

N° d'ordre : 375

50376  
1989  
143

50376  
1989  
143

# THÈSE

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

**Marion BERBINEAU-BARRE**

Ingénieur E.U.D.I.L.



**MODELISATION DES DISPOSITIFS A JONCTION P-N  
APPLICATION AUX OSCILLATEURS A.T.T. DE FORTE  
PUISSANCE EN BANDE Ku ET A L'ETUDE DES REGIMES  
TRANSITOIRES DES LIMITEURS A DIODE PIN**



Soutenu le 4 Juillet 1989 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM. E. CONSTANT	Président
	P.A. ROLLAND	Directeur de Thèse
	D. LIPPENS	Rapporteur
	J. OBREGON	Rapporteur
	P. ARSENE-HENRY	Examineur
	A. LACOUR	Examineur
	C. DALLE	Examineur

*A Jacques et à Antoine,  
A mes parents, à Jérôme,  
A tous les miens.*

*Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille - Flandres - Artois, 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 ma plus profonde reconnaissance envers Paul-Alain ROLLAND qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace et le soutien actif qu'il a manifestés à mon égard.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur J. OBREGON de la Faculté des Sciences de Limoges et Monsieur D. LIPPENS Chargé de Recherche au CNRS, au C.H.S de l'U.S.T.L.F.A., qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.*

*Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Monsieur P. ARSENE-HENRY de la Société THOMSON DAG et à Monsieur A. LACOUR de la Société THOMSON RCM pour leur participation à ce jury d'examen.*

*Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Christophe DALLE pour toutes les discussions que nous avons eues, ses conseils avisés et son soutien efficace tout le long de cette étude.*

*Que Marie-Renée FRISCOURT veuille bien trouver ici ma plus profonde reconnaissance pour sa sympathie et son immense patience.*

*Je ne saurais oublier l'aimable collaboration du Personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information. Qu'il soit ici remercié pour son aide efficace et son accueil chaleureux.*

*J'adresse également mes plus vifs remerciements à Madame E. DELOS pour son amitié et son aide efficace.*

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

*Je tiens ici à exprimer toute ma gratitude envers l'ensemble du personnel du C.H.S et en particulier :*

- à Mme E. DELOS, Mme S. LEPILLIET et Monsieur E. PLAYEZ de la Centrale de Caractérisation
- à Monsieur J.P DEHORTER du Service de reprographie

*Enfin je ne saurais oublier Madame M. VANDAELE du CITI qui a assuré avec une grande efficacité la composition de ce mémoire ainsi que Madame I. DERUDDER. Je les remercie vivement pour leur sympathie et leur accueil.*

# Table des Matières

<b>1. Les modèles</b>	<b>1</b>
1.1 Introduction	1
1.2 Le modèle semiconducteur	2
1.2.1 Le modèle général	2
1.2.2 Le modèle "Dérive - Diffusion"	5
1.2.2.1 Le système d'équations	5
1.2.2.2 Approximation numérique	8
1.2.2.3 Les conditions aux limites	10
1.2.2.4 Mise en oeuvre de l'algorithme	10
1.2.3 Champ d'application des modèles et limitations	11
1.3 Le modèle avec circuit	13
1.3.1 Fonctionnement de l'algorithme	13
1.3.2 Intérêts et limitations du modèle avec circuit	14
1.4 Conclusion	15
<b>2. Application du modèle "Dérive-diffusion" à l'étude des diodes à avalanche et à temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement en bande Ku (12-18 GHz)</b>	<b>17</b>
2.1 Introduction	17
2.2 Les différentes structures considérées	19
2.2.1 Structure générale des diodes A.T.T.	19
2.2.2 Définition des structures considérées	19
2.2.3 Définition du facteur de confinement	20
2.2.4 Principaux paramètres technologiques	21
2.3 Rappel du fonctionnement des diodes A.T.T. et principaux phénomènes physiques	22
2.3.1 Description qualitative du fonctionnement d'une diode A.T.T.	22
2.3.2 Les phénomènes physiques fondamentaux	23
2.3.2.1 L'effet de redressement	23
2.3.2.2 La réaction de charge d'espace	25
2.3.2.3 Effets liés à la modulation de la zone désertée	27
2.4 Justification du choix du modèle utilisé	29
2.5 Première application du modèle : analyse et interprétation du fonctionnement des diodes SDR à profil différencié en bande Ku	30
2.5.1 Méthodologie adoptée	30
2.5.2 Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux - Interprétation	31
2.5.2.1 Influence de la valeur de la vitesse électronique	33
2.5.2.2 Analyse du fonctionnement en présence de composantes harmoniques et sous-harmoniques de la tension hyperfréquence	35
2.5.2.3 Recherche d'un mode à haut rendement	38

2.5.3	Autres structures de type SDR - Recherche d'un fonctionnement en régime sinusoïdal	39
2.6	Analyse et interprétation du fonctionnement des diodes à deux zones de dérive à profil différencié en bande Ku	44
2.6.1	Diodes à deux zones de dérive du type "Double Read"	44
2.6.2	Diodes à deux zones de dérive du type "Hybride Double Read"	47
2.6.3	Prise en compte des effets thermiques et comparaison autoconsistante des différentes structures	48
2.7	Conclusion	54
<b>3.</b>	<b>Etude des régimes transitoires des limiteurs à diode PIN</b>	<b>57</b>
3.1	Introduction	57
3.2	Caractéristiques et principes de fonctionnement des limiteurs à diodes PIN	59
3.2.1	Propriétés et schémas équivalents d'une diode PIN	59
3.2.2	Limiteurs à diode PIN	60
3.3	Etude des phénomènes physiques inhérents au fonctionnement d'un limiteur passif PIN	61
3.3.1	Mise en régime de polarisation directe	62
3.3.2	Mise en régime de polarisation inverse	63
3.3.2.1	Commutation directe-inverse d'une diode PIN	64
3.3.2.2	Commutation inverse-direct d'une diode PIN	66
3.4	Limiteur passif à diode PIN en régime transitoire	67
3.4.1	Régime transitoire sans création de porteurs par ionisation par chocs	67
3.4.2	Régime transitoire avec création de porteurs par ionisation par chocs	72
3.5	Conclusion	75

## **INTRODUCTION**

## INTRODUCTION GENERALE

Une grande partie de cette étude s'inscrit dans le cadre d'une collaboration avec THOMSON DAG qui visait à l'optimisation de diodes à avalanche et temps de transit pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance en bande Ku (12-18 GHz). Pour cette étude nous avons donc développé des modèles en vue tout d'abord d'une confrontation entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Un fort désaccord observé au cours des premières comparaisons nous a conduits à orienter notre travail vers l'analyse et l'interprétation des phénomènes physiques complexes qui régissent le fonctionnement de structures typiques proposées par THOMSON DAG.

Par ailleurs, à la demande de l'Agence Spatiale Européenne nous avons étendu ces modèles à l'étude des régimes transitoires des limiteurs passifs à diode PIN à 5 GHz.

Dans un premier chapitre nous décrivons les différents modèles que nous avons développés.

Le second chapitre est consacré à une analyse phénoménologique des diodes A.T.T. à l'arséniure de gallium en bande Ku afin de répondre aux problèmes posés par la mise en oeuvre de ces composants.

Enfin, nous développons dans le dernier chapitre une étude des régimes transitoires des limiteurs passifs à diode PIN au silicium.

## **Chapitre 1**

### **LES MODELES**



# Chapitre 1

## Les modèles

### 1.1 Introduction

La prédiction et l'optimisation des performances potentielles des composants semiconducteurs modernes demandent la prise en compte de plus en plus rigoureuse des phénomènes physiques à l'origine des divers modes de fonctionnement rencontrés.

Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle aussi complet que possible pour décrire finement la dynamique du transport des porteurs de charge dans de larges gammes de fréquences tout en permettant une exploitation systématique. Ceci nécessite un compromis judicieux entre la rigueur du modèle choisi et le temps de calcul nécessaire pour optimiser le comportement du composant semiconducteur dans le cadre d'une application donnée.

Un modèle limité à la zone semiconductrice de la structure a déjà été mis au point au laboratoire [1]. Nous l'avons repris et adapté à notre étude.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à une description rapide de ce modèle mathématique. Ses domaines d'applications et ses principales limitations seront précisées.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous exposerons les améliorations apportées au modèle précédent afin de prendre en compte le circuit de charge pour décrire de façon plus réaliste les différents modes de fonctionnement envisagés dans cette étude (génération de puissance, limitation de puissance ...).

## 1.2 Le modèle semiconducteur

### 1.2.1 Le modèle général

Le modèle que nous utilisons est issu de la résolution de l'équation générale de transport de Boltzmann. Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution  $f$  ou probabilité de présence d'une particule au point  $\vec{r}, \vec{k}$  de l'espace des phases à l'instant  $t$ .

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{h} \text{grad}_{\vec{k}} f + \vec{v} \text{grad}_{\vec{r}} f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Elle traduit le fait que le mouvement des porteurs s'effectue sous l'influence conjuguée :

- de la force de Coulomb,
- des forces de diffusion résultant des gradients spatiaux,
- des collisions avec le réseau.

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

- les méthodes de résolution microscopiques basées sur une description du déplacement stochastique des porteurs dans l'espace réciproque [2] ou dans l'espace réel [3], [4], [5], [6].
- les méthodes de résolution macroscopiques basées sur l'intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace réciproque avec l'approximation des temps de relaxation [1], [7], [8], [9].

Notre modèle est issu du second type de méthodes. Toutes les grandeurs physiques sont moyennées sur l'ensemble des vallées de la structure de bande du matériau semiconducteur. Nous considérons donc une structure à vallée unique équivalente à un seul gaz d'électrons. Ceci nous conduit à un système d'équations macroscopiques qui traduisent, respectivement pour chaque type de porteurs de charge (électrons et trous), la conservation :

- du nombre de porteurs libres,
- de la quantité de mouvement,
- de l'énergie totale moyenne.

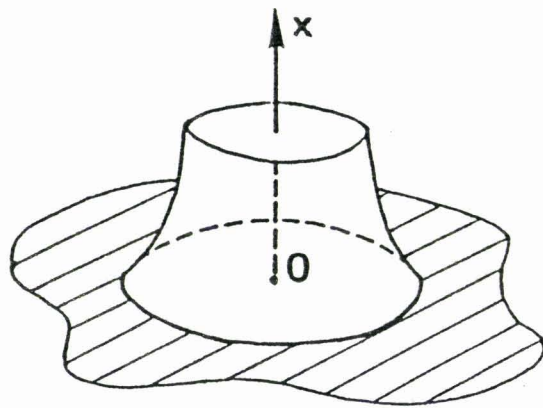


Figure 1.1 : Diode en structure "Mésa"

Ce système est ensuite couplé à l'équation de Poisson. Nous prenons de plus en compte les termes qui décrivent la génération des porteurs par ionisation par chocs. Nous obtenons ainsi un modèle bipolaire capable de décrire les phénomènes de transport dans tous les dispositifs à jonction PN.

Les composants que nous considérons sont en pratique de type "Mésa" (Fig. 1.1). Pour ce type de structures, nous admettons que les principaux phénomènes physiques intervenant dans le volume du semiconducteur se produisent dans l'axe de symétrie du "Mésa". Cette hypothèse nous permet d'assimiler la diode à un dispositif unidimensionnel.

Le système complet d'équations macroscopiques, bipolaires, unidimensionnelles comprend les équations de continuité, les équations de conservation de l'énergie totale moyenne, les équations de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de Poisson. Il est donné ci-dessous :

#### Equations de continuité

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial(nv_n)}{\partial x} + G - U \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial(pv_p)}{\partial x} + G - U \quad (1-2)$$

#### Equations de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(nm^*v_n)}{\partial t} = qnE_x - \frac{\partial}{\partial x}(nkT_n) - \frac{\partial}{\partial x}(nm^*v_n^2) - \frac{nm^*v_n}{\tau_m(\epsilon_n)} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial(pm^*v_p)}{\partial t} = qpE_x - \frac{\partial}{\partial x}(pkT_p) - \frac{\partial}{\partial x}(pm^*v_p^2) - \frac{pm^*v_p}{\tau_m(\epsilon_p)} \quad (1-4)$$

#### Equations de conservation de l'énergie moyenne totale

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\epsilon_n) = -qnv_nE_x - \frac{\partial}{\partial x}(nv_n\epsilon_n) - \frac{\partial}{\partial x}(nv_nkT_n) - \frac{n(\epsilon_n - \epsilon_o)}{\tau_{\epsilon n}} - \epsilon_n(G - U) \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(p\epsilon_p) = -qpv_pE_x - \frac{\partial}{\partial x}(pv_p\epsilon_p) - \frac{\partial}{\partial x}(pv_pkT_p) - \frac{p(\epsilon_p - \epsilon_o)}{\tau_{\epsilon p}} - \epsilon_p(G - U) \quad (1-6)$$

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon} (p - n + N_d - N_a) \quad (1-7) \quad \text{Equation de Poisson}$$

$$E_x = -\frac{\partial V_x}{\partial x} \quad (1-8) \quad \text{Champ électrique}$$

G - U

Taux de génération - recombinaison

avec :

- n et p : les densités totales d'électrons et de trous.
- $v_n$  et  $v_p$  : les vitesses de dérive.
- $\epsilon_n$  et  $\epsilon_p$  : les énergies moyennes totales.
- $\tau_m(\epsilon_n)$  et  $\tau_m(\epsilon_p)$  : les temps de relaxation du moment.
- $\tau_{\epsilon n}$  et  $\tau_{\epsilon p}$  : les temps de relaxation de l'énergie.
- $kT_n$  et  $kT_p$  : les températures des électrons et des trous.
- $m_n^*$ ,  $m_p^*$  : les masses effectives des porteurs de charge.
- $V_x$  et  $E_x$  : le potentiel et le champ électrique locaux.
- q : la charge des porteurs.
- $\epsilon$  : la permittivité diélectrique du matériau.
- $N_d - N_a(x)$  : la concentration en impuretés dans la structure semiconductrice considérée plus communément appelée "Profil de Dopage".

Ce système d'équations permet une description satisfaisante des phénomènes de transport jusqu'à des fréquences d'environ 300 GHz. Avec des conditions aux limites adéquates, nous obtenons le modèle macroscopique le plus complet baptisé modèle "Energie et Moment".

Le coût d'exploitation de ce modèle est assez élevé compte tenu du grand nombre d'équations à résoudre. Ce dernier point est important et nous a conduit à introduire plusieurs hypothèses simplificatrices.

En négligeant les effets de relaxation du moment (pour l'AsGa par exemple,  $\tau_m \# 0,1$  ps et  $\tau_\epsilon \# 1$  ps), les équations 1-3 et 1-4 se simplifient. Nous obtenons ainsi le modèle "Energie" qui permet la description de la dynamique non stationnaire des deux types de porteurs jusqu'à des fréquences voisines de 200 GHz.

De plus, pour les fonctionnements statiques et en gamme centimétrique, nous pouvons également négliger les effets de relaxation de l'énergie (équations 1-5 et 1-6). Ce système simplifié conduit au modèle "Dérive Diffusion" capable de décrire la dynamique stationnaire des électrons et des trous.

Ces différents systèmes correspondent à des degrés d'approximation croissants. Leur résolution complète nécessite cependant dans tous les cas, la connaissance des différentes grandeurs caractéristiques du transport des deux types de porteurs dans le matériau semiconducteur considéré. De plus pour les modèles "Energie et Moment" et "Energie", il est indispensable de connaître ces grandeurs en fonction de l'énergie totale moyenne [1].

La principale originalité de ces trois modèles réside dans leur capacité à traiter le matériau semiconducteur dans son ensemble, y compris les zones fortement dopées nécessaires à la réalisation de bons contacts ohmiques. Ceci conduit à une description réaliste des profils de dopage et à la prise en compte du courant de saturation de façon autocohérente. Ces différents modèles permettent d'appréhender les principaux phénomènes physiques et leurs influences sur le fonctionnement des composants et d'optimiser des structures semiconductrices dans une gamme de fréquences donnée en fonction du degré d'approximation [1].

Les critères de choix entre les différents modèles sont liés d'une part au composant et au fonctionnement étudiés et d'autre part à des considérations de temps calcul.

La majeure partie de notre travail ne nécessitait pas la prise en compte des phénomènes de relaxation. Nous allons donc décrire plus particulièrement le modèle "Dérive - Diffusion".

## **1.2.2 Le modèle "Dérive - Diffusion"**

### **1.2.2.1 Le système d'équations**

Ce modèle stationnaire se compose des équations des courants, des équations de continuité et de l'équation de Poisson. Les conditions aux limites seront explicitées plus loin. Dans le but de faciliter le traitement numérique, nous avons effectué une normalisation systématique des grandeurs caractéristiques [10]. Le système d'équations obtenu est le suivant.

$$J_n = n v_n = \mu_n \left( n E_x + \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

Equations des courants

$$J_p = p v_p = \mu_p \left( p E_x + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + g - u_\tau$$

Equations de continuité

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + g - u_\tau$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = p - n + N_d - N_a$$

Equation de Poisson

$$E_x = -\frac{\partial V_x}{\partial x}$$

Champ électrique

$$g = \alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p|$$

Taux de génération

$$u_\tau = \frac{np - 1}{\tau_n(p + 1) + \tau_p(n + 1)}$$

Taux de recombinaison

Les différentes grandeurs caractéristiques du transport des deux types de porteurs dans le matériau semiconducteur sont principalement :

- les mobilités  $\mu_n$  et  $\mu_p$
- les vitesses de dérive  $v_n$  et  $v_p$
- les taux d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$
- les durées de vie  $\tau_n$  et  $\tau_p$

Elles dépendent à la fois de la structure semiconductrice et des conditions de fonctionnement :

- niveau de concentration en impuretés  $N_d - N_a$
- température
- champ électrique  $E_x$
- etc . . .

Leurs évolutions en fonction de ces différents paramètres sont issues d'une part de résultats donnés par des simulations de type "Monte Carlo" effectuées au laboratoire et d'autre part de résultats

empruntés à la littérature scientifique. Les références ainsi que les principales évolutions des grandeurs matériaux utilisées dans nos simulations sont données en annexe 1.

Il convient de souligner ici les approximations adoptées pour l'écriture du terme de recombinaison  $U$ . Nous avons négligé les recombinaisons dites Auger et rayonnante ( $U_A$  et  $U_R$ ) données par :

$$U_A = r(n^2 p + p^2 n) \quad r = 10^{-31} \text{ cm. K. S. A.}$$

$$U_R = \beta n \cdot p \quad \beta = 7.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm. K. S. A.}$$

En effet, ces grandeurs deviennent significatives pour des concentrations en impuretés supérieures à  $10^{23} \text{ a/m}^3$ . Nous n'avons pas travaillé avec de tels niveaux de dopage dans la zone active, en particulier pour les diodes PIN. Nous avons donc seulement conservé le terme de recombinaison  $U_\tau$  de Schockley - Read - Hall.

Soulignons également que dans le cas du silicium, les défauts de surface résultant de la façon dont le cristal a été géométriquement limité (sciage, attaque méso, nettoyage ...) introduisent de nouveaux états énergétiques possibles qui sont autant de centres recombinants possibles. Pour le silicium, les phénomènes de recombinaison sont donc très fortement localisés en surface. Dans le cas de l'arséniure de gallium, la recombinaison des porteurs intervient principalement aux interfaces P/N. Les expressions unidimensionnelles adoptées pour  $U_\tau$ ,  $\tau_n$  et  $\tau_p$  sont donc discutables dans les cas où les phénomènes de recombinaison en surface deviennent prépondérants. Cependant, vu les fréquences de travail envisagées, ces termes ne modifieront pas le comportement du composant de façon significative.

De plus, la structure du modèle nous permet de prendre en compte l'effet tunnel.

Dans certaines structures à modulation de dopage, notamment les diodes à avalanche et temps de transit (ATT) à profil de Read, le champ électrique local dans la zone d'avalanche peut atteindre des valeurs suffisamment importantes pour permettre la création de porteurs par effet tunnel. Notre modèle traite l'intégralité de la structure semiconductrice et permet donc une prise en compte approchée mais très simple et réaliste de cet effet.

Différents travaux [11], [12], [13] donnent une loi approchée de l'évolution de la densité du courant tunnel en fonction du champ électrique local. Nous avons choisi la loi suivante :



$$J_T(E, x) = K_0 \frac{E(x)^3}{N_D(x) \sqrt{Eg}} \exp\left(-b \frac{Eg^{3/2}}{E(x)}\right)$$

avec :  $K_0 = 9,21 \cdot 10^4$  MKSA  
 $b = 1,064 \cdot 10^9$  MKSA

$$Eg = Eg(T_0) - \frac{a_1 T^2}{b_1 + T}$$

où  $Eg(T_0) = 1,522$  eV  
 $a_1 = 5,810^{-4}$   
 $b_1 = 300^\circ$  K

T est exprimé en °K.

Dans la zone où l'effet tunnel peut se manifester, les porteurs dérivent à vitesse fortement saturée. La densité de porteurs qui passent par effet tunnel de la bande de valence à la bande de conduction peut se mettre en première approximation sous la forme :

$$n_T(x) = \frac{1}{2} \frac{J_T(E, x)}{qv_n(x)} \quad p_T \# \frac{1}{2} \frac{J_T(E, x)}{qv_p(x)}$$

avec  $v_n, v_p$  la vitesse des électrons et des trous dans le composant.

### 1.2.2.2 Approximation numérique

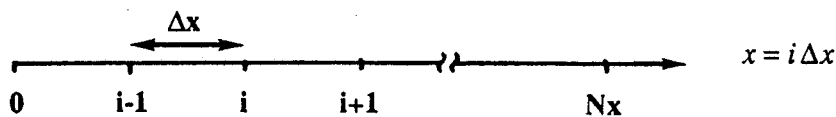
Le système d'équations du modèle "Dérive-Diffusion" est un système couplé de deux types d'équations aux dérivées partielles :

- l'équation de Poisson de type elliptique,
- les équations de continuité de type parabolique.

Le modèle est approximé numériquement par la technique des différences finies décrite par Reiser [14].

#### A) Semi-discrétisation spatiale

Le composant est décrit par l'intervalle ] 0, Nx [ divisé en un maillage régulier de pas  $\Delta x$ .



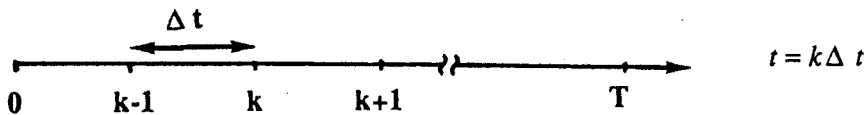
La fonction inconnue du système  $y_i(x,t)$  est approchée par ses valeurs aux noeuds du maillage  $x = i \Delta x$ .

L'approximation spatiale conduit à un système linéaire pour la partie elliptique (relation linéaire entre  $V_{x_{i-1}}(t), V_{x_i}(t)$  et  $V_{x_{i+1}}(t)$ ) et à un système d'équations différentielles pour la partie parabolique.

$$\left( \frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{J_{ni+1/2} - J_{ni-1/2}}{\Delta x} + g_i - u_i \right)$$

### B) Intégration en temps

L'intervalle de temps ] 0, T [ est divisé en un maillage régulier de pas  $\Delta t$



L'approximation en temps est réalisée de manière semi-implicite par un schéma d'ordre un.

$\frac{y_i^{(k+1)\Delta t} - y_i^{k\Delta t}}{\Delta t}$  est l'approximation d'ordre un de  $\frac{dy_i(x,t)}{dt}$  à  $t = (k+1)\Delta t$

Compte tenu des termes en  $\frac{dy_i}{dx}$  et  $\frac{d^2y_i}{dx^2}$  présents dans le système, un tel schéma conduit à une relation linéaire entre  $y_{i-1}^{k+1}$ ,  $y_i^{k+1}$  et  $y_{i+1}^{k+1}$ .

En conclusion, les équations se présentent alors sous la forme générale suivante :

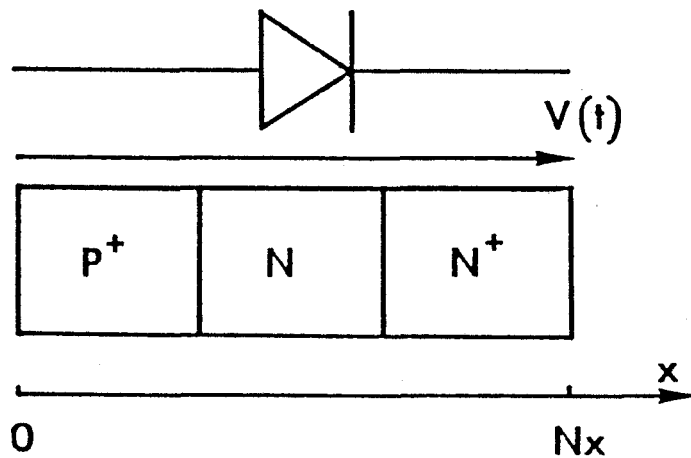
$$\alpha_i^k y_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k y_i^{k+1} + \gamma_i^k y_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k$$

c'est-à-dire sous la forme d'un système linéaire tridiagonal (A.Y=B) résolu dans notre cas suivant l'algorithme de Cholewsky [15].

