoretical and experimental results for millimeter wave GaAs IMPATT's"
I.E.E.E. on E-D, Vol. ED-31, N° 9, September 1984, pp. 1273-1279.
- [51] H. HIESLMAIR, C. DESANTIS, N.J. WILSON
"State of the art of solid-state and tube transmitters"
Microwave Journal, october 1983.
- [52] M. GABALY, R.K. MAINS, G.I. HADDAD
"Effects of doping profile on GaAs Double-drift IMPATT diodes at 33 and 44 GHz using the energy-momentum transport model"
I.E.E.E. on M.T.T., vol. MTT-32, n° 10, October 1984, pp. 1353-1361.

[53] J.L. NIERUCHALSKI

"Contribution à l'étude de composants semi-conducteurs à avalanche pour une utilisation en oscillateurs dans la gamme des ondes millimétriques"

Thèse de 3e cycle, Lille, 1985.

[54] Y.E. MA, E.M. NAKAJI, W.F. THROWER

"V-BAND double-drift Read Silicon IMPATTs"

I.E.E.E. M.T.T.-S Proceedings, San Francisco, 1984.

[55] X. ZHANG, J. FREYER, G. WEIMANN, W. SCHLAPP

"MBE GaAs IMPATT diodes with reduced drift region for mm-wave frequencies"

I.E.E.E. Proceedings, vol. 131, Pt.1, n° 6, December 1984, pp. 203-206.

[56] B. KASZUBIAK

"Etude et réalisation d'un oscillateur fonctionnant à 94 GHz et délivrant de fortes puissances sous commande impulsionnelle."

Mémoire CNAM, 1983.

[57] G. GIBBONS

"Transient temperature response of an avalanche diode"

S.S.E., Vol. 13, 1969, pp. 799-806.

[58] T.T. FONG, H.J. KUNO

"Millimeter-Wave Pulsed IMPATT Sources"

I.E.E.E. on transactions M.T.T., Vol. MTT-27, n° 5, May 1979, pp. 492-499.

[59] K. BOARD

"Thermal properties of annular and array geometry semiconductor devices on composite heat sink"

S.S.E., Vol. 16, 1973, pp. 1315-1320.

[60] P. PIERZINA, J. FREYER

"Power increase of pulsed millimeter-wave IMPATT diodes"

I.E.E.E. transactions on M.T.T., Vol. MTT-33, n° 11, November 1985, pp. 1228-1231.

[61] BEVAND. BATES

"A comparison of IMPATT oscillator Power and frequency above 100 GHz with results derived from theoretical models"

I.E.E.E. on M.T.T., Vol. MTT-32, N° 10, October 1984, pp. 1394-1398.

[62] T.A. MIDFORD, R.L. BERNICK

"Millimeter-Wave CW IMPATT diodes and oscillators"

I.E.E.E. on M.T.T., Vol. MTT-27, N° 5, May 1979, pp. 483-492.

[63] M. OHMORI, T. ISHIBASHI, S. ONO

"Dependency of the highest harmonic oscillation frequency on junction diameter of IMPATT diodes"

I.E.E.E. transactions on E.D., Vol. ED-24, N° 12, December 1977, pp. 1323-1329.

[64] N.S. DAVYDOVA, Yu. Z. DANYUSHEVSKIY, L.I. TELYATNIKOV

"Linear theory of an IMPATT diode distributed microwave amplifier"

Telecommum. Radio Eng., Part-2, Vol. 27, 1972, pp. 112-115.

[65] K.G. HAMBLETON, P.N. ROBSON

"Design considerations for resonant travelling wave IMPATT oscillators"

Int. J. Electronics, Vol. 35, N° 2, 1973, pp. 225-244.

RESUME

Ce travail est consacré à l'étude des diodes à avalanche de structure Mésa pour la réalisation de sources de puissance dans la gamme des longueurs d'onde millimétriques.

Dans un premier temps, nous décrivons les deux modèles numériques élaborés pour l'étude des dispositifs à jonction P-N. Le premier est un modèle stationnaire. Le second est un modèle non-stationnaire incluant la relaxation de l'énergie des porteurs de charge. Ils se distinguent d'une part par le fait que la dynamique des porteurs est décrite sur la totalité du semi-conducteur. Ils permettent d'autre part une approche réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement tant en régime de polarisation inverse que directe.

Dans un second temps nous déterminons les limites fréquentielles de fonctionnement des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Ces limitations proviennent de trois facteurs irréductibles : la diminution de la non-linéarité du phénomène d'avalanche, le temps de transit des porteurs dans la zone active et enfin la limitation de la puissance appliquée à la fréquence fondamentale. Nous examinons ensuite les différentes solutions envisageables pour améliorer les possibilités fréquentielles de ce type de dispositifs.

Dans la troisième partie, nous définissons les performances potentielles des diodes à avalanche et temps de transit au Silicium dans les fenêtres de propagation atmosphériques centrées sur 94-140 et 220 GHz. Une part importante de ce travail est consacrée à l'optimisation des diodes A.T.T. à profil de dopage uniforme à 94 GHz en régime d'oscillations continues et en régime d'impulsions courtes. Cette étude, dans laquelle nous tenons compte de façon self-consistante de l'influence sur les performances du composant des paramètres tant structurels que de fonctionnement, aboutit à la définition de composant optimaux. Nous comparons ensuite les résultats théoriques et expérimentaux. Enfin nous définissons l'intérêt relatif des diodes à profil de dopage différencié par rapport à celui des diodes à profil uniforme.

MOTS CLES : MODELE - JONCTION P-N - STATIONNAIRE - NON-STATIONNAIRE - DIODE A AVALANCHE - MULTIPLICATEUR DE FREQUENCE - OSCILLATEUR A.T.T. - REGIME D'OSCILLATIONS CONTINUES - REGIME D'IMPULSIONS COURTES - ONDES MILLIMETRIQUES.