### C) Conditions de stabilité

Les pas  $\Delta x$  et  $\Delta t$  des discrétisations spatiale et temporelle doivent remplir des conditions qui assurent la stabilité numérique de la méthode choisie :

$$\frac{\text{Max}(V_{n\text{max}}, V_{p\text{max}}) \cdot \Delta t}{\Delta x} < 1 \qquad \Delta t < \frac{\varepsilon}{q \text{Max}(Na, Nd) \text{Max}(\mu_n, \mu_p)}$$



a) Conditions de Dirichlet :

Les épaisseurs de substrat sont suffisantes pour pouvoir atteindre l'équilibre thermodynamique

$$\begin{aligned}
 p(0) &= N_a(0) & p(Nx) &= \frac{n_i^2}{N_d(Nx)} \\
 n(0) &= \frac{N_i^2}{N_a(0)} & n(Nx) &= N_d(Nx) \\
 V_x(0) &= 0 & V_x(Nx) &= V(t)
 \end{aligned}$$

b) Conditions de Dirichlet couplées :

L'épaisseur des substrats est beaucoup plus faible

$$\begin{aligned}
 p(0) &= p(1) & p(Nx) &= p(Nx-1) \\
 n(0) &= n(1) & n(Nx) &= n(Nx-1) \\
 V_x(0) &= 0 & V_x(Nx) &= V(t)
 \end{aligned}$$

Figure 1.2 : Conditions aux limites du modèle

### 1.2.2.3 Les conditions aux limites

#### A) Equation de Poisson

Les conditions aux limites sont de Dirichlet. Nous fixons la différence de potentiel aux bornes du composant. Nous prenons systématiquement et arbitrairement, l'origine des potentiels à l'extrémité du contact P<sup>+</sup> tandis que nous imposons la tension totale appliquée  $V(t)$  à la borne N<sup>+</sup> de la structure (Fig. 1.2).

#### B) Equations de continuité

Les conditions aux limites sont également de Dirichlet. Si les épaisseurs des substrats sont suffisantes, nous pouvons appliquer à leur extrémité les conditions de l'équilibre thermodynamique (Fig. 1.2a). Dans la plupart des cas nous ne simulons pas de telles épaisseurs de substrat et nous imposons alors une condition de continuité à l'extrémité des substrats (conditions de Dirichlet couplées) (Fig. 1.2b).

La condition initiale à  $t = 0$  est donnée par une solution initiale que nous allons expliciter.

### 1.2.2.4 Mise en oeuvre de l'algorithme

#### A) La solution initiale

L'initialisation de l'algorithme à un instant  $t_0$  nécessite une solution initiale à l'instant  $t_0 - \Delta t$ . Cette solution consiste en la connaissance d'une configuration spatiale complète de toutes les variables à l'instant  $t_0 - \Delta t$ . Cette configuration est déterminée en régime statique, pour chaque structure étudiée, dans le cas où le composant est polarisé en inverse. La solution statique est obtenue en cherchant d'abord une solution approchée dans laquelle les phénomènes de diffusion sont négligés. Nous calculons ensuite la solution complète avec diffusion.

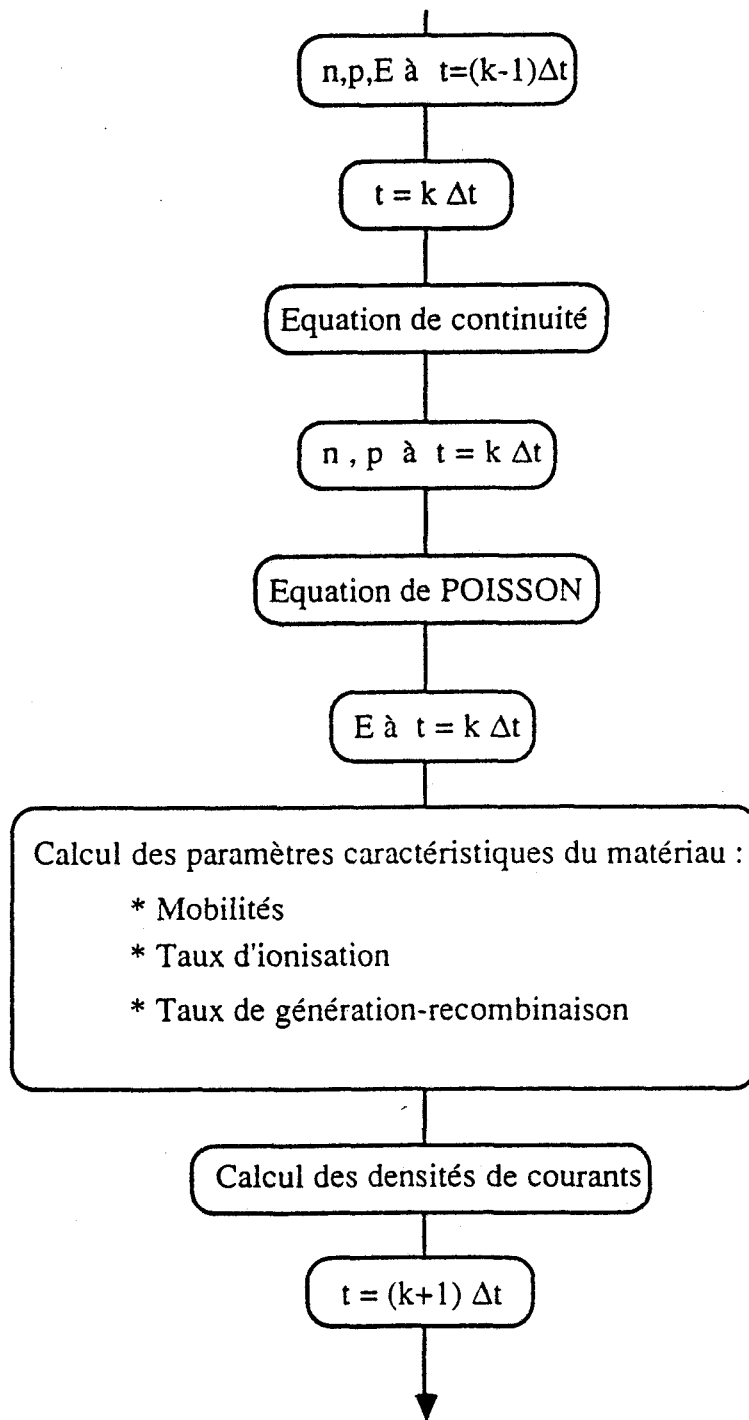


Figure 1.3 : Déroulement séquentiel de l'algorithme.

## B) Le processus itératif

L'algorithme général de résolution du système approximé par la technique des différences finies est un processus itératif séquentiel qui peut être schématisé à chaque pas en temps par la figure 1.3.

Les critères de convergence numérique sont les suivants :

- en régime statique, nous devons respecter la conservation du courant de conduction. La convergence est assurée lorsque ce courant garde une valeur constante sur toute l'épaisseur du semiconducteur ;
- en régime dynamique, l'algorithme fournit à chaque instant les valeurs de la tension  $v(t)$  et du courant total  $i(t)$  dans le composant. La convergence est assurée lorsque les formes d'onde du courant et de la tension sont stables en régime périodique. Dans le cas de régimes aperiodiques nous nous contentons de vérifier que la conservation du courant total est bien implicitement assurée.

### 1.2.3 Champ d'application des modèles et limitations

Les trois modèles que nous avons définis ont en commun de pouvoir traiter l'ensemble de la partie semiconductrice du composant et de pouvoir décrire son comportement tant en régime de polarisation inverse que directe. Ils se distinguent les uns des autres par la description de la dynamique des porteurs de charge.

Leur domaine de validité est étroitement lié aux types de composant et d'applications étudiés. En effet, les simulations ne sont réalistes que si l'on sait imposer l'une des formes d'onde (courant ou tension) terminales. En règle générale elles dépendent de l'interaction entre le circuit de charge et le composant.

Il existe cependant des applications particulières où l'on peut connaître a priori la forme d'onde de la tension aux bornes de la structure. C'est le cas par exemple du régime statique et des régimes de fonctionnement où le circuit de charge est supposé infiniment sélectif aux fréquences considérées. La forme d'onde du courant ou de la tension aux bornes du composant ne comporte alors que des composantes à ces fréquences. Le niveau de résistance de sortie ne peut pas être imposé a priori, il faut ajuster progressivement l'amplitude de la tension aux bornes de la structure pour aboutir au niveau souhaité. Cela suppose cependant de réaliser a posteriori l'adaptation du composant. Par cette

méthode, nous pouvons décrire de façon réaliste le fonctionnement d'oscillateurs à fort coefficient de qualité.

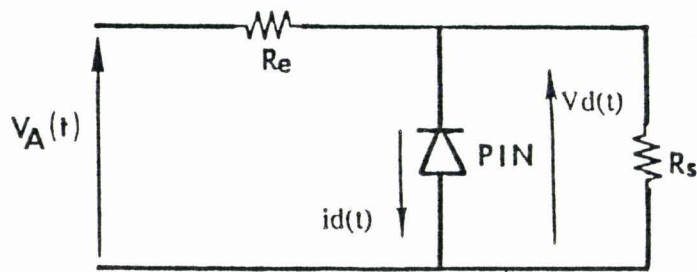
Ce raisonnement peut être étendu au cas des régimes multifréquences. Le circuit de charge est alors supposé idéal à chaque fréquence considérée. En imposant par exemple les amplitudes et les phases des tensions aux bornes de la structure, on accède à l'impédance de la diode aux différentes fréquences envisagées. Comme précédemment, les niveaux d'impédance terminale ne sont pas connus a priori, il faut donc ajuster parallèlement toutes les amplitudes et les phases des tensions d'entrée pour aboutir aux niveaux désirés. Cette méthode devient rapidement complexe et même inopérante en présence de plus de deux harmoniques. L'utilisation des modèles précédents est donc très limitée pour les applications multifréquences.

Il faut également signaler que le domaine d'utilisation effectif des modèles dépend très directement des temps et des coûts de simulation. En effet, le pas  $\Delta t$  du maillage temporel est imposé par le temps de relaxation diélectrique du matériau dans les conditions de fonctionnement étudiées. Pour une structure donnée, le nombre de pas en temps nécessaire à la description d'une période du signal est inversement proportionnel à la fréquence de fonctionnement. En conséquence, l'étude des composants fonctionnant à des fréquences basses (gamme centimétrique) sera limitée par les possibilités de convergence de l'algorithme en un nombre réduit de périodes.

Nous retiendrons pourtant que les modèles précédemment décrits sont particulièrement bien adaptés aux dispositifs à jonction semiconductrice. Ils permettent la description des phénomènes physiques fondamentaux tels que l'ionisation, le transfert électronique, la diffusion et la réaction de charge d'espace. Nous pouvons donc envisager par exemple des simulations telles que :

- les oscillateurs millimétriques (30 - 300 GHz),
- la génération de puissance par dipôles millimétriques,
- les diodes varactors,
- les diodes PIN.

L'approche précédente décrit le comportement fréquentiel des dispositifs semiconducteurs en régime établi. Elle ne permet pas l'analyse temporelle nécessaire par exemple à l'étude d'un régime



$$V_a(t) = \left(1 + \frac{R_e}{R_s}\right) V_d(t) + R_e \cdot i_d(t)$$

Figure 1.4 : Equation différentielle du circuit passif simple défini sous forme d'éléments localisés.

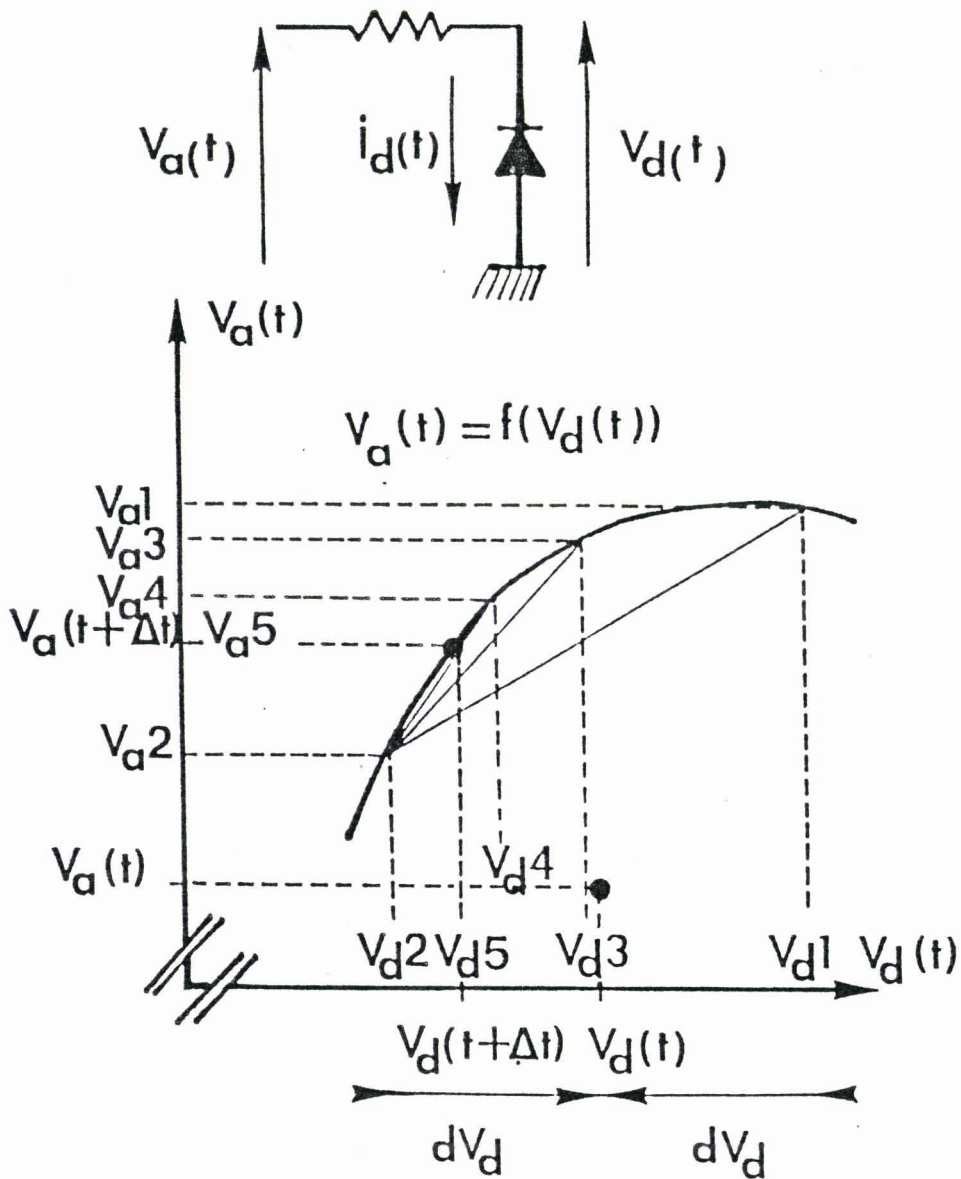


Figure 1.5 : Principe d'interpolation de l'algorithme.



transitoire. C'est pourquoi nous avons envisagé la mise en oeuvre d'un modèle qui prenne en compte de façon autocohérente les interactions entre le composant et le circuit de charge considérés.

## 1.3 Le modèle avec circuit

Les modèles que nous venons de décrire sont limités à la zone semiconductrice de la structure. Afin de traduire les phénomènes inhérents au circuit de charge, il convient d'ajouter au système d'équations régissant le fonctionnement du dispositif semiconducteur, l'équation différentielle liée au circuit représenté par un schéma en éléments localisés (Fig. 1.4).

Ce modèle a été développé dans le cadre de notre étude. La procédure mise au point s'inspire des travaux de M. Kurata [16], [17].

### 1.3.1 Fonctionnement de l'algorithme

L'algorithme est une résolution autoconsistante des équations du semiconducteur (cf page 4) et de l'équation différentielle du circuit de charge a priori quelconque. La résolution autocohérente de ce nouveau système consiste à trouver à chaque instant  $t$ , le couple  $(i_d(t), v_d(t))$  courant et tension instantanés aux bornes de la structure, qui vérifie l'équation différentielle du circuit.

Soit  $v_a(t)$  la tension appliquée aux bornes du circuit total. L'ensemble des valeurs de la tension aux bornes du composant qui vérifient l'équation différentielle, décrit une courbe du type :

$$v_a(t) = f(v_d(t)) \quad (\text{Fig. 1.5})$$

L'algorithme permet de décrire cette courbe par interpolations successives.

A l'instant  $t = (k-1)\Delta t$ , on connaît les valeurs du courant et de la tension,  $i_d^{k-1}$  et  $v_d^{k-1}$  qui vérifient l'équation différentielle.

A l'instant  $t = k\Delta t$ , les valeurs du courant et de la tension  $i_d^k$  et  $v_d^k$  qui vérifient l'équation différentielle sont obtenues en plusieurs étapes (Fig. 1.5) :

- la première étape consiste à encadrer par défaut et par excès les deux valeurs connues sur la courbe  $v_d^{k-1}$  et  $v_d^k$  ;
- la deuxième étape permet de trouver une troisième valeur  $v_d^k$  par une méthode d'interpolation linéaire entre les deux valeurs précédentes  $(v_d^{k, \text{excès}}$  et  $v_d^{k, \text{défaut}})$ .

Le processus itératif se poursuit alors par interpolations successives jusqu'au moment où on trouve le courant et la tension aux bornes de la diode qui vérifient l'équation différentielle. Ces valeurs permettent ensuite d'initialiser le processus à l'instant suivant  $t = (k + 1) \Delta t$ .

### 1.3.2 Intérêts et limitations du modèle avec circuit

Le modèle "circuit" a pour principal intérêt de pouvoir décrire les régimes transitoires précédant le régime établi. Dans ce modèle, nous pouvons imposer un circuit de charge quelconque dans la mesure où il peut être représenté par un schéma équivalent en éléments localisés.

Le régime transitoire est imposé par les interactions entre le composant et le circuit de charge. Il est donc indispensable de pouvoir traduire les circuits considérés par un schéma équivalent réaliste. Signalons par exemple que, dans le cas de l'oscillateur, nous nous sommes heurtés au problème du découplage entre le circuit d'alimentation continue et le circuit hyperfréquence, à l'origine d'oscillations par relaxation.

Par ailleurs, dans son état actuel, le modèle "circuit" ne peut traiter qu'un schéma équivalent à éléments localisés dans le plan de la diode. Il ne permet pas d'aboutir directement aux grandeurs liées aux phénomènes de propagation.

De plus, nous n'avons pas pu nous affranchir des problèmes liés au temps de simulation. En effet, d'une part les incréments  $\Delta t$  et  $\Delta x$  sont fixés par les conditions de stabilité liées au problème semiconducteur, d'autre part, à chaque pas en temps, il faut trouver par interpolations successives les valeurs de la tension et du courant dans la diode qui vérifient l'équation différentielle du circuit de charge. Le temps de simulation total pour une période du signal est, au mieux, égal à trois fois celui nécessaire pour le modèle semiconducteur seul. En particulier, pour l'étude des limiteurs à diodes PIN, nous serons limités lors de la simulation des régimes transitoires par la longueur des zones actives des composants selon les gammes de fréquences considérées.

Enfin, lorsque le circuit de charge comporte plusieurs branches en parallèle, il faut envisager une procédure de convergence qui permette de résoudre le système de façon autoconsistante à chaque noeud principal du circuit. La procédure globale est alors très alourdie et les temps de simulation nécessaires deviennent prohibitifs dans l'état actuel de la technologie des ordinateurs que nous utilisons.

## 1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit les deux types de modèles numériques macroscopiques élaborés pour l'étude des dispositifs à jonctions semiconductrices ne faisant pas intervenir d'effet quantique. Nous disposons de modèles permettant une étude fréquentielle du comportement de ces dispositifs et d'un modèle "circuit" bien adapté à l'étude des régimes transitoires.

Les trois modèles "Energie et Moment", "Energie" et "Dérive-Diffusion" proviennent de degrés d'approximation croissants dans la description de la dynamique des porteurs sur la totalité du semiconducteur y compris les zones fortement dopées. Le modèle "circuit" complète les modèles précédents et prend en compte le circuit de charge. Avec ces modèles, nous disposons d'une approche réaliste des conditions expérimentales de fonctionnement tant en régime de polarisation inverse que directe.

A titre indicatif, nous proposons un tableau qui résume les possibilités offertes par les modèles dont nous disposons.

COMPOSANT	MODELE "ENERGIE et MOMENT"	MODELE ENERGIE	MODELE "DERIVE - DIFFUSION"	MODELE AVEC INTERACTION COMPOSANT - CIRCUIT
DIODE ATT Fréquence > 30GHz	Bien adapté	Bien adapté lorsque la relaxation du moment est négligeable	Bien adapté si les effets non stationnaires sont négligeables	Non encore adapté dans l'état actuel de nos travaux
DIODE ATT Fréquence < 30 GHz	Peuvent être utilisés, mais ce sont des outils trop lourds quand les effets non stationnaires sont négligeables		Bien adapté tant que $10 \text{ GHz} < F < 30 \text{ GHz}$ Pour $F < 10 \text{ GHz}$ pbs de temps calcul	Non encore adapté dans l'état actuel de nos travaux
DIODE VARACTOR	Il n'est pas absolument nécessaire d'utiliser des modèles si complexes		Parfaitement adapté jusqu'à la limite de temps calcul	Bien adapté puisqu'il a été conçu pour cette application mais son utilisation est encore limitée par des pbs de temps de calcul
DIODE PIN	Pour une telle application, les temps calculs nécessaires deviennent prohibitifs et limitent l'utilisation de ces modèles			Bien adapté puisqu'il a été conçu pour cette application mais son utilisation est encore limitée par des pbs de temps de calcul

## **Chapitre 2**

**APPLICATION DU MODELE "DERIVE-DIFFUSION" A L'ETUDE  
DES DIODES A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT A L'ARSE-  
NIURE DE GALLIUM POUR LA REALISATION D'OSCILLATEURS  
DE FORTE PUISSANCE ET A HAUT RENDEMENT EN BANDE KU  
(12-18 GHZ)**

# **Chapitre 2**

## **Application du modèle**

### **"Dérive-diffusion" à l'étude des diodes à avalanche et à temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement en bande Ku (12-18 GHz)**

## **2.1 Introduction**

Dans le premier chapitre, nous avons décrit les différents outils numériques élaborés au fur et à mesure des problèmes rencontrés dans notre travail. Nous envisageons ici une application du modèle le plus simple limité au composant semiconducteur, à l'étude des diodes à avalanche et à temps de transit (A.T.T.) à l'arséniure de gallium (AsGa) pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement en bande Ku (12-18 GHz). Le point de départ de cette étude a été une collaboration avec la société THOMSON DAG afin d'interpréter le fonctionnement complexe de ces dispositifs et de comparer les résultats expérimentaux aux résultats théoriques en vue d'obtenir des composants proches du composant optimal.

Les diodes A.T.T. centimétriques ont déjà fait l'objet d'un très grand nombre de travaux que nous ne rappelons pas ici. Le lecteur peut se rapporter aux références suivantes [13], [18], [19], [20], [21], [22], [23], [24], [25] . . .

Notre but n'est pas de reprendre ici une étude exhaustive des diodes A.T.T., mais d'insister plus particulièrement sur les effets que nous avons mis en évidence grâce à l'utilisation d'un modèle complet traitant de façon autocohérente l'ensemble du semiconducteur.

Comme nous le verrons par la suite, cette comparaison théorie-expérience s'est heurtée à un

certain nombre de difficultés d'ordre fondamental. Pour une plus grande clarté de l'exposé, nous proposons le plan suivant.

Dans un premier temps, nous présenterons les différentes structures semiconductrices envisagées et nous rappellerons brièvement les phénomènes physiques complexes caractéristiques du fonctionnement des diodes A.T.T.

Dans un deuxième temps, nous justifierons notre choix de modèle en fonction des phénomènes physiques prépondérants pour notre fréquence de travail.

Enfin, nous présenterons les principaux résultats obtenus et les problèmes rencontrés dans l'étude des structures à une zone de transit d'une part, et des structures à deux zones de transit d'autre part. Dans la mesure du possible, nous essaierons toujours de valider les résultats des simulations par des résultats expérimentaux.

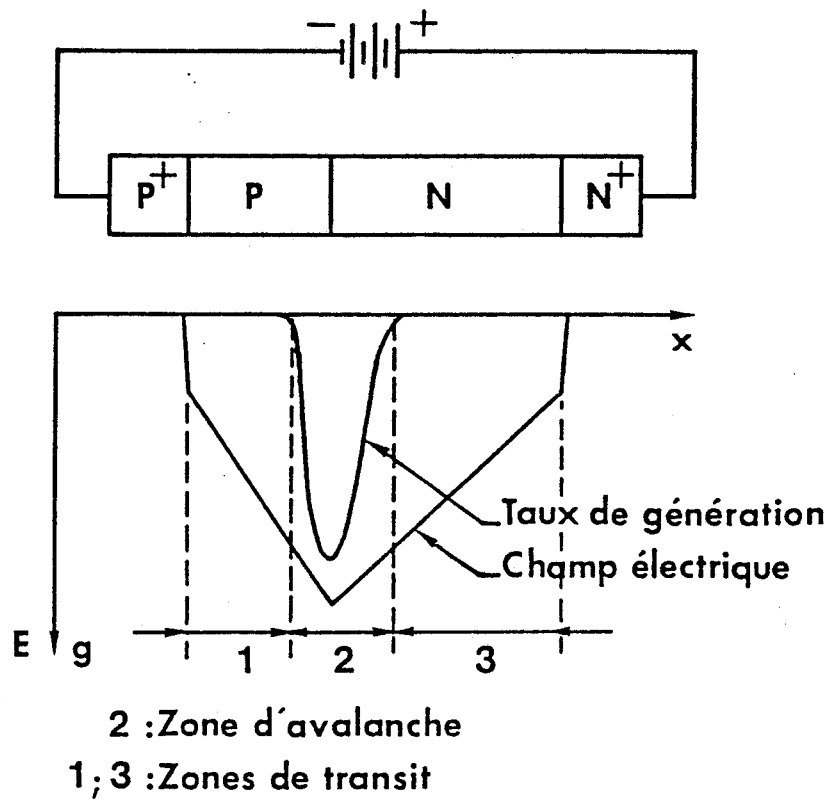


Figure 2.1 : Structure générale d'une diode A.T.T.

## 2.2 Les différentes structures considérées

### 2.2.1 Structure générale des diodes A.T.T.

Une diode à avalanche et à temps de transit utilise les propriétés dynamiques d'une jonction polarisée en inverse en régime d'avalanche. Les phénomènes fondamentaux indissociables qui caractérisent son fonctionnement sont : l'ionisation par chocs et le transit des porteurs.

Ces diodes sont typiquement constituées de deux zones fortement dopées  $P^+$  et  $N^+$  entre lesquelles est située la zone active du composant qui peut comporter une ou deux zones de dérive. Les substrats  $P^+$  et  $N^+$  jouent le rôle de collecteurs et permettent la réalisation de bons contacts ohmiques (Fig. 2.1). La constitution et la géométrie de la zone active sont fortement dépendantes du type d'application envisagée : oscillateurs, amplificateurs, multiplicateurs de fréquence . . .

L'étude phénoménologique classique des diodes A.T.T. conduit à décomposer la zone désertée en plusieurs parties :

- la zone d'avalanche où l'amplitude du champ électrique est suffisamment élevée pour permettre la multiplication des porteurs sous l'effet de l'ionisation par chocs. Cette zone joue le rôle de source ;
- une ou plusieurs zones de transit, constituée(s) par l'espace existant entre la source et les collecteurs, où la valeur du champ électrique n'est pas assez importante pour provoquer la génération des porteurs par ionisation par chocs. Dans cette (ces) zone(s), les porteurs se déplacent en général à une vitesse proche de la vitesse limite dans le matériau.

Le phénomène d'ionisation par chocs 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 appliquée et le courant de porteurs est la plus importante.

### 2.2.2 Définition des structures considérées

Au cours de notre étude des diodes à avalanche et à temps de transit à l'arséniure de gallium en bande Ku, nous avons considéré des composants à profil de dopage différencié. En effet, dans cette gamme de fréquences, les limitations thermiques introduites par des niveaux de tension élevés,



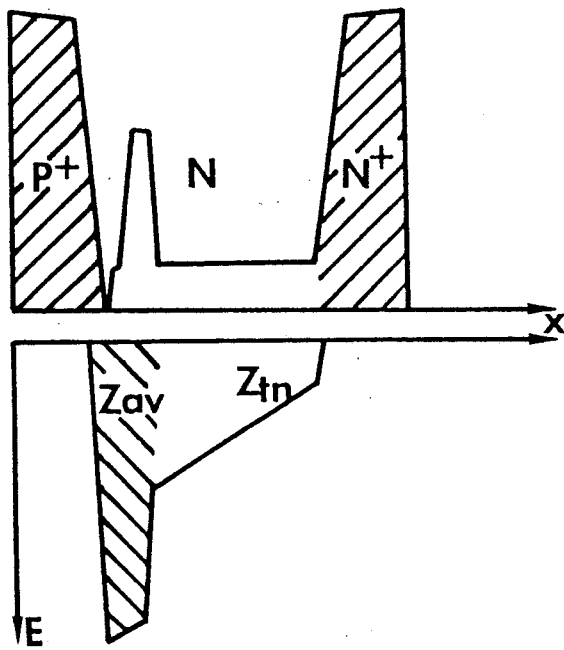


Figure 2.2 : Diode à zone de dérive unique de type SDR.

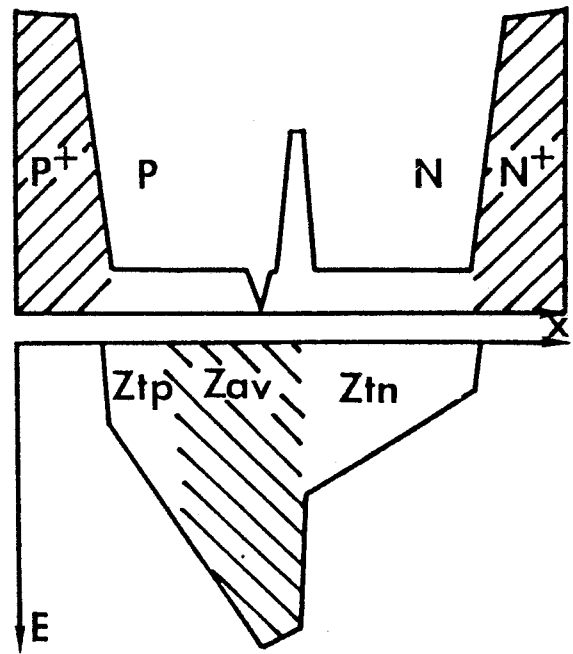


Figure 2.3 : Diode à deux zones de dérive de type HDR.

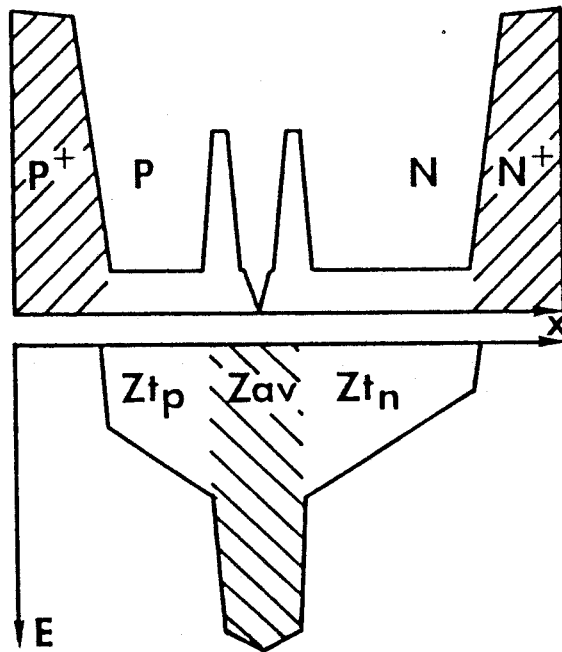


Figure 2.4 : Diode à deux zones de dérive de type DR.

conduisent à exclure les structures à profil plat dans l'optique d'oscillateurs à haut rendement. Les profils considérés sont caractérisés par une modulation de dopage permettant de sculpter le profil de champ électrique afin de limiter les niveaux de tension développés dans le composant. L'implantation de pics de dopage permet en outre de localiser la zone d'avalanche.

On distingue classiquement les structures suivantes :

- les structures à zone de dérive unique appelées "Single Drift Region" (SDR) (Fig. 2.2). Elles utilisent les propriétés de transit d'un seul type de porteurs et se caractérisent par une zone active de type N dans laquelle est implanté un pic de dopage de type  $N^+$  limitant l'épaisseur de la zone d'avalanche ;
- les structures à deux zones de dérive parmi lesquelles on peut distinguer les structures du type "Hybride Double Read" (HDR) et les structures du type "Double Read" (DR). Elles utilisent les propriétés de transit des deux types de porteurs. Tant que les limitations thermiques ne sont pas prépondérantes, ces structures permettent théoriquement d'obtenir des performances plus intéressantes ainsi qu'une amélioration sensible du niveau de résistance négative terminal.
  - Le profil HDR se caractérise par la présence d'un plan de dopage de type  $N^+$  dans la zone N et par un dopage uniforme en zone P (Fig. 2.3). Cette particularité permet de localiser la zone d'avalanche du côté N tout en la laissant "respirer" du côté P
  - Les structures de type DR présentent des plans de dopage dans chacune des zones N et P (Fig. 2.4) qui définissent précisément la zone d'avalanche.

### 2.2.3 Définition du facteur de confinement

Ce paramètre fondamental pour les oscillateurs A.T.T. est défini figure 2.5. Pour une tension de fonctionnement donnée, une diode est dite confinée si l'épaisseur de la zone désertée qui correspondrait à cette tension en l'absence de collecteur est plus importante que la dimension de la zone épitaxiée. Dans le cas contraire, la diode est dite non confinée ou déconfinée.

On définit en conséquence le facteur de confinement par le rapport de l'épaisseur  $W$  de la zone désertée qui existerait en l'absence de collecteur, à l'épaisseur de la zone épitaxiée  $W_s$ . Ce rapport est inférieur à 1 dans le cas d'une diode déconfinée, supérieur à 1 dans le cas d'une diode largement confinée et

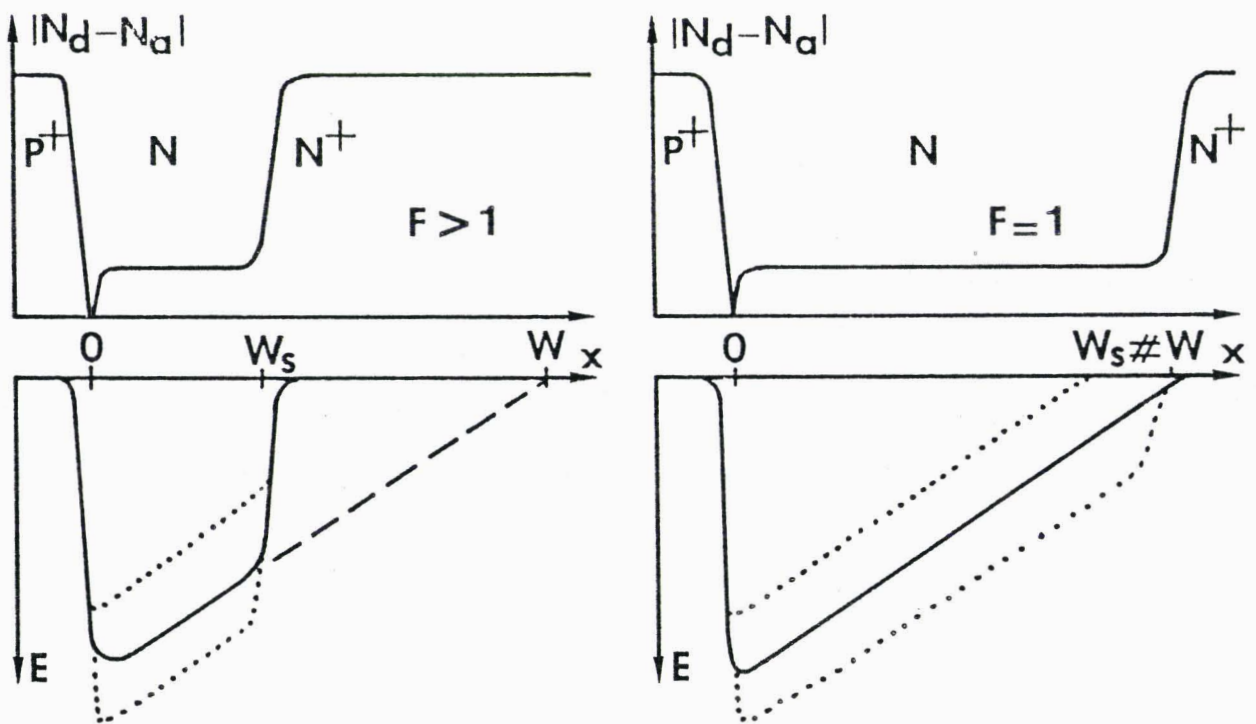
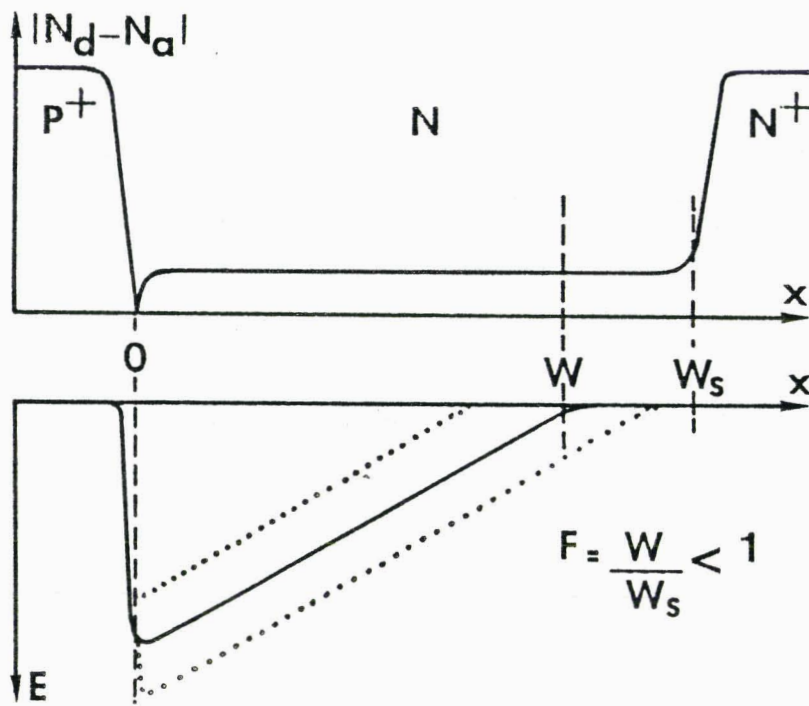


Figure 2.5 : Définition du facteur de confinement.

égal à 1 dans le cas d'une diode juste confinée. Nous avons schématisé figure 2.5 les trois cas rencontrés en pratique. Les traits en pointillés représentent les valeurs extrêmes du champ électrique régnant dans la structure lorsqu'une tension alternative est superposée à la tension continue de polarisation. Il convient de remarquer qu'une diode peut être confinée sous l'effet de la seule tension continue de polarisation en régime d'avalanche et être déconfinée pendant une fraction de la période de la tension hyperfréquence appliquée à ses bornes si l'amplitude de celle-ci est suffisamment importante.

Dans le cas d'une structure confinée à profil différencié, on peut définir exactement les dimensions de la zone d'avalanche et de la (des) zone(s) de transit.

Dans le cas d'une structure déconfinée à profil différencié, l'épaisseur de la zone d'avalanche peut être définie, par contre celle de la zone de transit est largement modulée sous l'effet de la tension hyperfréquence appliquée.

#### **2.2.4 Principaux paramètres technologiques**

La définition d'un composant semiconducteur consiste principalement, dans le cas des trois structures décrites, en la connaissance des paramètres technologiques fondamentaux suivants :

- épaisseur et niveau de dopage des zones actives,
- position et niveau de concentration en impuretés des plans de dopage.

Compte tenu des conditions de fonctionnement, ces paramètres imposent 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. La zone de multiplication et la zone de dérive ne sont en fait différenciées que par les amplitudes relatives du champ électrique local dans chacune d'entre elles.

## 2.3 Rappel du fonctionnement des diodes A.T.T. et principaux phénomènes physiques

### 2.3.1 Description qualitative du fonctionnement d'une diode A.T.T.

Considérons une structure semiconductrice du type SDR dont le profil de dopage permet une localisation de la zone d'avalanche et de la zone de dérive.

Superposons à la tension de polarisation de la diode en régime d'avalanche, une tension hyperfréquence sinusoïdale. La tension aux bornes de la zone d'avalanche comporte donc une composante continue  $V_{a0}$  et une composante périodique  $v_a(t)$ . Il en est de même du champ électrique dans cette zone :  $E(t) = E_{a0} + e_a(t)$ .

Le taux d'ionisation étant très sensible à l'amplitude du champ électrique régnant dans la zone d'avalanche, on peut admettre en première approximation qu'il suit instantanément ou presque les variations temporelles du champ électrique, tant que la valeur instantanée de ce dernier reste supérieure à la valeur  $E_{a0}$  du champ critique d'avalanche.

Le taux de génération dépend non seulement de la valeur instantanée du champ électrique périodique, mais également de la concentration en porteurs libres déjà créés et toujours localisés en zone d'avalanche. En conséquence, tant que la valeur instantanée du champ électrique reste supérieure à sa valeur moyenne  $E_{a0}$ , le taux de génération des paires électron-trou est supérieur au rythme de départ des porteurs de la zone d'avalanche. La concentration en porteurs libres et la densité de courant dans la zone de multiplication présentent donc une croissance sensiblement exponentielle. Lorsque la valeur instantanée du champ électrique périodique devient inférieure à sa valeur moyenne  $E_{a0}$ , le taux de génération commence à décroître, entraînant une diminution du courant de conduction.

Le courant résultant du processus d'avalanche passe donc idéalement par un maximum lorsque la composante périodique de la tension aux bornes de la diode s'annule. Étant donné les rapides croissances et décroissances de type exponentiel de ce courant, il se présente sous la forme d'une impulsion très courte passant par son maximum avec un retard théorique idéal d'un quart de période environ par rapport à la tension totale appliquée aux bornes de la diode. Ceci suppose que le taux de génération des porteurs reste supérieur au rythme auquel ils quittent la zone d'avalanche pendant toute l'alternance positive de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode.

Dès leur création, les porteurs libres sont entraînés dans la direction du champ électrique et

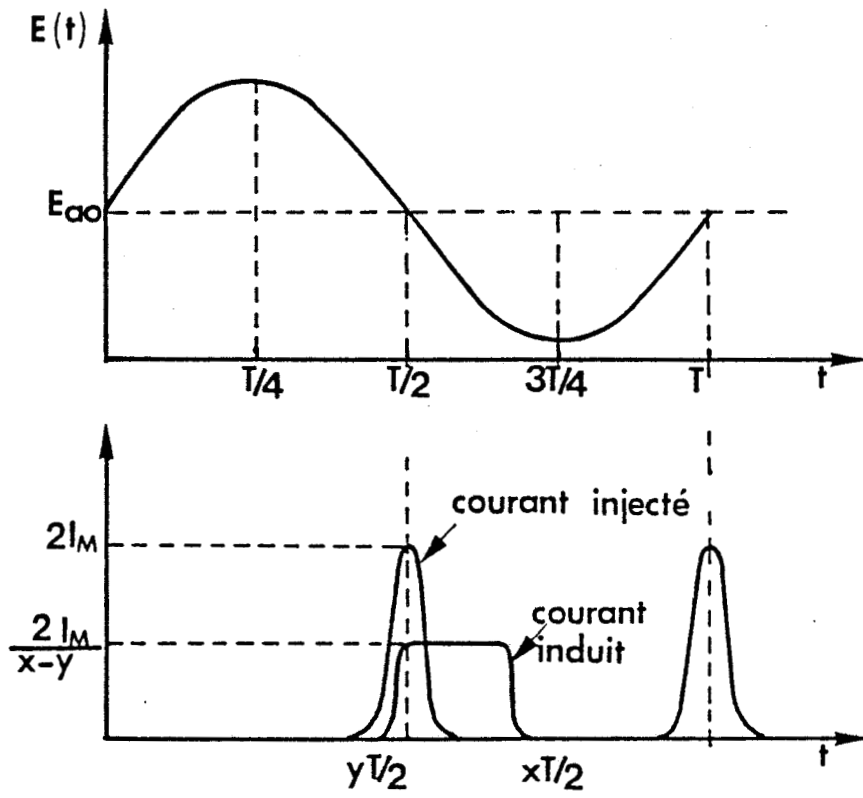


Figure 2.6 : Fonctionnement d'une diode A.T.T.

quittent donc la zone d'avalanche après transit dans cette dernière et ce tant que les valeurs du taux de génération restent significatives. Après cessation du processus de multiplication, la charge d'espace injectée parcourt la zone de transit à une vitesse proche de la vitesse limite dans le matériau, jusqu'à être absorbée au niveau du collecteur. Conformément au théorème de Ramo-Schockley, il en résulte un courant induit dans le circuit de charge se présentant sous la forme d'une impulsion rectangulaire existant pendant l'alternance négative de la tension hyperfréquence (Fig. 2.6). Ceci montre à l'évidence l'existence d'une résistance négative et donc la possibilité de générer de la puissance.

### 2.3.2 Les phénomènes physiques fondamentaux

Nous rappelons ici quelques phénomènes caractéristiques du fonctionnement des diodes A.T.T. déjà étudiés par les auteurs précédemment cités.

#### 2.3.2.1 L'effet de redressement

Cet effet résulte directement de la non linéarité du composant, principalement en zone d'avalanche, et du fait qu'il est alimenté à courant de polarisation constant. Il se traduit en fonctionnement périodique par une chute de la tension continue aux bornes du composant que nous allons mettre en évidence.

En négligeant le courant de saturation, l'équation généralisée de Read donne en première approximation le courant de conduction dans la zone d'avalanche sous la forme :

$$I_{ca}(t) = \frac{I_{00}}{\tau_i} \exp \left\{ \int_0^t [ \bar{\alpha}[E(t)] \delta - 1 ] dt \right\}$$

avec  $\tau_i$  le temps de réponse intrinsèque du phénomène d'avalanche  
 $\bar{\alpha}$  le taux d'ionisation moyen pour les deux types de porteurs  
 $\delta$  la longueur de la zone d'avalanche  
 $E(t) = E_{a0} + e_a(t)$  le champ électrique dans la zone d'avalanche.

On peut décomposer  $\bar{\alpha}(E(t))$  en série de Taylor au deuxième ordre autour de sa valeur moyenne  $\bar{\alpha}(E_{a0})$ . Après calculs [26], on obtient l'équation suivante :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \left[ \frac{\bar{\alpha}'}{\tau_i} v_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2 \tau_i \delta} v_a^2(t) \right]$$

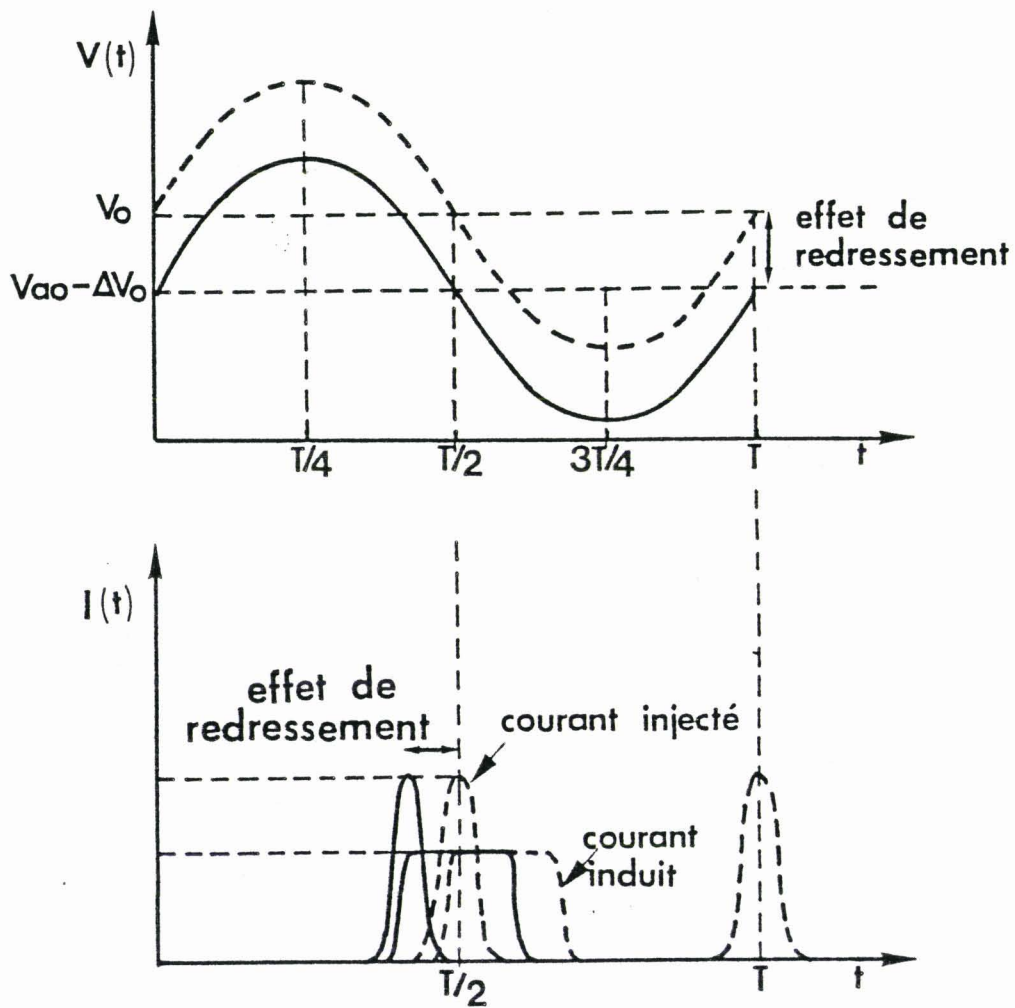


Figure 2.7 : Conséquence de l'effet de redressement.



avec :  $\bar{\alpha}' = \left( \frac{d\bar{\alpha}}{dE} \right)_{E=E_{a0}}$        $\bar{\alpha}'' = \left( \frac{d^2\bar{\alpha}}{dE^2} \right)_{E=E_{a0}}$

et  $v_a(t) = e_a(t) \delta$  la composante périodique de la tension instantanée  $V(t)$  aux bornes de la zone d'avalanche.

d'où :

$$v_a(t) = \frac{dI_{ca}(t)}{dt} \times \left( \frac{\tau_i}{I_{ca}(t) \bar{\alpha}'} \right) - \frac{\bar{\alpha}''}{2 \bar{\alpha}' \delta} v_a^2(t)$$

La tension hyperfréquence  $V(t)$  aux bornes de la zone d'avalanche s'écrit  $V(t) = V_{a0} + v_a(t)$  où  $V_{a0}$  est la tension d'avalanche en régime linéaire. La composante continue de la tension  $V(t)$  est donc :

$$V_0 = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V(t) dt = V_{a0} + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} v_a(t) dt$$

d'où

$$V_0 = V_{a0} + \left[ \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \left( \frac{\tau_i}{I_{ca}(t)} \right) \frac{dI_{ca}(t)}{dt} dt \right] - \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{\bar{\alpha}''}{2 \bar{\alpha}' \delta} v_a^2(t) dt$$

ainsi pour un courant périodique

$$V_0 = V_{a0} - \Delta V_0 \text{ avec } \Delta V_0 = \frac{\bar{\alpha}''}{2T \bar{\alpha}' \delta} \int_{t_0}^{t_0+T} v_a^2(t) dt$$

Cette diminution de la composante continue de la tension aux bornes de la diode implique que le maximum de courant de conduction se produit avec un retard inférieur au quart de la période par rapport au maximum de la tension. Ceci se traduit par un déphasage supplémentaire de la composante fondamentale du courant par rapport à la composante fondamentale de la tension (Fig. 2.7).

L'effet de redressement est d'autant plus important que le niveau de la tension hyperfréquence instantanée est élevé. La chute  $\Delta V_0$  de la composante continue de la tension n'a pas a priori de conséquences systématiquement défavorables sur les performances hyperfréquences des diodes A.T.T. puisque la puissance supplémentaire dissipée dans la zone d'avalanche peut être contrebalancée par une chute de la tension continue globale aux bornes de la diode, favorable au rendement de conversion.

### 2.3.2.2 La réaction de charge d'espace

C'est un phénomène directement lié à la valeur relative de la concentration en porteurs libres par rapport à la concentration en impuretés dans la zone désertée. En effet, en pratique, cette zone n'est pas complètement désertée, puisqu'il y circule une densité de courant. La réaction de charge d'espace se manifeste dès que la densité de porteurs libres n'est plus négligeable devant Nd (typiquement  $n > Nd/10$ ). Elle peut donc engendrer, d'après l'équation de Poisson, une nouvelle distribution spatiale du champ électrique. Pour détailler ce phénomène, considérons une structure de type SDR à profil différencié et confinée afin de bien localiser la zone d'avalanche et la zone de transit. Dans la zone d'avalanche où les valeurs du champ électrique sont très élevées, la réaction de charge d'espace existe, mais elle est de faible importance. Elle a de plus tendance à uniformiser la distribution spatiale du champ électrique dans cette zone ce qui est plutôt favorable au bon fonctionnement du mécanisme de multiplication. Par contre, dans la zone de transit, l'implantation d'un plan de dopage  $N^+$  a pour conséquence de diminuer la valeur du champ électrique à l'interface zone d'avalanche, zone de transit (typiquement # 100kV/cm). En bande Ku, le niveau de dopage dans cette zone doit être maintenu à des valeurs suffisamment faibles pour garantir une longueur de transit optimale. Les porteurs injectés dans la zone de dérive atteignent donc rapidement une densité non négligeable devant la concentration en impuretés lorsque la densité de courant moyenne augmente. Comme dans le cas d'une diode Gunn, ces charges mobiles ont tendance à créer un domaine de champ électrique, c'est-à-dire qu'elles développent devant elles une zone à champ électrique élevé et qu'elles laissent derrière elles une zone à champ électrique plus faible.

Une règle simple généralement admise est que la densité de courant de polarisation optimale pour une diode A.T.T. est telle que la fréquence de travail  $f$  corresponde sensiblement à deux fois la fréquence d'avalanche  $f_a$  [27].

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\alpha' J_0 v}{\epsilon}}$$

d'où la densité de courant optimale correspondante,

$$J_{0\ opt} \# \pi^2 f^2 \frac{\epsilon}{2\alpha' v}$$

avec  $v$  la vitesse des porteurs

$\epsilon$  la permittivité du matériau

$$\alpha' = \left[ \frac{d\alpha}{dE} \right]_{E= Ea_0} \# 0, 2 V^{-1}$$

pour  $f = 14 \text{ GHz}$ ,  $v \# 6 \cdot 10^4 \text{ m/s}$  à  $200^\circ\text{C}$  et  $\epsilon = 10^{-10}$

$$J_0 \text{ opt} \# 8 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$$

En première approximation la densité moyenne de courant peut aussi s'écrire :

$$J_0 = \langle J(t) \rangle \# qnv$$

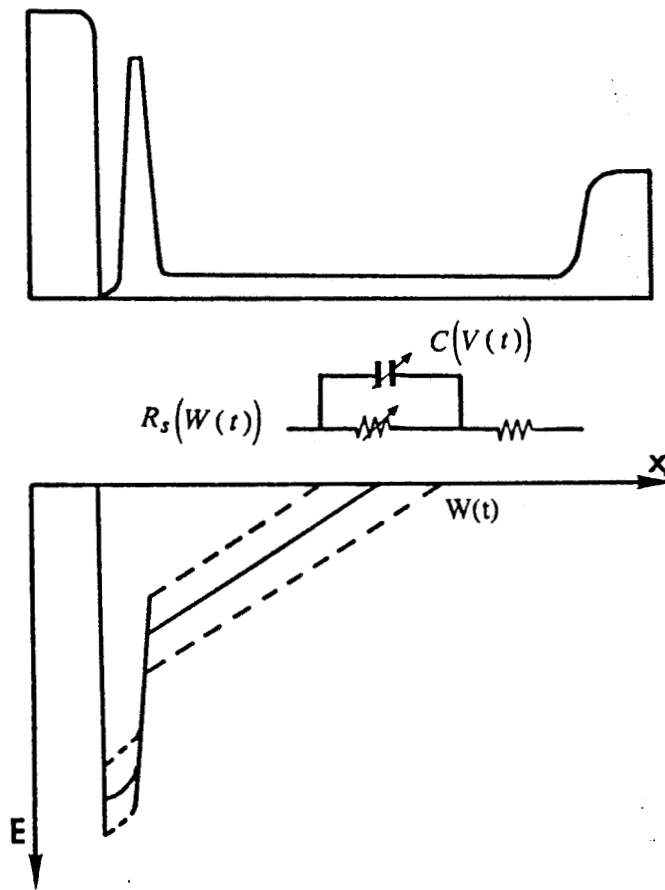
$n$  la densité d'électrons libres

$q$  la charge de l'électron.

On trouve donc que pour un fonctionnement à  $J_0 \text{ opt} \# 8 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$  la densité d'électrons libres est approximativement  $n_{\text{opt}} \# 8 \cdot 10^{20} \text{ at/m}^3$ .

Dans les diodes A.T.T. à profil différencié, pour que la réaction de charge d'espace ne soit pas trop importante dans la zone de transit, il faudra donc que le niveau de concentration en impuretés Nd dans cette zone soit supérieur à :  $10 \times n_{\text{opt}} \# 8 \cdot 10^{21}$ , soit  $Nd > 10^{22} \text{ at/m}^3$ . Il convient de remarquer que pour des diodes de type SDR en bande Ku à profil différencié, la valeur de la concentration en impuretés dans la zone N peut être inférieure à  $10^{22} \text{ at/m}^3$  afin d'assurer une longueur optimale de la zone de dérive. On perçoit dès à présent que la réaction de charge d'espace est un effet dont il faudra tenir compte dans les diodes A.T.T. à modulation de dopage en bande Ku. En conséquence pour des conditions de fonctionnement optimales, la prise en compte de la réaction de charge d'espace se manifeste par trois effets néfastes :

- une ionisation possible dans la zone de transit ;
- une inversion locale possible de la polarité du champ électrique qui entraîne alors la dispersion du paquet de porteurs en transit ;
- une extinction prématurée du phénomène d'avalanche. En effet, dans le fonctionnement d'une diode A.T.T., la tension totale aux bornes du composant est imposée par le circuit extérieur. Quand des porteurs sont injectés dans la zone de transit, si la réaction de charge d'espace y est importante, la tension aux bornes de cette zone augmente au détriment de celle aux bornes de la zone d'avalanche. Le phénomène de génération peut donc être éteint



**Figure 2.8 :** Effet de la modulation de la zone non désertée.

prématurément pour de fortes valeurs de la densité de courant. Cet effet est analysé plus en détail par la suite.

Insistons sur le fait que la zone d'avalanche et la zone de transit sont fortement couplées par le biais de la réaction de charge d'espace. Pour une description réaliste du fonctionnement complexe d'une diode A.T.T. il convient donc de choisir un modèle permettant de traiter globalement toute l'épaisseur de la zone désertée.

### 2.3.2.3 Effets liés à la modulation de la zone désertée

Dans le cas d'une structure semiconductrice largement déconfinée, l'épaisseur  $W$  de la zone désertée est profondément modulée par la tension hyperfréquence instantanée. L'épaisseur de la zone désertée devient donc une fonction du temps  $W(t)$  dont les variations donnent naissance :

- à une capacité variable :  $C(V(t))$ ,
  - à une résistance série, correspondant à la zone non désertée, également variable :  $R_s(W(t))$
- dont les valeurs dépendent de la tension instantanée (Fig. 2.8).

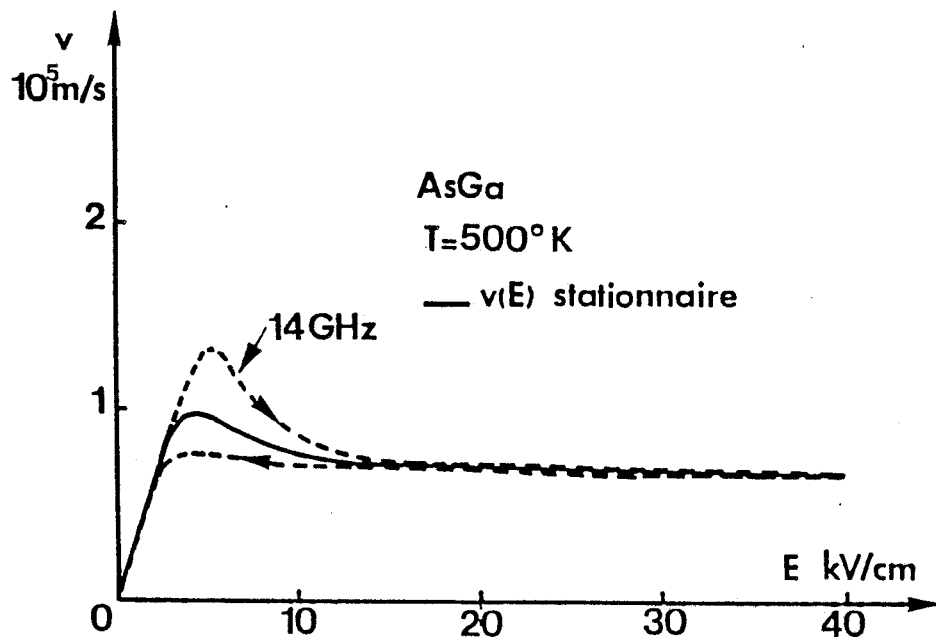
$$C(V) = \frac{\epsilon S}{W(t)} \quad \text{et} \quad R_s(W(t)) = \frac{(W_s - W(t))}{\sigma S}$$

avec	$\epsilon$	permittivité du matériau	$W_s$	épaisseur de la zone épitaxiée
	$S$	section de la structure	$\sigma$	conductivité du matériau

La capacité variable  $C(V(t))$  se comporte comme une diode varactor et est à l'origine des deux effets principaux :

- une déformation et une augmentation du courant induit dans le circuit de charge résultant des variations du courant de déplacement qui peut s'écrire à chaque composante harmonique :  $i_d(\omega) = \omega C(\omega) V(\omega)$
- la génération par effet varactor de composantes harmoniques et sous-harmoniques de la tension hyperfréquence appliquée.

La résistance série  $R_s$  se traduit quant à elle par des pertes supplémentaires dans le fonctionnement de l'oscillateur, ses variations ne présentant qu'un faible degré de non linéarité devant celles de la capacité.



**Figure 2.9 :** Influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur l'évolution de la caractéristique  $v(\epsilon, E)$ .

Le phénomène de modulation de la zone désertée a par ailleurs donné l'idée à certains auteurs [3], [13], [28], [29], [30], [31], [32], [33], [34], de modifier le mécanisme de collection du paquet de porteurs en vue de l'obtention de modes de fonctionnement à haut rendement.

Dans ces modes de fonctionnement, au minimum de la tension hyperfréquence appliquée, l'extrémité de la zone non désertée se rapproche de la jonction pour venir collecter prématurément le paquet de porteurs mobiles. Si de plus, durant leur capture, les porteurs de charge ont le temps de perdre leur énergie pour revenir à un état proche de l'équilibre thermodynamique ou du moins de transférer en vallée centrale de la structure de bande, il s'en suit dans les matériaux III-V à plusieurs vallées, l'apparition d'un phénomène de transfert électronique. Ce dernier permet d'exalter la vitesse des électrons piégés pendant le dernier quart de la période du signal hyperfréquence. Ce mécanisme nécessite donc que les porteurs initialement chauds après un transit à vitesse saturée dans une zone à champ électrique élevé, soient piégés dans la zone désertée où règne un champ électrique faible (inférieur à 1 kV/cm environ) dont le seul rôle est de permettre la circulation du courant.

Si la thermalisation de ces porteurs peut s'effectuer pendant le court instant que dure leur collection, le retrait de la zone non désertée pendant le dernier quart de la période du signal hyperfréquence peut se faire à une vitesse proche de la vitesse pic, voire même en régime non stationnaire de survitesse. Or, en première approximation le temps de capture des porteurs est inférieur au dixième de la période du signal hyperfréquence. Si l'on prend en compte les effets de relaxation des porteurs de charge, le transfert électronique n'est plus immédiat car l'énergie moyenne des porteurs ne peut plus suivre instantanément les variations temporelles du champ électrique.

Pour illustrer l'importance de ces effets en bande Ku, la figure 2.9 montre l'hystérésis observé dans la caractéristique  $v(E)$  en volume dans un échantillon à l'AsGa soumis à un champ électrique uniforme ( $E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t$ ) à 14 GHz et à 200°C. On peut noter sur cette figure qu'à cette fréquence le retard introduit dans les variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique est à l'origine de deux effets principaux :

- lorsque le champ électrique  $E(t)$  décroît (pour  $T/4 < t < 3T/4$ ), les porteurs continuent à transiter avec une vitesse voisine de leur vitesse limite dans le matériau et cela jusqu'à leur transfert en vallée centrale qui s'effectue pour des valeurs du champ électrique très inférieures à celle du champ critique. On n'observe donc pas d'augmentation de la vitesse au voisinage de cette valeur de champ électrique ;

- par contre, lorsque le champ électrique  $E(t)$  croît (pour  $3T/4 < t < T$ ), la relaxation de l'énergie produit l'effet inverse. Les porteurs restent plus longtemps en vallée centrale et sont alors soumis à un phénomène de survitesse dont l'amplitude n'est cependant pas très marquée. Le retrait de la zone désertée peut donc se faire à une vitesse légèrement supérieure à la vitesse pic statique stationnaire dans l'AsGa pour une même température.

## 2.4 Justification du choix du modèle utilisé

La plupart des modèles développés jusqu'à présent pour les diodes A.T.T. en gamme centimétrique, reposaient sur la distinction entre la zone d'avalanche et la (les) zone(s) de transit. Certains modèles développés en particulier au laboratoire [13] traitaient la zone d'avalanche en utilisant l'équation de Read généralisée, et la zone de transit à l'aide d'un modèle "Dérive-Diffusion". Si ces modèles ont permis une description fine des principaux phénomènes physiques apparaissant dans la zone de transit, ils ne prenaient pas en compte de façon rigoureuse la réaction de charge d'espace et le transit des porteurs dans la zone d'avalanche. Ils ignoraient de plus le couplage introduit entre la zone de multiplication et la zone de dérive, dû à la fois à la réaction de charge d'espace et à la modulation de la zone d'avalanche sous l'effet du signal périodique appliqué aux bornes de la diode.

Si certaines des hypothèses introduites dans ces modèles à deux zones figées peuvent apparaître légitimes en première approximation pour des diodes présentant des profils de type Read, il n'en demeure pas moins qu'une analyse plus rigoureuse de l'interaction entre ces deux zones nécessite la mise en oeuvre d'un modèle autocohérent traitant globalement l'ensemble de la zone désertée. Il est évident que ces modèles plus élaborés présentent, en contre partie, l'inconvénient d'impliquer des temps de calculs bien supérieurs. En particulier, la prise en compte de l'effet de redressement est beaucoup plus délicate que dans le cas où l'on utilise l'équation de Read, car il faut réajuster la valeur de la tension continue aux bornes de la diode complète à la fin de chaque période du signal hyperfréquence jusqu'à l'obtention d'une forme d'onde stable.

A ce stade, il nous reste à choisir entre un modèle complet du type "Dérive-Diffusion" ou un modèle prenant en compte les effets de dynamique électronique non stationnaire.

Pour des problèmes liés aux temps de calculs, nous nous sommes très vite orientés vers le modèle "Dérive-Diffusion" pour les exploitations systématiques en réservant le modèle "Energie" à la vérification de quelques points de fonctionnement particuliers.



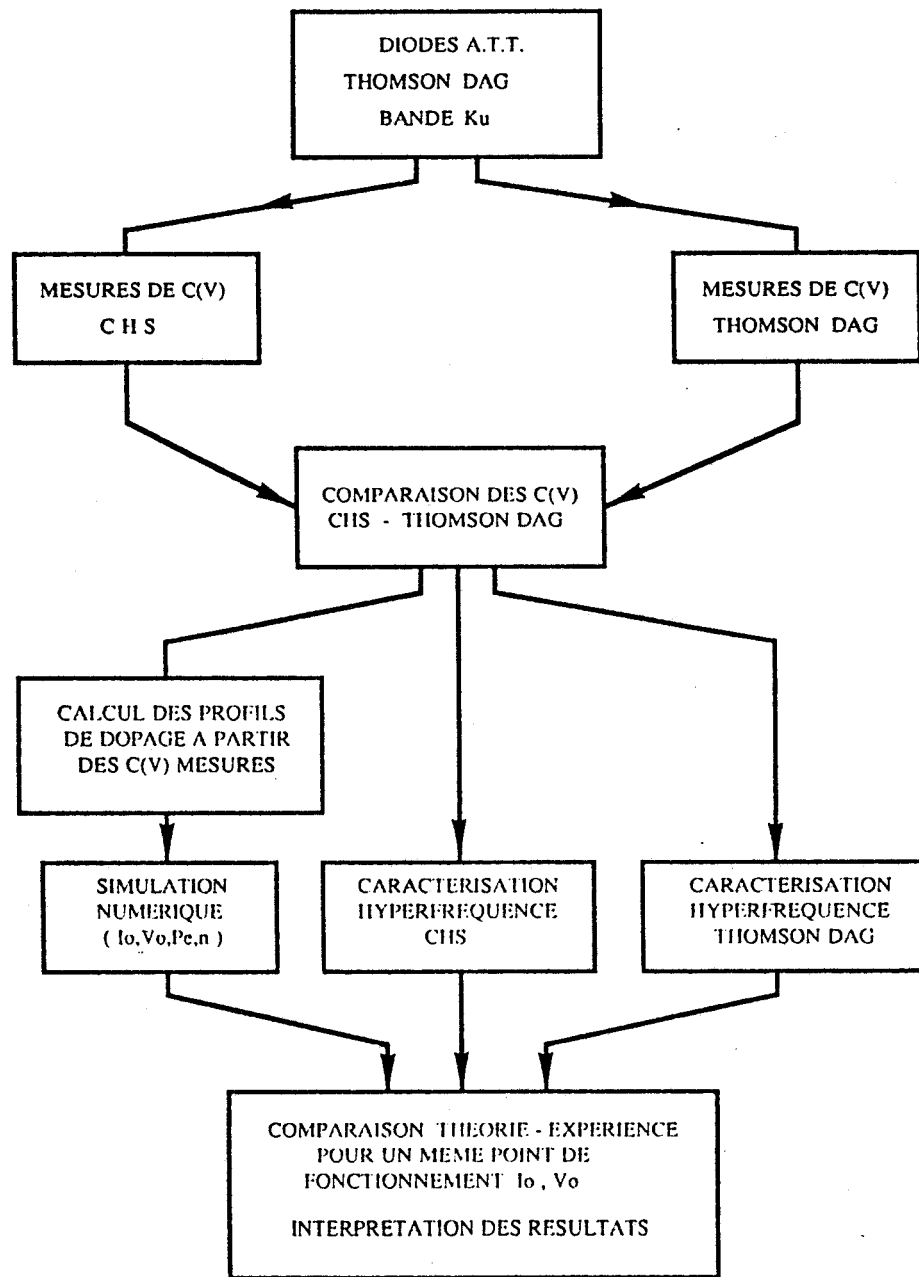


Figure 2.10 : Méthodologie adoptée.

Comme nous l'avons vu, ces effets de dynamique électronique non stationnaire se manifestent principalement en zone non désertée dans le cas de diodes déconfinées mais n'atteignent pas une amplitude suffisante pour modifier radicalement les résultats issus des simulations effectuées en régime stationnaire. Rappelons de plus qu'en bande Ku, notre modèle est proche de sa limite d'utilisation puisque chaque période du signal nécessite des temps de calcul de l'ordre de 8 mn sur micro ordinateur HP 9000-330 en fortran sous UNIX.

Nous allons maintenant nous intéresser à une première application de ce modèle pour une étude des diodes SDR en bande Ku.

## **2.5 Première application du modèle : analyse et interprétation du fonctionnement des diodes SDR à profil différencié en bande Ku**

Notre démarche visait à modéliser et à interpréter le comportement complexe des structures SDR à profil différencié en nous appuyant sur des résultats de mesures menées en collaboration avec THOMSON DAG en vue de définir les composants et les conditions de fonctionnement optimaux pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement en bande Ku. Cette démarche se rapprochait de celle déjà utilisée dans le cas des diodes A.T.T. au silicium dans les gammes de fréquences millimétriques [1].

Nous nous sommes limités ici à une comparaison théorie-expérience, ce qui explique que les profils de dopage des diodes que nous avons considérées soient directement inspirés des structures réalisées par THOMSON DAG.

### **2.5.1 Méthodologie adoptée**

La méthodologie que nous avons adoptée est résumée par l'organigramme ci-contre (Fig. 2.10). Dans une première étape, les mesures de la capacité des composants en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée, ont été effectuées en parallèle au laboratoire et à THOMSON DAG. Un logiciel spécifique nous a alors permis d'en déduire les profils de dopage à introduire dans les simulations et d'assurer ainsi une bonne concordance entre les profils théoriques et expérimentaux. Nous présentons figure 2.11 l'évolution spatiale de la concentration en impuretés et du champ

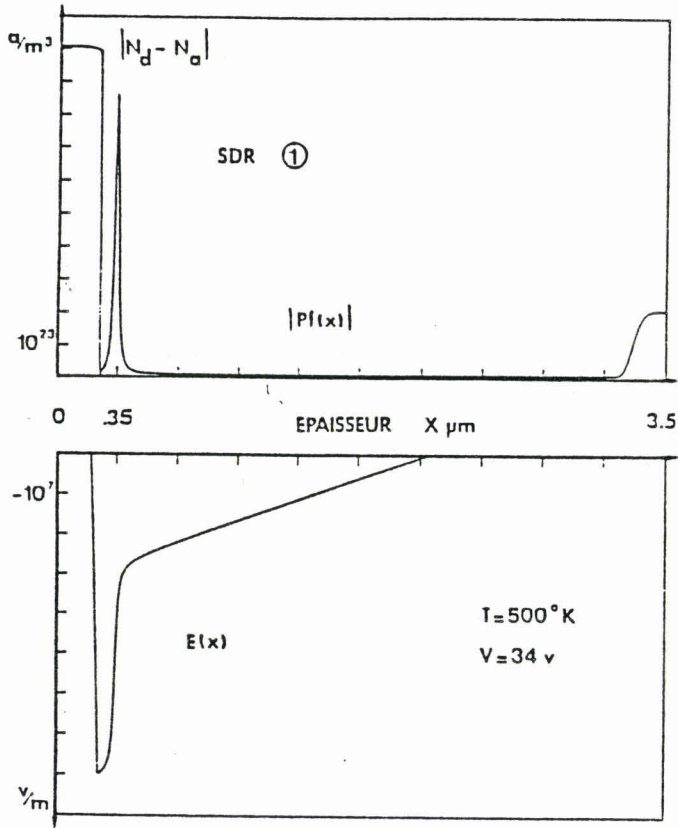


Figure 2.11 : Evolution spatiale de la concentration en impuretés et du champ électrique statique associé  
Structure SDR ①

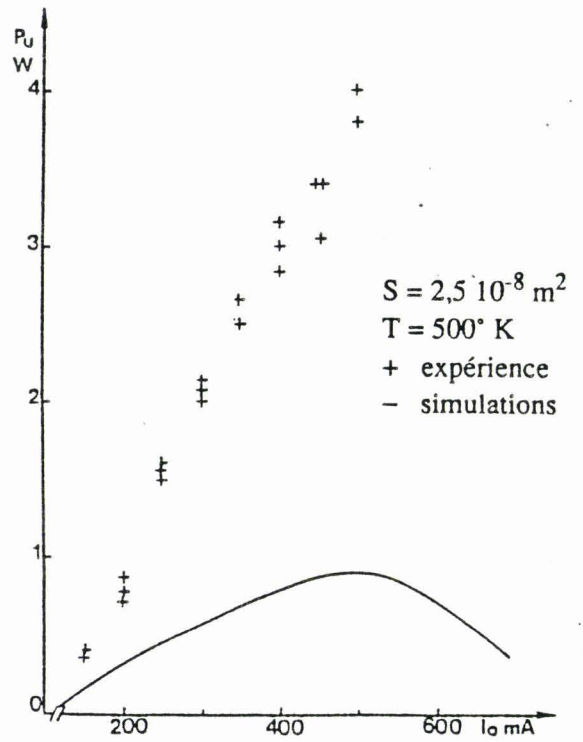


Figure 2.12 : Première comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.

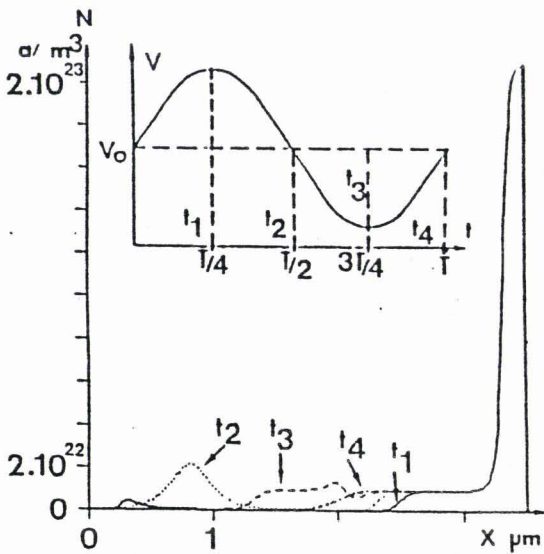


Figure 2.13 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres aux instants  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  de la période du signal appliqué.

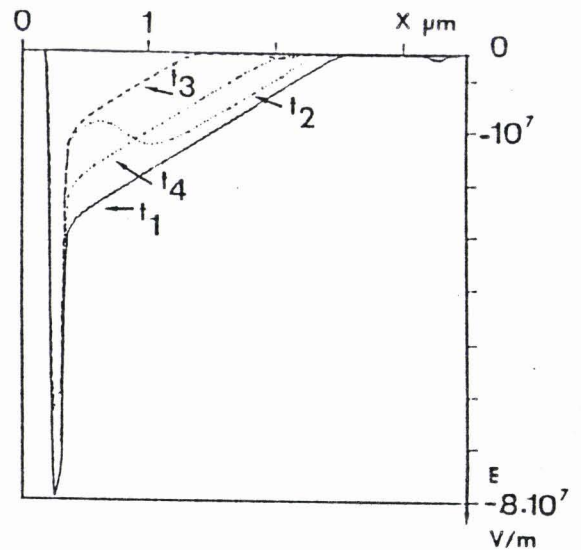


Figure 2.14 : Evolution spatiale du champ électrique aux instants  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  de la période du signal appliqué.

électrique statique associé, pour la structure SDR principalement considérée. Il est intéressant de remarquer dès à présent que la longueur de la zone d'avalanche de la structure typique considérée, est d'environ  $0,1\mu\text{m}$ , valeur minimale admissible compte tenu des espaces noirs aux limites introduits par les effets de relaxation des porteurs de charge [35], [36]. De plus, l'importance du niveau de concentration en impuretés du plan de dopage en zone N, implique que la dimension de la zone d'avalanche est limitée et pratiquement figée en régime dynamique. Notons par ailleurs le caractère fortement déconfiné de la structure qui permettra une très large modulation de la zone non désertée.

Dans une deuxième étape, nous avons mené en parallèle la caractérisation expérimentale des performances hyperfréquences des composants et les simulations numériques qui conduisent aux prédictions théoriques de ces dernières. Les mesures ont été effectuées à la fois à THOMSON DAG et au laboratoire, tant en régime d'oscillations continu qu'en régime impulsionnel. Dans les deux cas, nous avons utilisé plusieurs configurations classiques de circuit, à savoir :

- les circuits à résonateur radial [37], [38] ;
- les circuits à cavité de type Kurokawa [38], [39] ;
- les circuits de type transition ligne coaxiale-guide d'onde [26], [38].

Les principes de fonctionnement de ces différents circuits sont rappelés dans l'annexe II.

Enfin, dans une troisième étape, nous avons procédé à une comparaison systématique entre les résultats théoriques et expérimentaux, que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

## **2.5.2 Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux - Interprétation**

Les résultats expérimentaux les plus significatifs sont résumés figure 2.12. Ils ont été obtenus avec une bonne reproductibilité dans une cellule à résonateur radial. Les premiers résultats théoriques correspondants sont également reportés sur cette figure. Il apparaît un très profond désaccord entre ces résultats, ce qui nous a conduit à analyser plus en détail le fonctionnement de ces composants.

Pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques rencontrés, nous présentons figures 2.13 et 2.14 la distribution spatiale dans la structure de la densité de porteurs libres et du champ électrique pour des conditions optimales de polarisation à différents instants représentatifs de la

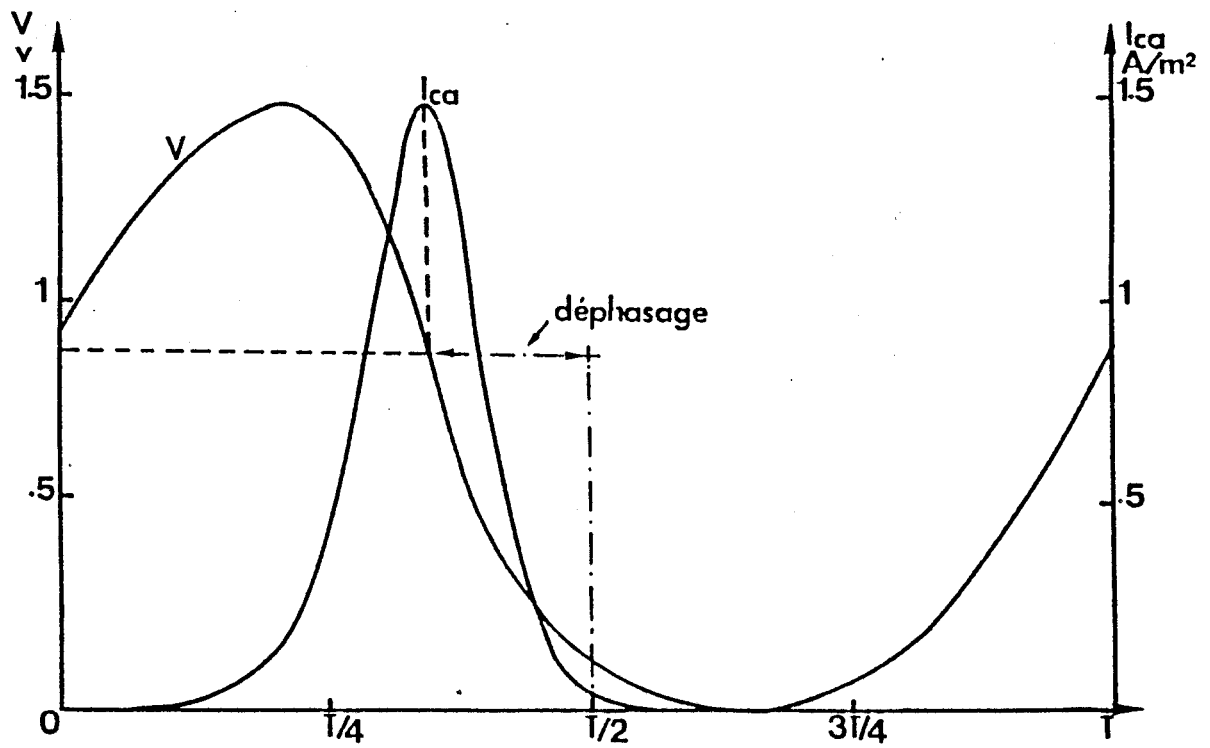


Figure 2.15 : Evolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche pendant une période du signal appliqué aux bornes de la diode

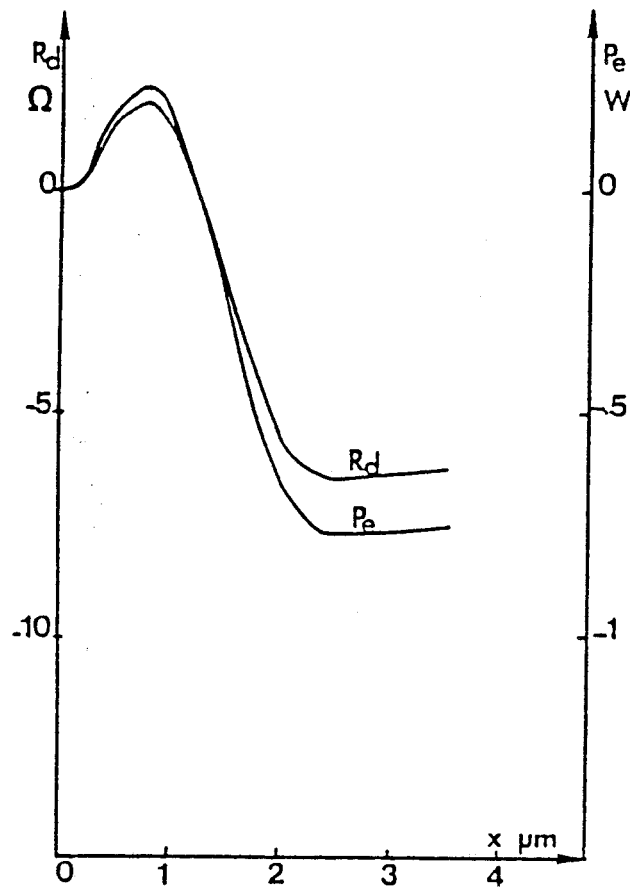


Figure 2.16 : Evolution spatiale de la puissance hyperfréquence cumulée dans la structure.

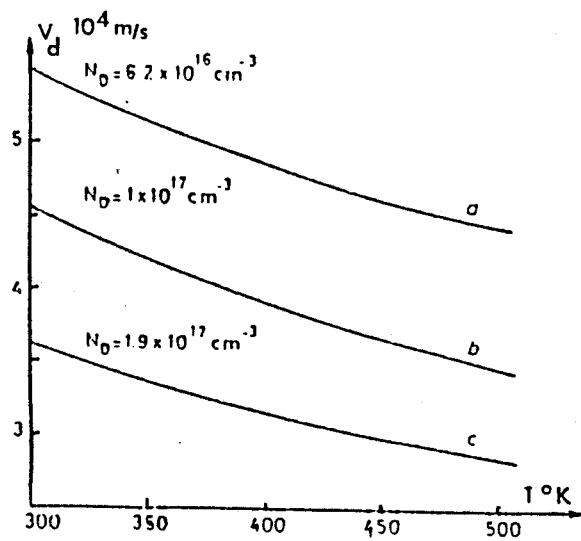
période de la tension sinusoïdale appliquée aux bornes de la diode. Ces évolutions mettent en évidence trois effets principaux :

- il n'apparaît aucune modulation significative de l'épaisseur de la zone d'avalanche au cours de la période,
- la concentration en porteurs libres dérivant dans la zone de transit atteint localement des valeurs importantes largement supérieures au dixième de la concentration en impuretés dans la zone de dérive,
- ces porteurs initialement créés par ionisation par chocs dans la zone d'avalanche quittent cette zone bien avant la fin de la demi-période de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode.

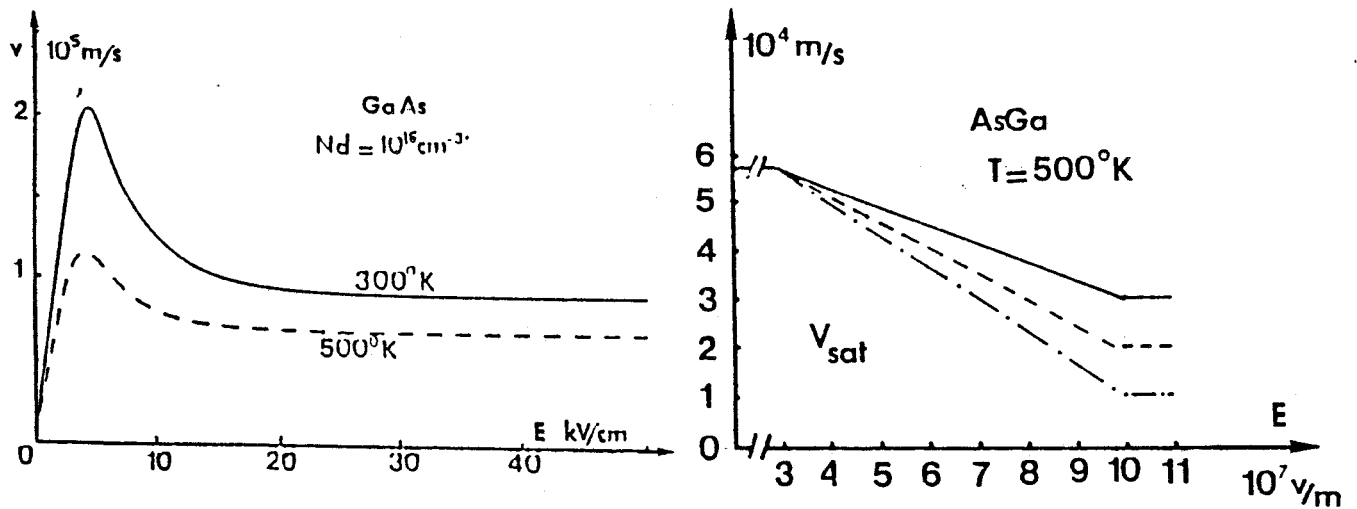
De ces effets résulte une forte réaction de charge d'espace qui a tendance à éteindre prématurément le phénomène d'avalanche comme le montrent les distributions spatiales du champ électrique. Ceci est plus clairement illustré par l'évolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche pendant une période de la tension hyperfréquence sinusoïdale appliquée aux bornes du composant (Fig. 2.15). Nous constatons que, contrairement au fonctionnement idéal, la tension aux bornes de la zone d'avalanche est fortement déphasée par rapport à la tension totale appliquée aux bornes de la structure. Cet effet ne peut être expliqué par le seul phénomène d'autopolarisation, qui est de faible amplitude dans ce type de structure. Le courant de conduction passe toujours par un maximum lorsque la tension hyperfréquence aux bornes de la zone d'avalanche s'annule. En conséquence, il présente un déphasage par rapport à la tension totale aux bornes de la diode très inférieur à  $90^\circ$ . Ceci se traduit par une longueur de transit qui n'est plus optimale et des pertes au niveau de la zone d'avalanche comme le montre la figure 2.16 où nous avons représenté la puissance hyperfréquence cumulée du contact  $P^+$  au contact  $N^+$  : il en résulte un niveau de performances sérieusement dégradé.

Ces premiers résultats font donc clairement apparaître que le phénomène très non linéaire de réaction de charge d'espace crée une interaction importante entre la zone d'avalanche et la zone de transit qui contribue à détériorer fortement le fonctionnement de la diode.

Il nous reste maintenant à expliciter l'origine de la divergence constatée entre les performances théoriques et expérimentales. En effet, tout se passe comme si le phénomène de réaction de charge



**Figure 2.17 :** Résultats de J. Freyer  
Evolution de la vitesse de dérive des électrons en fonction de la température dans l'AsGa.



**Figure 2.18 :** Caractéristiques statiques stationnaires  $v(E)$  dans l'AsGa envisagées.

d'espace, que nous venons de décrire, était inexistant ou masqué par d'autres effets dans le cas des diodes réelles. Nous avons envisagé trois hypothèses principales :

- les porteurs quittent la zone d'avalanche, très étroite et de dimension figée, avant la fin de la demi-période parce que la vitesse limite retenue dans le modèle est supérieure à celle avec laquelle les porteurs se déplacent réellement dans la structure ;
- le déphasage observé entre l'évolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche et la tension totale, induit par le phénomène de réaction de charge d'espace peut être compensé par la présence de composantes harmoniques et sous-harmoniques de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode ;
- les diodes considérées fonctionnent peut-être selon un mode à haut rendement.

Nous allons maintenant envisager les conséquences de ces trois hypothèses.

#### 2.5.2.1 Influence de la valeur de la vitesse électronique

Cette première hypothèse peut être renforcée par les travaux menés à l'Université Technique de Munich par J. Freyer [40]. Ces travaux sont consacrés à la détermination de la vitesse de dérive des électrons dans des diodes IMPATT AsGa, de type P<sup>+</sup> N N<sup>+</sup>, à profil de dopage uniforme. Des mesures de la résistance de charge d'espace, de la fréquence d'oscillation et du courant de seuil en fonction de la température, font apparaître des valeurs de la vitesse limite des électrons dans ces structures, beaucoup plus faibles que celles communément admises. En effet, à 200°C des vitesses aussi basses que  $2.8 \cdot 10^4$  m/s sont présentées pour des niveaux de dopage de l'ordre de  $1,9 \cdot 10^{23}$  at/m<sup>3</sup>, c'est-à-dire pour des valeurs du champ électrique très élevées dans la structure notamment au niveau de la jonction (Fig. 2.17).

Or la valeur de la vitesse limite considérée initialement dans notre modèle est de l'ordre de  $6 \cdot 10^4$  m/s à 200°C et ce même pour des valeurs du champ électrique supérieures à 500 kV/cm, qui sont typiquement rencontrées dans les structures envisagées. Dans le but d'évaluer l'influence de la valeur de la vitesse des électrons à champ électrique élevé sur la définition des performances hyperfréquences théoriques, nous avons envisagé les différentes caractéristiques  $v(E)$  données figure 2.18.

Parallèlement à cette approche empirique, une étude de la vitesse des porteurs à fort champ électrique dans l'AsGa a été développée par O. Vanbesien et D. Lippens [41]. La méthode d'analyse



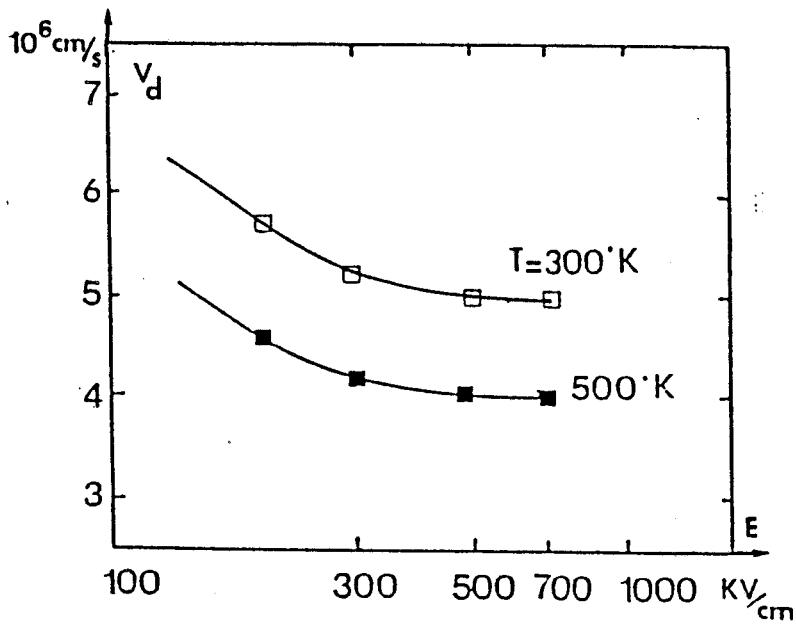


Figure 2.19 : Résultats de O. Vanbesien et D. Lippens. Caractéristique  $v$  ( $E$ ) dans l'AsGa pour des valeurs élevées du champ électrique.

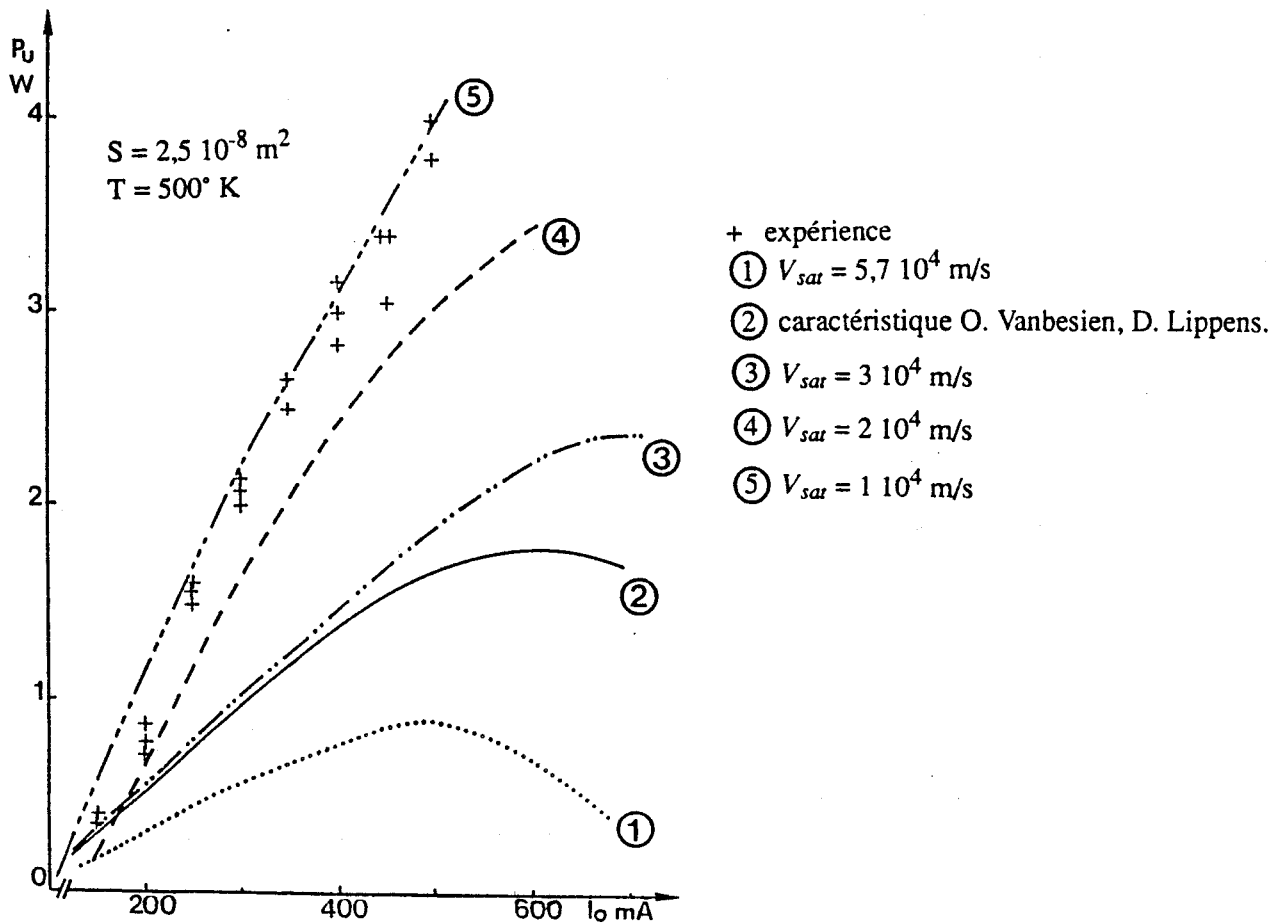


Figure 2.20 : Résultats théoriques obtenus avec les différentes caractéristiques  $v$  ( $E$ ) envisagées.

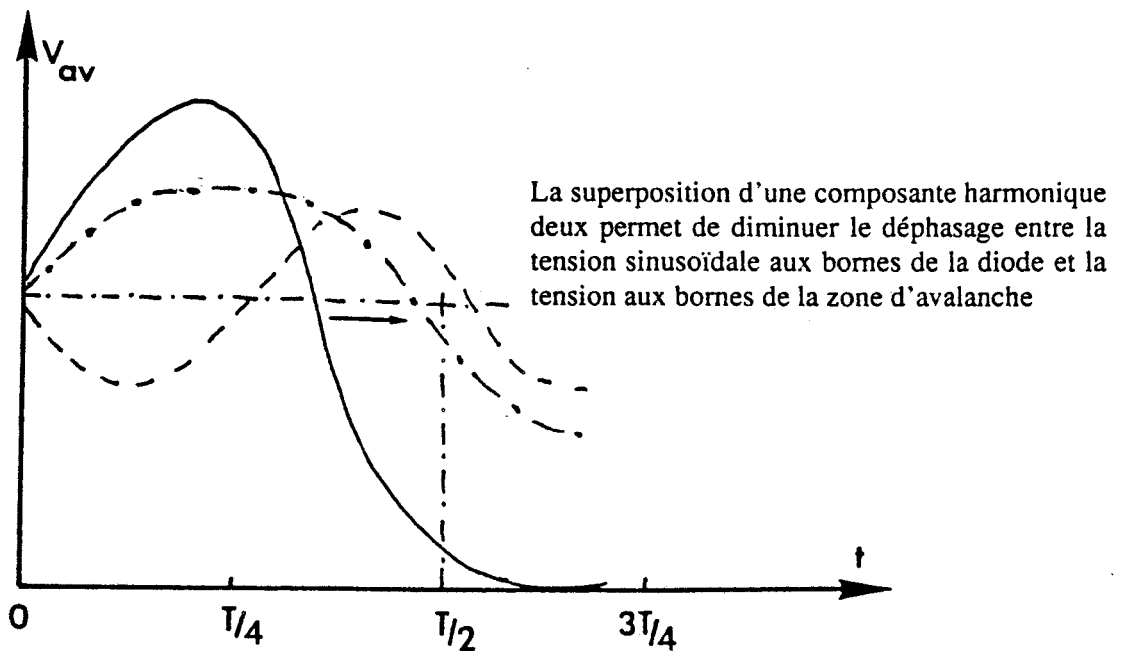
qu'ils utilisent est basée sur une procédure de type Monte Carlo étendue aux cas des champs électriques très élevés. Pour cela, ils considèrent une structure de bande réaliste calculée par la méthode des pseudo-potentiels et ils prennent en compte les interactions ionisantes. Les résultats de cette étude font apparaître une vitesse limite voisine de  $4 \cdot 10^4$  m/s dans l'AsGa à 200°C et pour des valeurs du champ électrique de l'ordre de 700 kV/cm (figure 2.19).

La figure 2.20 présente une comparaison des puissances utiles théoriques et expérimentales en fonction du courant de polarisation. Nous constatons que le meilleur accord théorie-expérience est obtenu dans le cas où la caractéristique  $v(E)$  atteint une valeur limite de  $1 \cdot 10^4$  m/s à 200°C et à champ électrique élevé. Ces résultats semblent renforcer les conclusions de J. Freyer, cependant il faut noter que cette valeur est encore bien inférieure à celles qu'il a proposées.

Nous sommes donc ici confrontés à un problème fondamental. En effet, d'une part la figure 2.20 montre l'extrême dépendance qui existe entre les performances hyperfréquences du composant et la caractéristique  $v(E)$  du matériau. D'autre part, nous nous interrogeons sur le caractère réaliste d'une valeur de la vitesse saturée dans l'AsGa à 200°C aussi faible que  $1 \cdot 10^4$  m/s. Il convient aussi de rappeler que les déterminations de la vitesse électronique effectuées par J. Freyer ne sont pas directes puisqu'elles associent des mesures de la résistance de charge d'espace en régime statique, et des mesures de la fréquence d'oscillation et du courant de démarrage de ces oscillations en régime dynamique. En outre, il n'y a pas eu, à notre connaissance, de déterminations directes de la caractéristique  $v(E)$  à champ électrique élevé permettant de confirmer ces travaux.

Dans la suite de notre étude, nous avons donc choisi d'introduire dans le modèle la caractéristique  $v(E)$  obtenue par O. Vanbesien et D. Lippens, qui réalise un compromis entre les valeurs de la vitesse limite communément admises et les valeurs plus faibles proposées par J. Freyer.

Nous avons vu précédemment que le fonctionnement des diodes A.T.T. considérées est très complexe, il peut donc exister d'autres effets physiques conduisant à un bon accord théorie-expérience. Nous pensons en particulier à un fonctionnement harmonique que nous allons analyser dans le paragraphe suivant.



**Figure 2.21 :** Conséquence théorique de la présence d'une composante harmonique deux de la tension aux bornes de la zone d'avalanche.

### 2.5.2.2 Analyse du fonctionnement en présence de composantes harmoniques et sous-harmoniques de la tension hyperfréquence

Présentons tout d'abord les raisons qui nous ont conduits à envisager ce mode de fonctionnement.

1. Dans le cas de composants utilisés dans des circuits large bande (type microruban) la présence de composantes sous-harmoniques et harmoniques a été mise en évidence expérimentalement. Ceci est tout à fait compréhensible du fait de la profonde modulation de la zone non désertée des diodes [42].
2. Les meilleures performances hyperfréquences obtenues avec les diodes fournies par THOMSON DAG tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel l'ont été dans des cellules à résonateur radial. Or ce type de circuit hyperfréquence, largement utilisé pour les diodes Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique, en gamme millimétrique, est bien connu pour l'accord qu'il réalise à la fréquence sous-harmonique [8].
3. D'un point de vue phénoménologique, la figure 2.21 illustre qu'une forme d'onde de tension aux bornes de la zone d'avalanche comportant une composante à l'harmonique deux permet de retarder le maximum de la tension et donc l'apparition du pic de courant pour de se rapprocher du cas idéal décrit précédemment.

Pour étudier un tel problème de fonctionnement multifréquence, l'idéal serait de disposer d'un modèle qui traite l'interaction composant-circuit et dans lequel les impédances de charge aux différentes fréquences considérées sont imposées. Un tel modèle existe dans l'équipe millimétrique du CHS, cependant il est inutilisable dans notre cas (bande Ku) pour des problèmes de temps de calcul. Nous avons donc utilisé le modèle limité au seul composant semiconducteur.

Pour traduire un fonctionnement multifréquence, nous imposons la forme d'onde terminale de la tension instantanée aux bornes de la diode comportant des composantes aux différentes fréquences considérées. Les impédances de charge sur chaque harmonique ou sous-harmonique ne sont pas fixées a priori, mais elles découlent de la simulation.

Une étude systématique des fonctionnements multifréquences s'avère donc très difficile dans la mesure où il faut envisager toutes les combinaisons possibles d'amplitude et de phase pour les composantes harmoniques et sous-harmoniques du signal appliqué. Cela peut conduire à des régimes

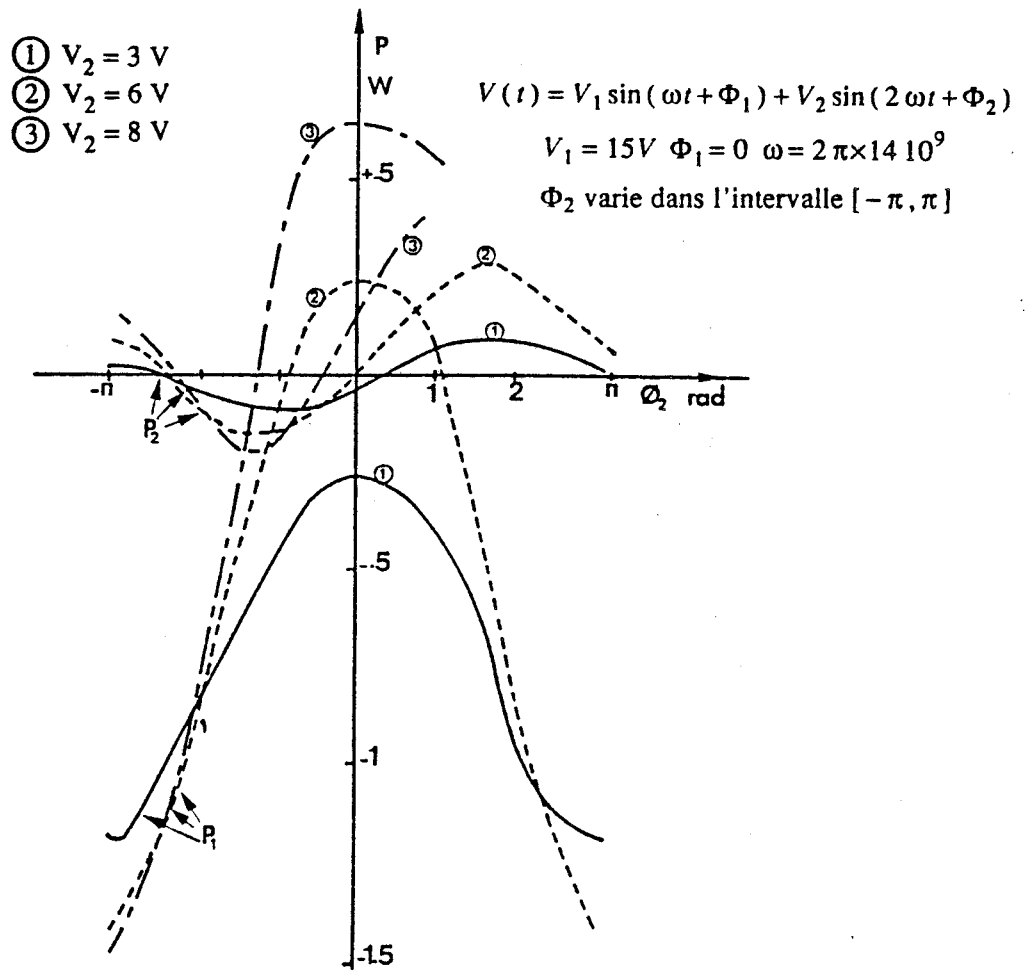


Figure 2.22 : Influence de la composante harmonique deux.

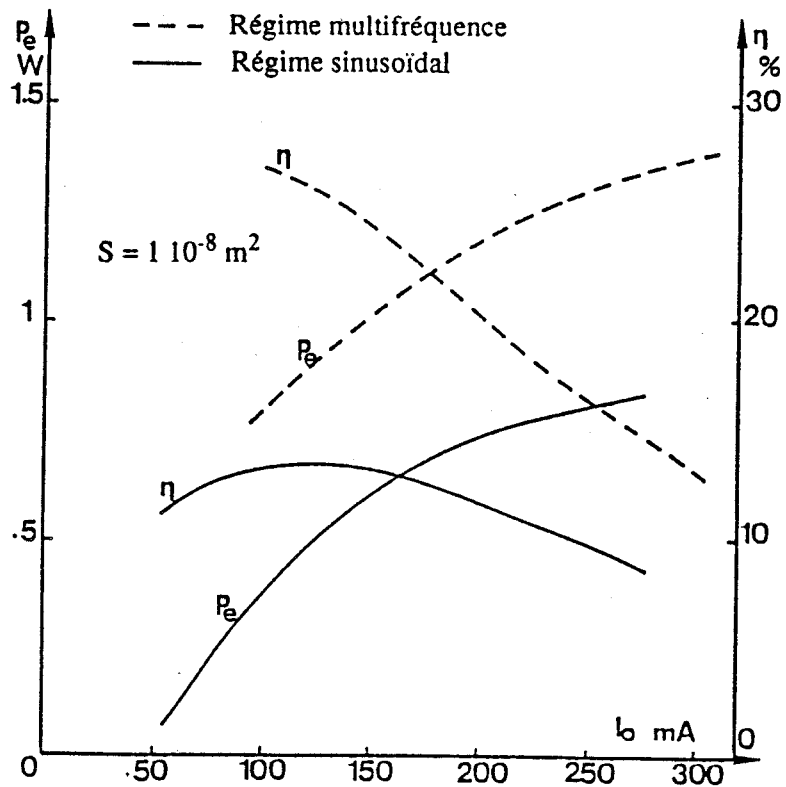


Figure 2.23 : Evolution de la puissance et du rendement de conversion en régime sinusoïdal et en régime multifréquence.

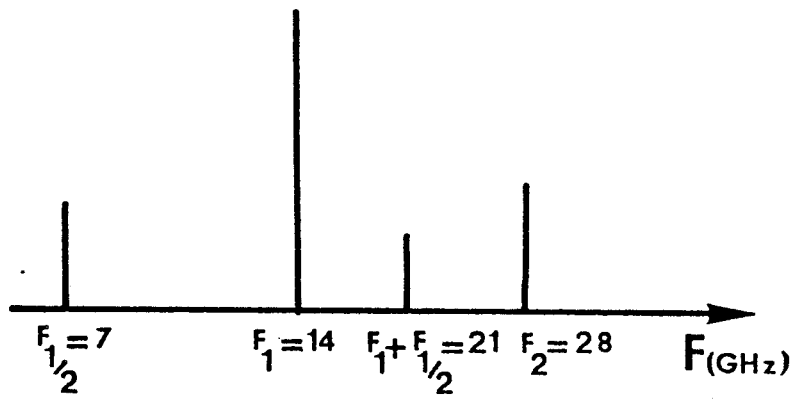
de fonctionnement non physiques pour lesquels les puissances délivrées à chaque fréquence considérée ne sont pas toutes négatives. En outre, il faut rappeler que les temps de calcul nécessaires à la simulation d'un point de fonctionnement sont inversement proportionnels à la fréquence la plus basse. On conçoit donc aisément que la prise en compte de composantes sous-harmoniques du signal appliqué, en bande Ku, ralentira considérablement l'algorithme.

Compte tenu des limitations que nous venons d'évoquer, nous avons restreint l'étude systématique à l'influence de la composante harmonique deux sur les performances hyperfréquences de la diode. La tension totale à ses bornes s'écrit donc :

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin(\omega t + \Phi_1) + V_2 \sin(2\omega t + \Phi_2)$$

avec  $(V_1, \Phi_1)$  fixés et  $(V_2, \Phi_2)$  variables.

Nous avons gardé les valeurs précédemment utilisées pour  $V_1$  et  $\Phi_1$ , à savoir  $V_1 = 15$  V et  $\Phi_1 = 0$  rd. Nous présentons figure 2.22 l'évolution de la puissance hyperfréquence sur chacune des composantes harmoniques lorsque la phase  $\Phi_2$  varie dans l'intervalle  $[-\pi, \pi]$  et que l'amplitude  $V_2$  prend successivement les valeurs 3V, 6V et 8V. Le courant de polarisation a été fixé à 200 mA. La structure considérée correspond à la diode de type SDR déjà décrite et présentant une section  $S = 1 \cdot 10^{-8}$  m<sup>2</sup>. Ces évolutions montrent la forte dépendance de la puissance générée à 14 GHz vis-à-vis de la phase  $\Phi_2$  et de l'amplitude  $V_2$  de la composante harmonique deux, donc du circuit de charge. De plus, rappelons qu'un régime de fonctionnement physique impose que la puissance hyperfréquence sur chaque composante soit négative. En particulier, les points les plus intéressants correspondent à des accords purement réactifs. Notons par exemple que l'accord réactif sur la composante harmonique deux correspondant à  $V_2 = 6$  V et  $\Phi_2 = -2.3$  rd conduit à une augmentation de 2,7 dB de la puissance délivrée par la diode à la fréquence fondamentale. Ce résultat recoupe certaines valeurs expérimentales obtenues par TRW [43]. L'importance d'un accord "idler" à la composante harmonique deux est soulignée figure 2.23 où sont présentées les puissances hyperfréquences et les rendements de conversion en fonction du courant de polarisation dans le cas des deux types de régime (sinusoïdal ou multifréquence). Néanmoins, pour des raisons liées aux temps de calculs nous n'avons pas entrepris une recherche de la phase  $\Phi_2$  optimale pour chaque valeur simulée de la densité de courant de polarisation. Le gain de 2,7 dB mentionné précédemment se conserve sensiblement sur la plage utile de courant de polarisation.



**Figure 2.24 :** Spectre fréquentiel dû au comportement non linéaire du composant considéré.

Nous n'avons considéré ici que l'influence de la composante harmonique deux. Or le comportement non linéaire du composant conduit en toute rigueur à la génération d'un spectre plus complexe. En effet, l'effet varactor dû à la modulation de la zone non désertée fait apparaître la composante harmonique deux (28 GHz) mais aussi la composante sous-harmonique (7 GHz) qui bat avec les autres composantes fréquentielles sous l'effet de la non linéarité prédominante de la zone d'avalanche. En particulier, on peut s'attendre à voir apparaître une composante à la fréquence intermédiaire (21 GHz) (Fig. 2.24). Une étude exhaustive d'un fonctionnement associant ces quatre fréquences est impossible avec notre modèle. Nous nous sommes limités à la simulation d'un point de fonctionnement pour lequel nous avons imposé les amplitudes et les phases sur chaque composante en utilisant des valeurs très approximatives déduites de l'examen phénoménologique de la forme d'onde idéale décrite précédemment (figure 2.21). Les résultats obtenus pour cette forme d'onde sont donnés ci-dessous pour une section de  $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$  et un courant sensiblement égal à 600 mA.

composantes fréquentielles	Pe pour $F_1 = 14 \text{ GHz}$	$\eta$ pour $F_1 = 14 \text{ GHz}$
$F_1 = 14 \text{ GHz}$ $F_2 = 28 \text{ GHz}$	3,9 W	22%
$F_1 = 14 \text{ GHz}$ $F_2 = 28 \text{ GHz}$ $F_{1/2} = 7 \text{ GHz}$ $F_{3/2} = 21 \text{ GHz}$	4,3 W	24%

Les performances sont donc légèrement améliorées par rapport au cas où seule la composante harmonique deux était considérée. Rappelons que ce dernier résultat n'est pas optimal car nous n'avons pas envisagé toutes les combinaisons possibles de phases et d'amplitudes. Cependant, il est en très bon accord avec les meilleurs résultats expérimentaux obtenus. Par ailleurs, il est très difficile expérimentalement de contrôler les accords du circuit sur quatre fréquences différentes, c'est pourquoi ce résultat nous paraît tout à fait significatif.

Un point supplémentaire semble renforcer l'hypothèse d'un fonctionnement multifréquence, c'est la prise en compte du courant tunnel. En effet, dans les structures SDR considérées, le champ électrique dans la zone d'avalanche atteint des valeurs voisines de 900 kV/cm au maximum de la tension hyperfréquence appliquée. Or le phénomène de génération par effet tunnel peut apparaître de façon significative pour des valeurs du champ électrique supérieures ou égales à 600 kV/cm. Il doit donc, en toute rigueur, être pris en compte.



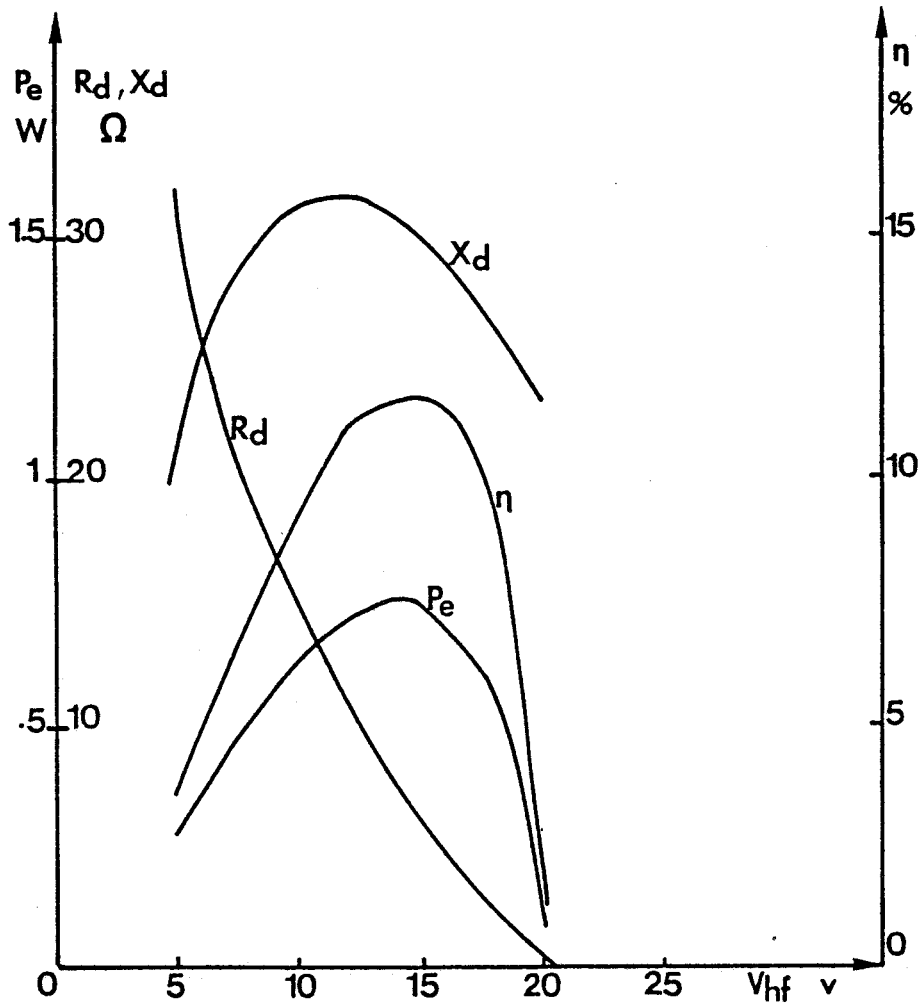


Figure 2.25 : Recherche d'un mode à haut rendement.  
Evolutions en fonction du taux de modulation.

Le courant tunnel est en phase avec la tension locale et il contribue donc à une dégradation de la phase d'injection du courant de conduction. Ceci s'accompagne généralement d'un effet d'autopolarisation plus marqué qui est cependant masqué dans la structure considérée par l'augmentation du phénomène de réaction de charge d'espace dans la zone de transit.

En régime sinusoïdal la prise en compte de l'effet tunnel se traduit bien par une diminution significative de la puissance utile et du rendement de conversion comme indiqué dans le tableau ci-dessous.

Fonctionnement	Sans tunnel à 14 GHz	Avec tunnel à 14 GHz
sinusoïdal	Pe = 2,1W $\eta$ = 12%	Pe = 1,2 W $\eta$ = 6%
multifréquence	Pe = 3,9 W $\eta$ = 22%	Pe = 3,8 W $\eta$ = 21,5%

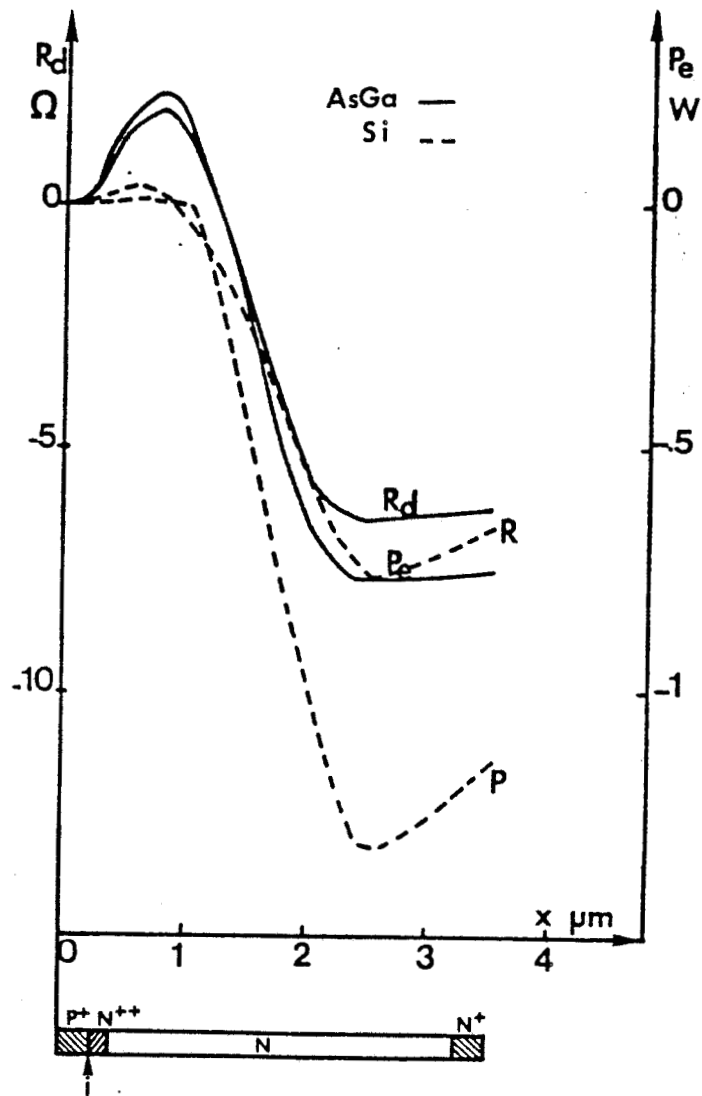
Dans ce tableau, on peut constater au contraire que l'effet tunnel ne présente qu'une importance négligeable dans le cas d'un fonctionnement multifréquence. Ceci peut s'expliquer facilement à partir de l'examen de la figure 2.21 qui montre que la présence de composantes harmoniques de la tension peut modifier favorablement la phase d'injection du courant de conduction et donc compenser l'effet néfaste de l'injection tunnel.

Ce dernier point nous paraît être d'une grande importance car il peut expliquer le mauvais fonctionnement de certaines structures à zone d'avalanche figée à l'AsGa, envisagées en gamme millimétrique.

### 2.5.2.3 Recherche d'un mode à haut rendement

Comme dernier point de cette analyse du fonctionnement des diodes considérées, nous avons essayé de mettre en évidence un fonctionnement à haut rendement tel que le "surfing mode" ou "mode à collection prématurée" observé ou du moins supputé dans des structures à profil différencié très largement déconfinées à plus basse fréquence [3], [13], [33].

Nous présentons figure 2.25 les évolutions théoriques typiques de l'impédance terminale, de la puissance hyperfréquence et du rendement de conversion présentés par la diode, en fonction de l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée à ses bornes pour une même densité de courant de polarisation de  $2 \cdot 10^7$  A/m<sup>2</sup>. Nous constatons que ces évolutions ont des allures tout à fait classiques et



**Figure 2.26 :** Comparaison de l'évolution spatiale de la puissance hyperfréquence cumulée dans le composant pour deux structures semblables à l'AsGa et au Si.

qu'il n'apparaît aucun effet particulier. Au cours de cette étude, nous n'avons jamais observé d'exaltation des performances qui pourrait être attribuée aux effets précédemment mentionnés et ce, quelles que soient les conditions de fonctionnement imposées en régime purement sinusoïdal. Par contre, la figure 2.26 qui présente, pour un point de fonctionnement, l'évolution spatiale de la puissance cumulée du contact P<sup>+</sup> au contact N<sup>+</sup> dans le cas de structures de type SDR comparables, l'une au silicium et l'autre à l'arséniure de gallium, montre que l'augmentation de la vitesse électronique dans l'AsGa pendant le dernier quart de la période permet de minimiser les pertes dues à la résistance de la zone non désertée ce qui n'est pas le cas pour la structure au silicium.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence de mode à haut rendement en régime sinusoïdal. Les conditions théoriques d'obtention d'un tel mode étant assez critiques, il nous paraît peu probable qu'un tel mode puisse être envisageable en régime multifréquence. Par contre l'étude précédente peut expliquer l'obtention de très hauts rendements par des accords judicieux aux fréquences harmoniques.

Les résultats exposés dans les trois derniers paragraphes nous conduisent à retenir l'hypothèse considérée d'un fonctionnement en régime multifréquence comme étant la plus probable au vu des résultats expérimentaux mentionnés précédemment. En effet, pour la première hypothèse nous avons été amenés à considérer des valeurs extrêmement faibles de la vitesse limite dans l'AsGa à 200°C pour des valeurs élevées du champ électrique, qui n'ont jamais été confirmées par des mesures directes de la vitesse électronique dans ce matériau pour ces mêmes valeurs du champ électrique. De plus, nous n'avons pas pu mettre en évidence de mode à haut rendement en régime sinusoïdal pour le type de structure étudié.

Nous nous proposons maintenant d'analyser le fonctionnement de nouvelles structures SDR susceptibles de fonctionner en régime purement sinusoïdal.

### **2.5.3 Autres structures de type SDR - Recherche d'un fonctionnement en régime sinusoïdal**

Nous avons choisi de retenir l'hypothèse d'un fonctionnement en régime multifréquence dans le cas des structures précédentes. Cependant, de tels fonctionnements peuvent être difficiles à mettre en oeuvre puisqu'ils nécessitent l'accord du circuit de l'oscillateur à chacune des fréquences existantes. C'est pourquoi, dans une deuxième étape, nous avons cherché à définir des structures

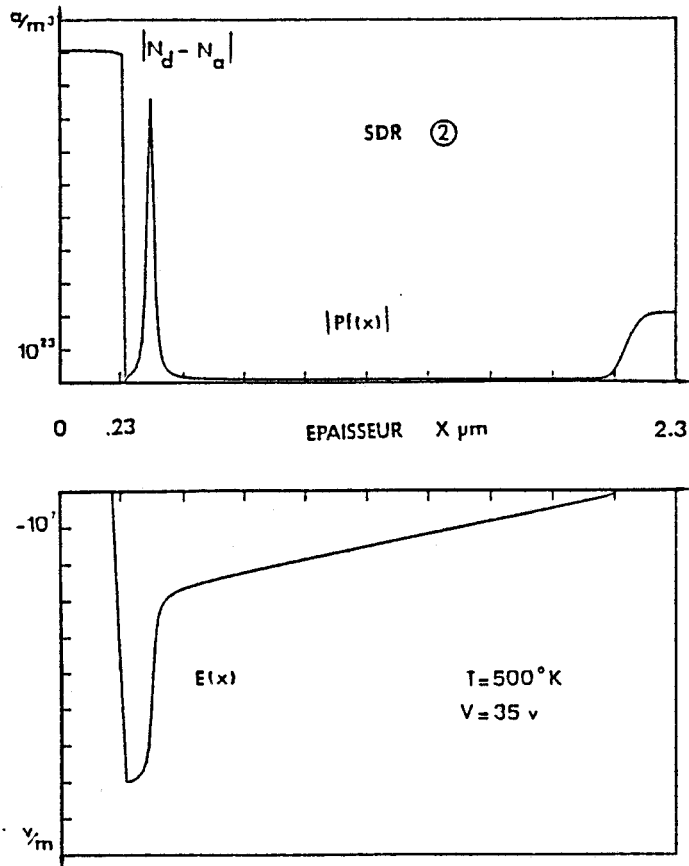


Figure 2.27 : Evolution spatiale de la concentration en impuretés et du champ électrique statique associé

Structure ②

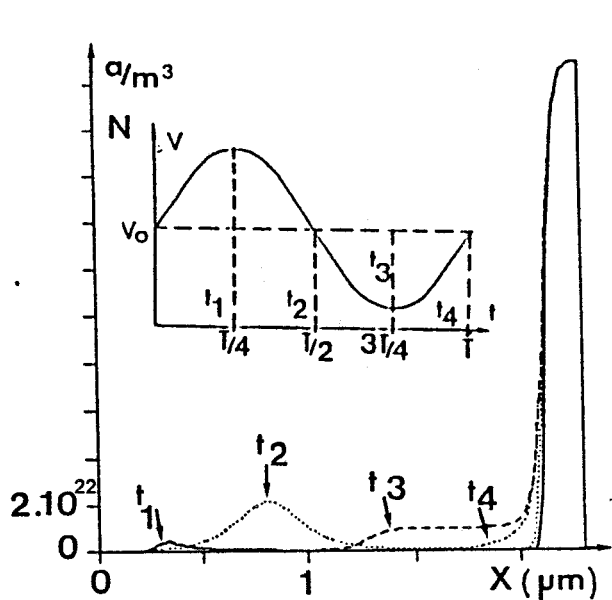


Figure 2.28 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres aux instants  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  de la période du signal appliqué.

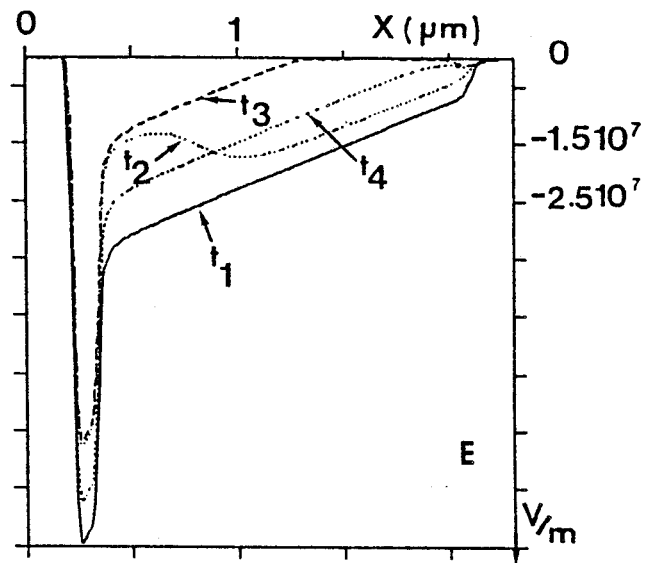


Figure 2.29 : Evolution spatiale du champ électrique dans la structure aux instants  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  de la période du signal hyperfréquence appliqué.

performantes de type SDR fonctionnant en régime purement sinusoïdal et dont le profil de concentration en impuretés ne s'écarte pas trop du profil de Read conduisant à des niveaux de rendement de conversion potentiellement élevés.

Nous venons de voir que les performances de la structure SDR considérée précédemment sont sérieusement détériorées en régime sinusoïdal par trois effets principaux : la modulation de la zone désertée, la réaction de charge d'espace et l'existence d'un courant tunnel.

Pour s'affranchir de ces effets néfastes en régime monofréquence, nous nous sommes intéressés à des profils de concentration en impuretés tels que :

- le facteur de confinement soit supérieur ou égal à 1 de façon à limiter la modulation de la zone désertée,
- la zone d'avalanche soit un peu plus large et le niveau de concentration en impuretés du plan de dopage soit un peu plus faible que précédemment afin de limiter la génération par effet tunnel et de permettre une légère "respiration" de la zone d'avalanche,
- la zone de dérive présente un angle de transit proche de sa valeur optimale.

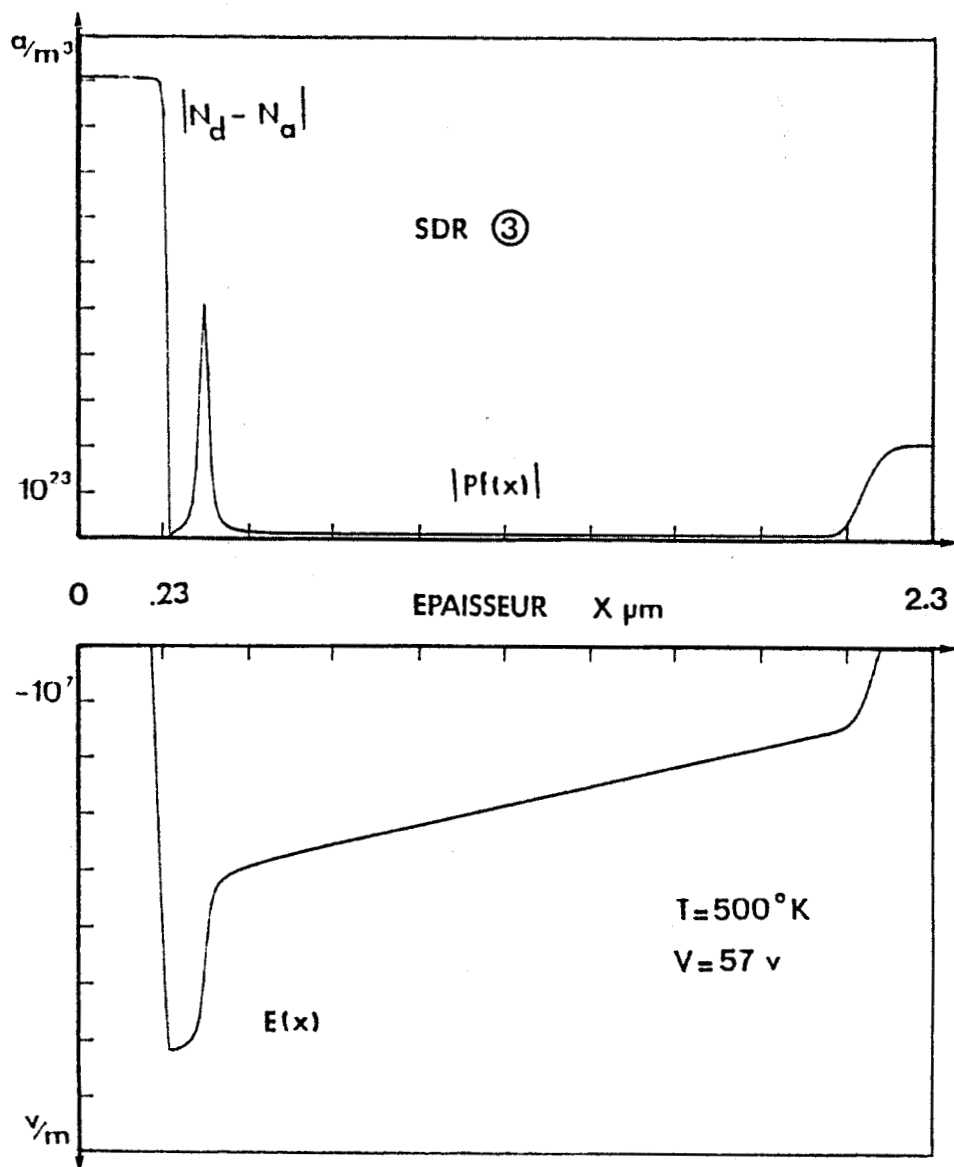
Dans un premier temps, afin de mieux cerner les différents effets physiques, nous avons considéré la structure décrite figure 2.27. Cette structure est identique à celle précédemment étudiée à l'exception du collecteur  $N^+$  qui est rapproché de la jonction de façon à obtenir une diode juste confinée en régime statique. Les résultats obtenus en régime purement sinusoïdal pour les deux structures sont résumés dans le tableau ci-dessous pour un même point de fonctionnement.

Structure	$V_0$ (V)	$P_e$ (W)	$\eta$ (%)
① Fig. 2.11	31	1,85	11,7
② Fig. 2.27	30	1,725	11,3

$$I_0 = 500 \text{ mA}$$
$$S = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2.$$

Nous retrouvons pour la structure ② des performances hyperfréquences semblables à celles de la structure ①.

Les figures 2.28 et 2.29 présentent les évolutions spatiales des électrons libres et du champ électrique à différents instants de la période du signal hyperfréquence appliqué aux bornes de la diode.



**Figure 2.30 :** Nouvelle structure de type SDR.  
 Profil de concentration en impuretés et  
 distribution spatiale du champ électrique  
 statique correspondant.

Structure ③

On constate que cette nouvelle structure juste confinée, a, comme la précédente, un fonctionnement détérioré par la réaction de charge d'espace et la modulation de la zone non désertée. Ceci s'explique aisément puisque nous n'avons modifié aucun niveau du dopage dans la structure et que ce composant juste confiné en régime statique est largement déconfiné au minimum de la tension hyperfréquence appliquée à ses bornes.

L'introduction de fréquences intermédiaires à 7 GHz, 14 GHz, 21 GHz et 28 GHz, avec une combinaison d'amplitudes et de phases pour les différentes composantes harmoniques et sous-harmoniques identique à celle retenue dans le paragraphe 2.4.2.2 améliore considérablement le niveau de puissance à la fréquence fondamentale.

A titre d'exemple, pour une forme d'onde terminale de la tension ne comportant qu'un seul accord "idler" à la fréquence harmonique deux, nous obtenons :

pour  $V(t) = 29 + 15 \sin(\omega t) + 6 \sin(2\omega t - 3)$  où  $\omega = 2\pi \times 14 \times 10^9$

$P_{14 \text{ GHz}}$ (W)	$\eta_{14 \text{ GHz}}$ (%)	$R_{14 \text{ GHz}}$ ( $\Omega$ )	$X_{14 \text{ GHz}}$ ( $\Omega$ )	$I_0$ (mA)	$S$ ( $10^{-8} \text{ m}^2$ )
3,8	24	3,4	10	500	2,5

Nous retrouvons des niveaux de performances très proches de ceux observés pour la structure ① pour la même configuration de circuit.

Dans un deuxième stade, nous avons modifié les niveaux de dopage des différentes zones, ce qui nous a amenés à considérer la diode fortement confinée décrite figure 2.30.

Elle présente une zone d'avalanche légèrement plus large, le champ électrique dans cette zone est donc plus faible que dans les structures précédentes. Le niveau de dopage du pic  $N^+$  est également plus faible ce qui conduit à un champ électrique plus important à l'interface zone d'avalanche - zone de dérive. Ceci permet une légère modulation de la zone de multiplication. De plus, pour assurer un champ électrique relativement important, en régime statique, au niveau du substrat  $N^+$ , nous avons baissé légèrement le niveau de dopage de la zone N. Enfin, la dimension de cette zone assure un transit sensiblement optimal aux porteurs.

Le fonctionnement de cette structure fortement confinée n'est plus tributaire de la modulation de la zone désertée et il est moins sensible à l'interaction entre la zone de multiplication et la zone de dérive grâce à la modulation possible de la zone d'avalanche. On peut par ailleurs remarquer que le



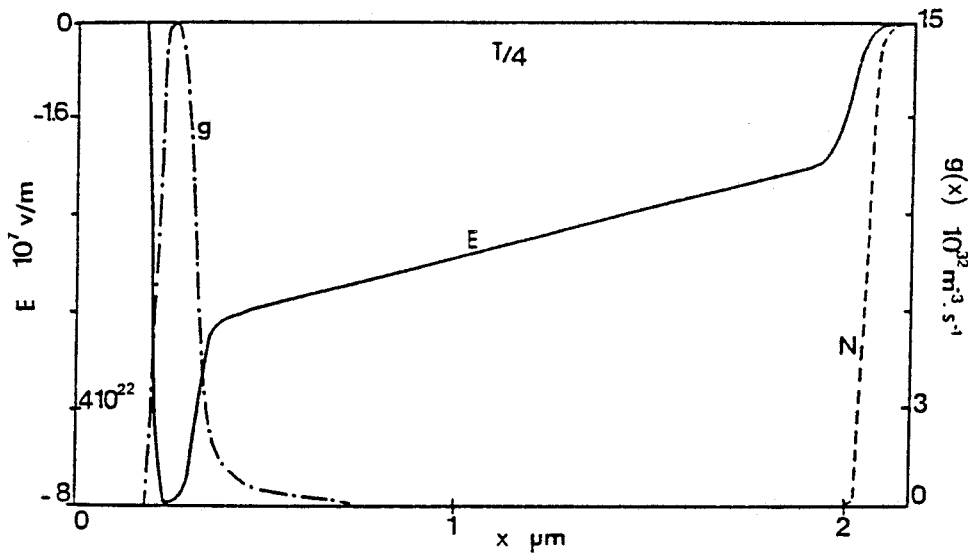


Figure 2.31 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/4$

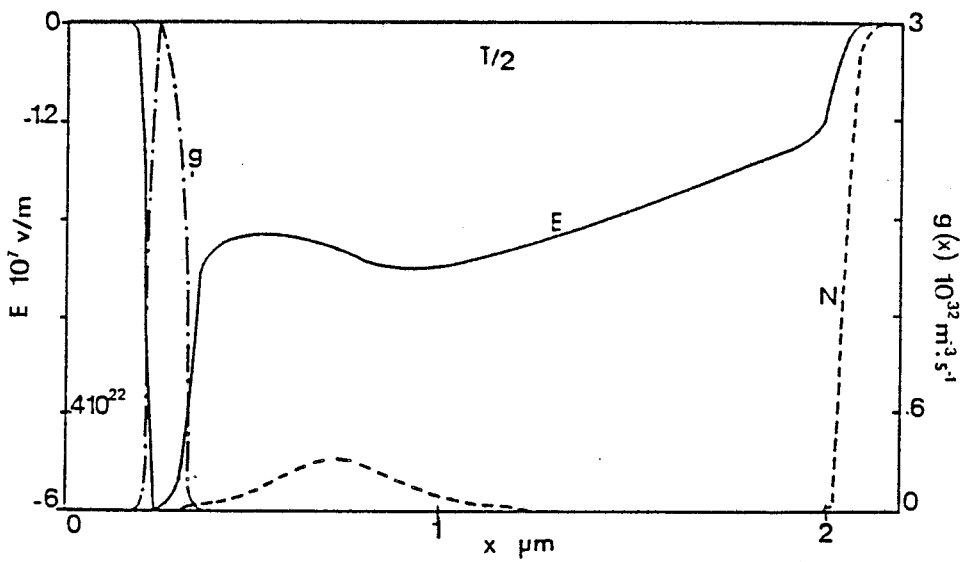
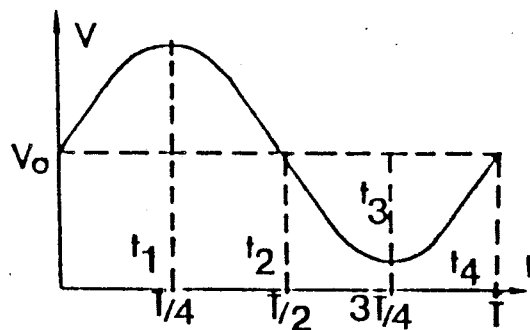


Figure 2.32 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/2$



niveau élevé du champ électrique dans la zone de transit pourrait a priori conduire à une diminution substantielle du rendement de conversion du composant pour une même amplitude de tension hyperfréquence à ses bornes. Cependant, ces fortes valeurs du champ électrique dans la zone de transit permettent une modulation plus profonde de la tension appliquée aux bornes de la diode, ce qui résulte en une augmentation des performances hyperfréquences qui compense largement celle de la puissance continue dissipée.

Dans le tableau ci-dessous, nous résumons les résultats obtenus en régime sinusoïdal pour différentes valeurs du taux de modulation ( $V_{hf}/V_0$ ), pour une même densité de courant de polarisation :  $J_0 \approx 1.6 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$  et une section  $S = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ .

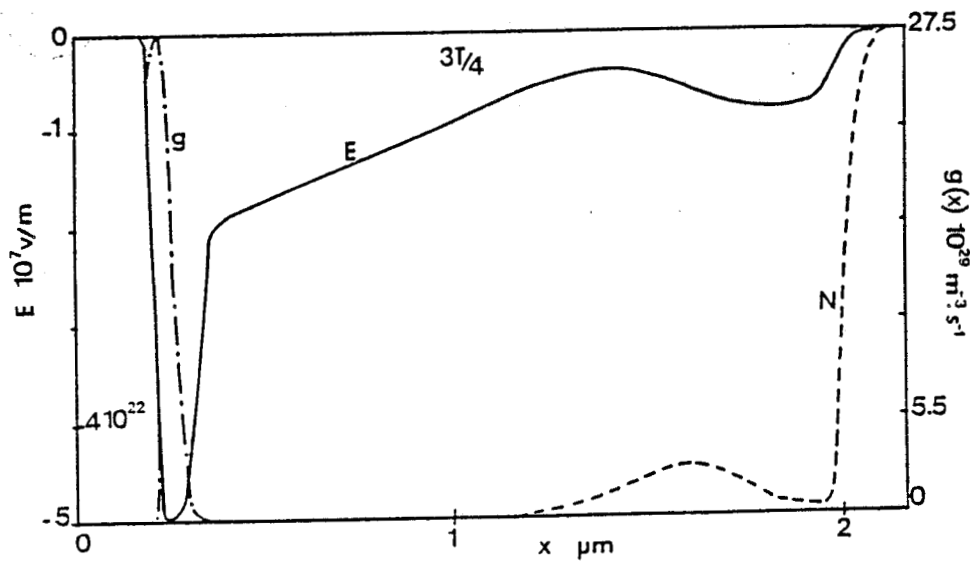
$m = (V_{hf}/V_0) \%$	$P_e \text{ (W)}$	$\eta \text{ (\%)}$	$V_0 \text{ (V)}$	$R \text{ (\Omega)}$	$X \text{ (\Omega)}$
47,8	4,4	17,5	50,3	1,64	10
56,5	5	20	50	1,44	10,2
65	5,8	24,5	47	1,48	10,2

$I_0 = 500 \text{ mA}$   
 $S = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

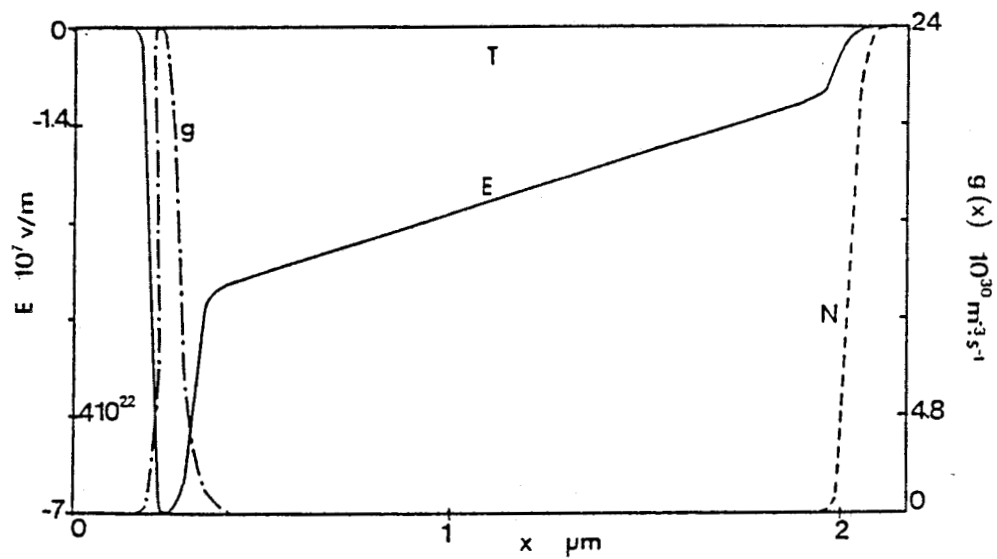
Ces résultats confirment l'intérêt d'une telle structure. Nous présentons figures 2.31, 2.32, 2.33 et 2.34, les évolutions spatiales de la densité d'électrons libres, du champ électrique et du taux de génération à différents instants de la période du signal hyperfréquence aux bornes de la diode.

On peut constater la légère modulation prévue de la zone d'avalanche qui limite l'interaction brutale entre cette zone et la zone de transit. On note également le déphasage qui existe toujours entre la tension totale aux bornes de la diode et la tension aux bornes de la zone d'avalanche (figure 2.35). Ce déphasage est en partie dû à un effet de redressement et au phénomène de réaction de charge d'espace toujours important dans la zone de transit aux trois quarts de la période. Cependant il n'est plus prépondérant du fait de la "respiration" possible de la zone d'avalanche. De plus, la collection des porteurs s'effectue légèrement avant la fin de la période du signal aux bornes du composant.

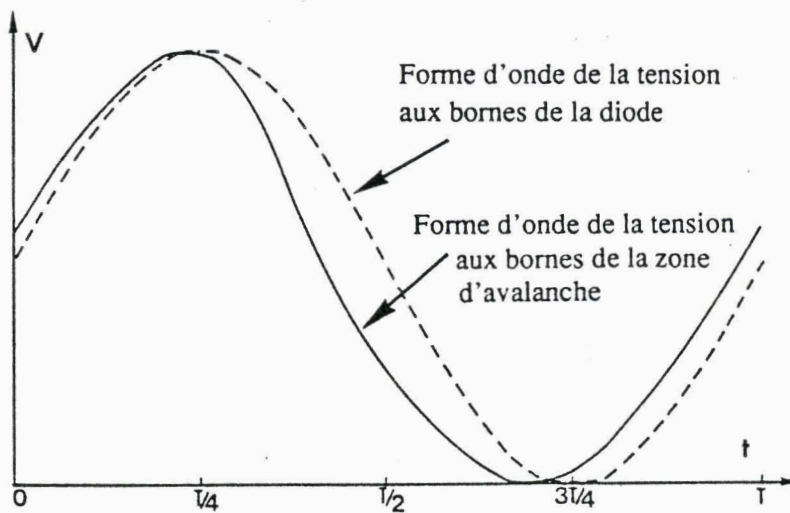
La diminution du niveau de résistance négative par rapport à celui de la structure précédente s'explique naturellement par une amplitude plus importante de la tension hyperfréquence appliquée. En effet la tension de fonctionnement est supérieure à celle observée pour les structures ① et ② d'environ 15 V. Comme le rendement de conversion est sensiblement le même pour les trois structures, ceci explique la forte augmentation de la puissance émise, de l'ordre de 2 W dans le cas de



**Figure 2.33 :** Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = 3T/4$



**Figure 2.34 :** Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T$



**Figure 2.35 :** Evolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche pendant une période du signal appliquée aux bornes de la diode.

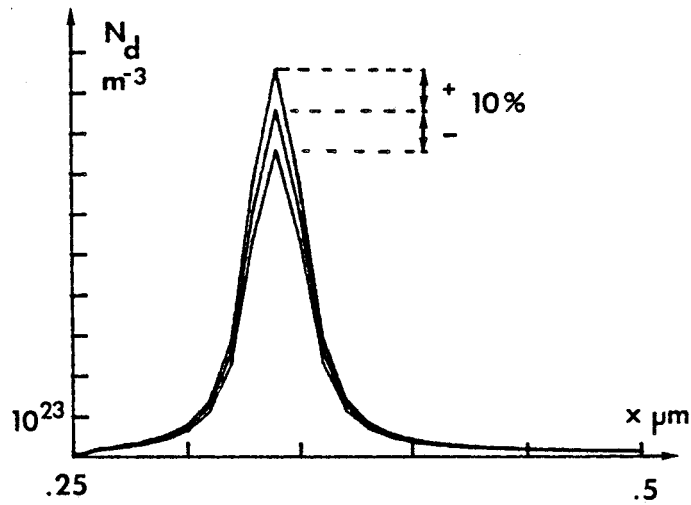


Figure 2.36 : Variations de 10% du niveau de concentration en impuretés du plan de dopage.

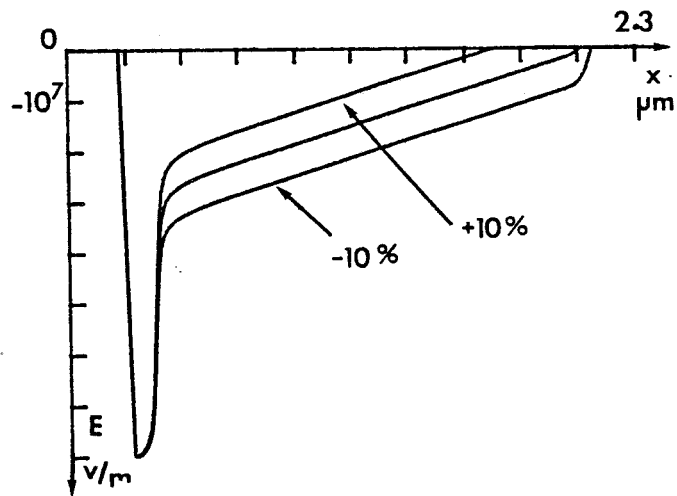


Figure 2.37 : Conséquences des variations de 10% du niveau de concentration en impuretés du plan de dopage sur le champ électrique dans la structure.

la diode confinée. Ces grandeurs auront des conséquences sur l'optimisation du diamètre des diodes lors de la prise en compte autoconsistante des effets thermiques qui sera présentée plus loin.

Cette partie consacrée à l'étude des diodes de type SDR en bande Ku avait pour but d'analyser les phénomènes physiques complexes inhérents à leur fonctionnement afin d'expliquer le mauvais accord initialement constaté entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux. Ainsi, nous avons pu cerner les principaux effets qui peuvent perturber le fonctionnement de ces diodes et dégrader leurs performances hyperfréquences. Pour les deux types de profil principalement envisagés, nous pouvons conclure que :

- les structures SDR à profil de Read largement déconfinées ou juste confinées dont l'épaisseur de la zone d'avalanche est figée et d'environ  $0,1 \mu\text{m}$ , ne peuvent donner de résultats satisfaisants qu'en mode de fonctionnement multifréquence. Par contre ce type de fonctionnement rend ces structures relativement insensibles à l'injection tunnel parasite qui existe dans la zone d'avalanche.
- un fonctionnement en régime sinusoïdal est possible pour les structures SDR à profil de Read largement confinées. Les paramètres définissant le profil de concentration en impuretés sont tels que l'épaisseur de la zone d'avalanche soit légèrement supérieure à  $0,1 \mu\text{m}$ , ce qui implique une valeur maximale du champ électrique dans cette zone inférieure au champ électrique qui provoque une injection tunnel importante. Les valeurs élevées du champ électrique dans la zone de dérive permettent d'augmenter le niveau de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode.

Au vu de ces résultats, on constate que l'optimisation de ces structures n'est pas aussi simple que le préconise la seule théorie de Read. Une telle procédure s'avère même très délicate lorsqu'on prend en compte tous les phénomènes physiques complexes inhérents au fonctionnement de ce type de composant. A titre d'exemple, les figures 2.36, 2.37, illustrent que, pour des variations de l'ordre de 10% des paramètres définissant le profil de concentration en impuretés, les distributions spatiales du champ électrique sont fortement modifiées et par voie de conséquence, les performances hyperfréquences. Il en découle une très faible tolérance sur la valeur des paramètres définissant le

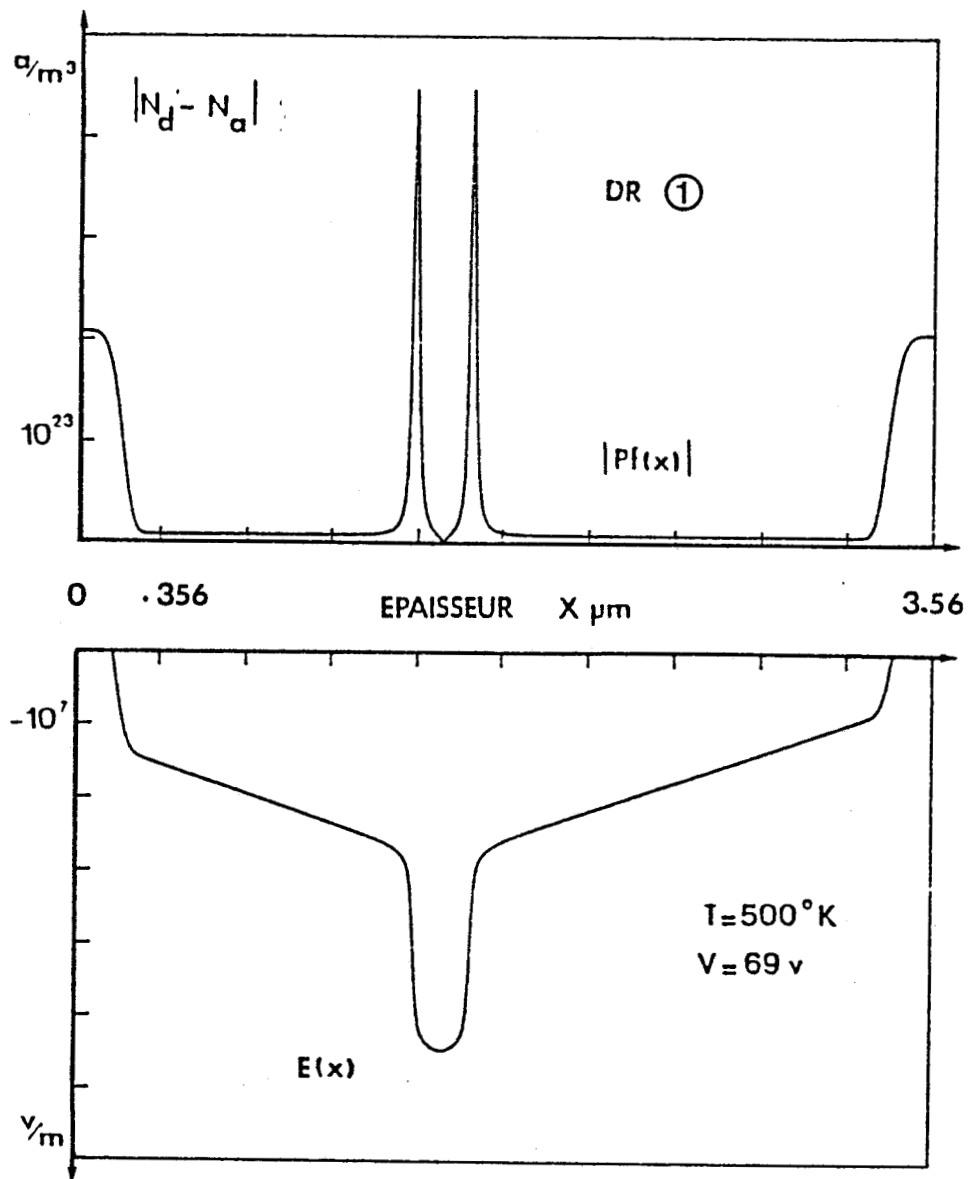


Figure 2.38 : Profil de concentration en impuretés et distribution spatiale du champ électrique statique correspondant.

profil de dopage de ces structures. Cette tolérance est cependant compatible avec les techniques d'épitaxie MOCVD ou MBE, mais implique une parfaite maîtrise de la croissance des couches.

Nous allons maintenant nous intéresser aux structures à deux zones de dérive et aux phénomènes physiques intervenant dans leur fonctionnement. Nous envisagerons ensuite, pour toutes les structures, les conséquences de la prise en compte autocohérente des effets thermiques.

## **2.6 Analyse et interprétation du fonctionnement des diodes à deux zones de dérive à profil différencié en bande Ku**

### **2.6.1 Diodes à deux zones de dérive du type "Double Read"**

Cette étude s'inscrit également dans le cadre de notre collaboration avec THOMSON DAG en vue de définir les composants et les conditions de fonctionnement optimaux pour la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à haut rendement en bande Ku.

Les structures à deux zones de dérive que nous avons envisagées dans un premier temps, présentent un profil de dopage de type Read de part et d'autre de la jonction PN. L'épaisseur de la zone d'avalanche de ces diodes est sensiblement double de celle des structures de type SDR de l'étude précédente. En conséquence, les valeurs du champ électrique dans la zone d'avalanche sont beaucoup plus faibles. Ainsi le problème concernant la valeur de la vitesse limite des électrons dans l'AsGa à 200°C se pose avec beaucoup moins d'acuité. Une comparaison théorie-expérience des performances obtenues avec des structures dont le profil de dopage est directement inspiré de celui des composants réalisés par THOMSON DAG, devait donc être beaucoup plus simple.

Nous avons donc adopté une méthodologie semblable à celle utilisée dans l'étude précédente, mais nous avons été ici confrontés à un problème différent : les résultats expérimentaux ne se sont pas avérés concluants. En effet, en caractérisant les diodes tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel, nous avons constaté les phénomènes suivants :

- les diodes ne fonctionnent correctement que pour des valeurs très faibles du courant de polarisation et les performances hyperfréquences correspondantes sont logiquement faibles. Pour des valeurs supérieures du courant, la puissance de sortie présente un phénomène de saturation marqué.



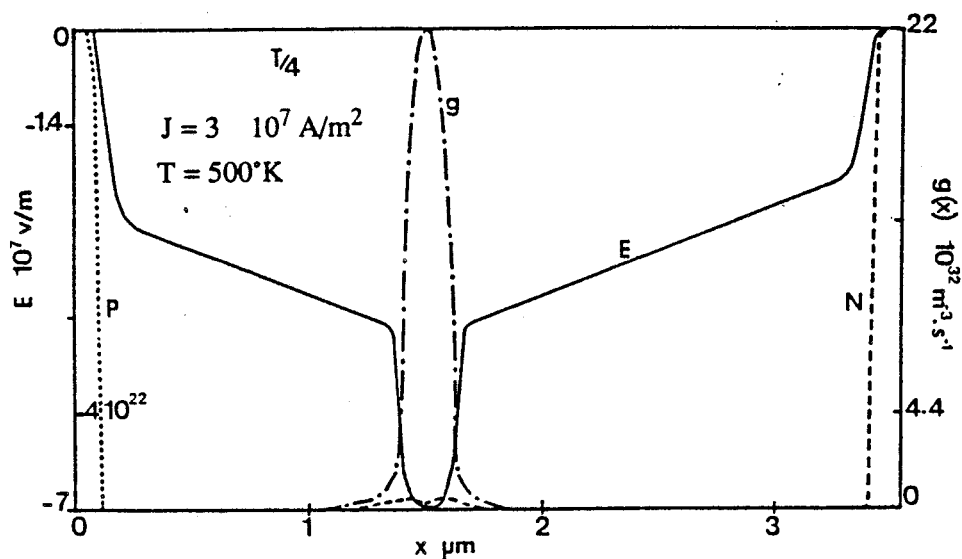


Figure 2.39 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/4$ .

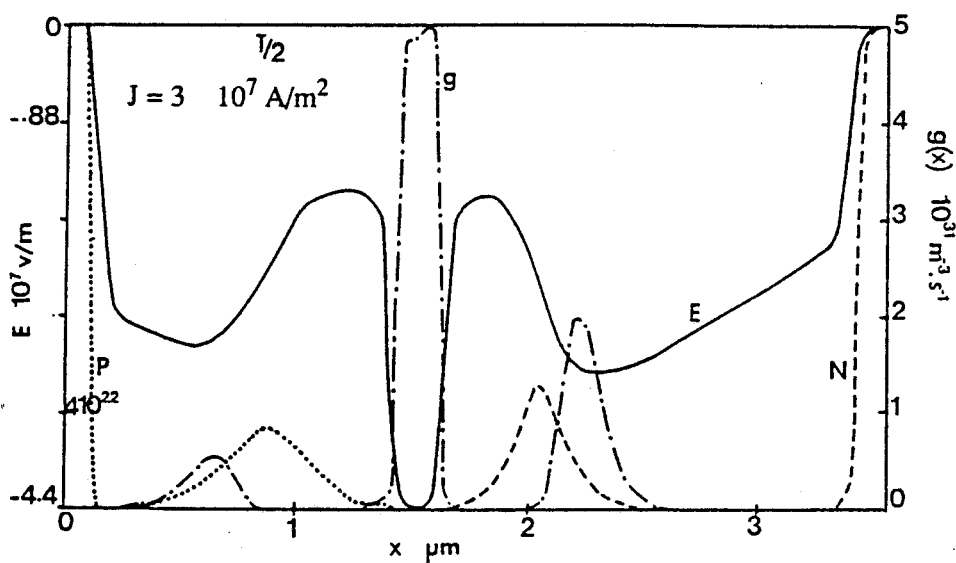
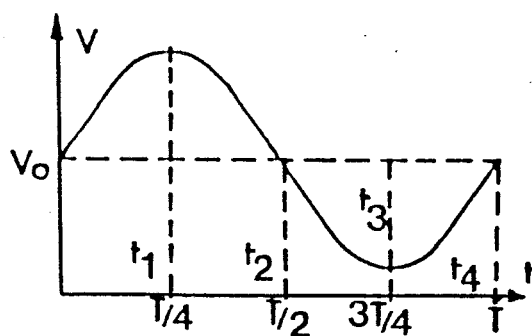


Figure 2.40 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/2$ .



- La tension continue aux bornes de la diode augmente très rapidement avec le courant de polarisation ce qui conduit à une destruction thermique du composant à forte densité de courant.
- Les diodes présentent une très forte sensibilité aux accords du circuit pouvant conduire facilement à leur destruction. Ceci semble indiquer un fonctionnement peu stable.

Au vu de ces résultats expérimentaux, nous avons donc cherché à analyser le comportement de ces diodes afin d'expliquer les faibles performances obtenues.

En premier lieu, nous avons considéré une structure dont le profil de concentration en impuretés et la distribution spatiale du champ électrique statique correspondant sont présentés figure 2.38.

Dans ces simulations, il apparaît que ce type de diode a un fonctionnement très critique et les limitations de temps de calculs sont ici un nouveau handicap. En effet, il convient de rappeler qu'à 14 GHz nous sommes à la limite d'utilisation de notre modèle compte tenu de la technologie de l'ordinateur utilisé. De plus, les temps de calculs nécessaires à la simulation d'une période de la tension appliquée pour les composants à deux zones de dérive sont sensiblement doubles de ceux requis pour les diodes à zone de transit unique. En conséquence, l'obtention d'une forme d'onde terminale stable pour une densité de courant donnée devra se faire en moins de huit périodes du signal hyperfréquence appliqué aux bornes de la structure.

Nous commencerons par analyser les évolutions spatiales des densités de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à différents instants de la période et pour deux points de polarisation. Sur les figures 2.39, 2.40, 2.41 et 2.42 nous pouvons constater que la structure est soumise à une forte réaction de charge d'espace. Cet effet est beaucoup plus marqué du côté N. En outre, la collection des trous commence avant les trois quarts de la période, leur transit n'est donc pas optimal et de plus cette collection prématurée provoque une brusque augmentation du champ électrique en zone N.

Pour une densité de courant de polarisation plus élevée, les figures 2.43, 2.44, 2.45 et 2.46 montrent que le phénomène de réaction de charge d'espace est beaucoup plus important que dans le cas précédent. Les paquets de porteurs, surtout ceux de type N, présentent l'allure de couches d'accumulation qui s'apparentent à celles que l'on peut observer dans le fonctionnement des diodes Gunn (figures 2.44 et 2.45). Ils créent ainsi de véritables domaines de champ électrique qui peuvent conduire à un phénomène d'ionisation en zone de transit comme l'illustre l'évolution spatiale du taux

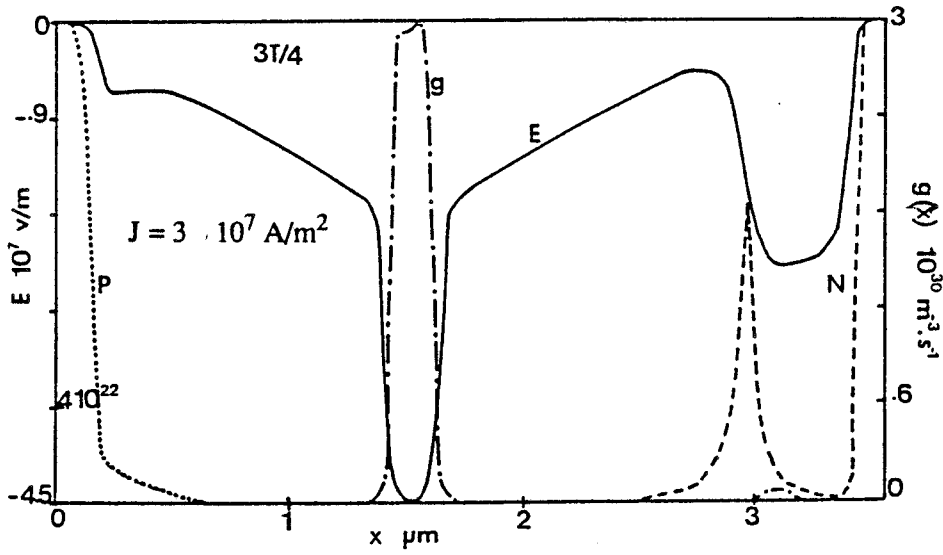


Figure 2.41 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = 3T/4$ .

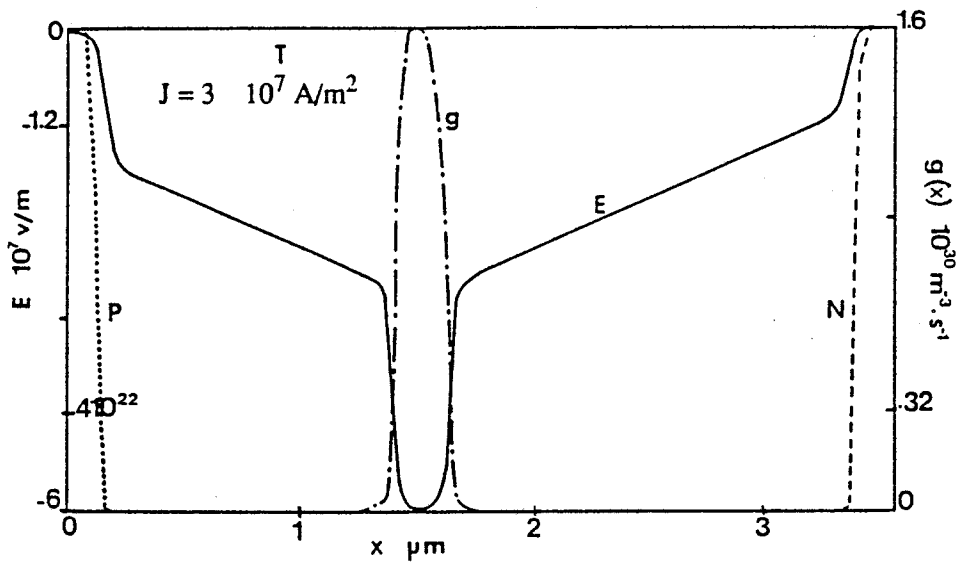


Figure 2.42 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T$ .

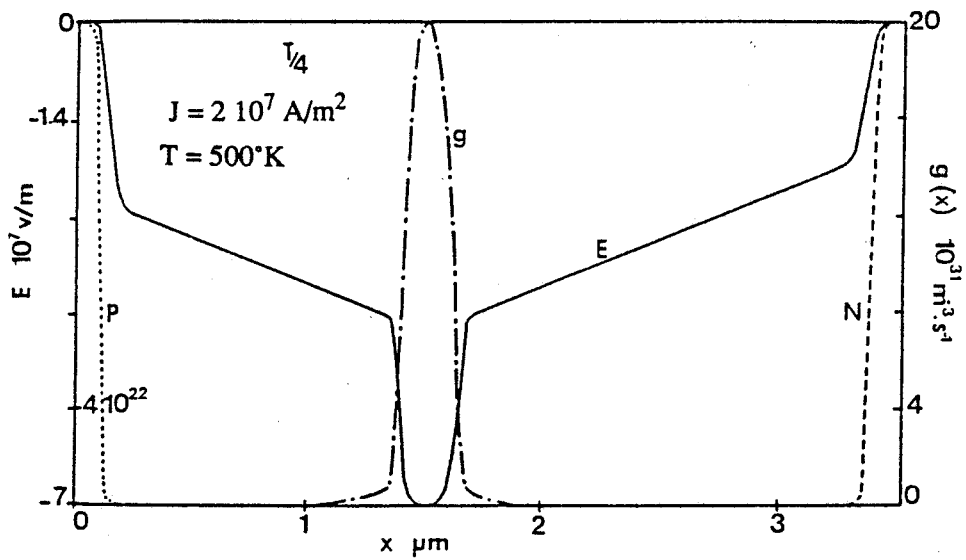


Figure 2.43 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/4$ .

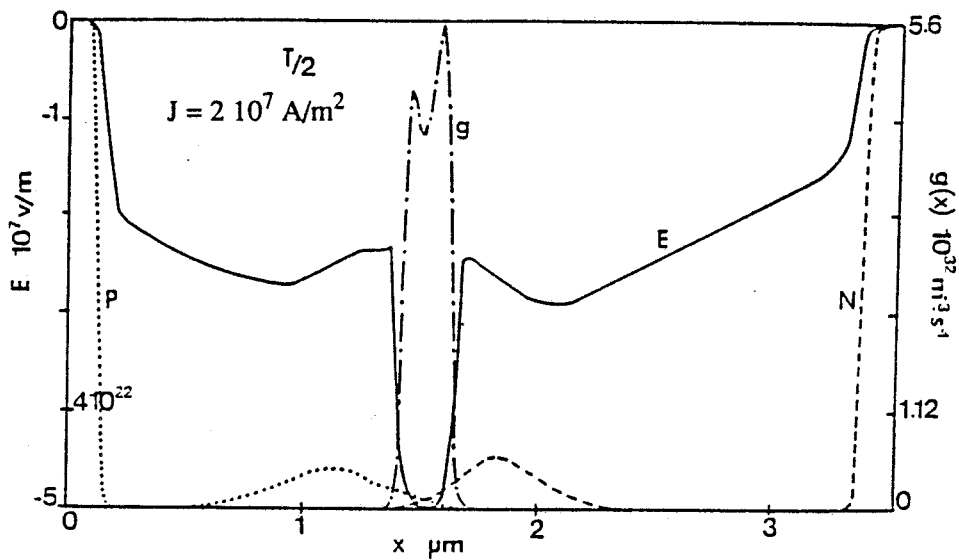


Figure 2.44 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/2$ .

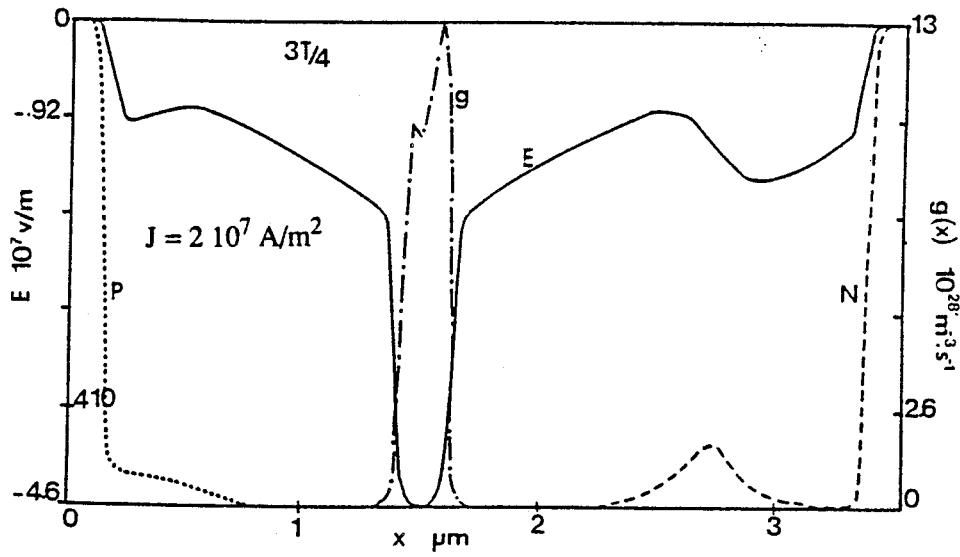


Figure 2.45 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = 3T/4$ .

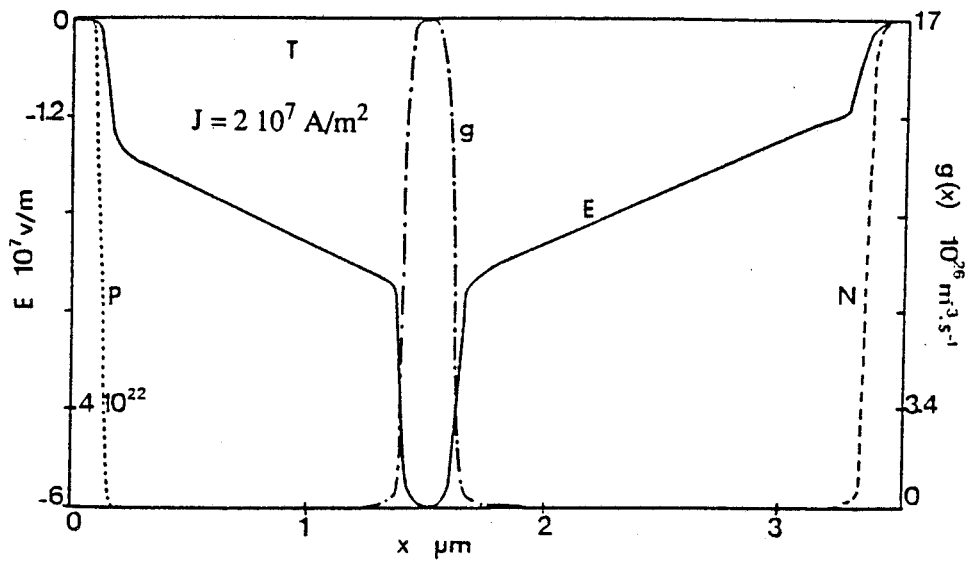


Figure 2.46 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T$ .

de génération à la demi-période du signal hyperfréquence.

Pour les deux valeurs de densité de courant considérées, les évolutions spatiales de la résistance négative et de la puissance cumulée de contact  $P^+$  au contact  $N^+$  (figure 2.47) confirment la très forte réaction de charge d'espace qui existe dans cette structure.

Du point de vue du fonctionnement des diodes, on constate que :

- pour des densités de courant élevées ( $4 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$  pour  $S = 10^{-8} \text{ m}^2$ ) non réalisables physiquement, nous obtenons des simulations stables pour lesquelles il apparaît un phénomène d'ionisation dans la zone de transit qui rééquilibre les collections des électrons et des trous ;
- pour des densités de courant plus faibles, correspondant aux valeurs expérimentales typiques, le fonctionnement des diodes devient instable.

Les deux zones N et P se comportent sensiblement comme deux diodes montées en série, oscillant à des fréquences différentes à cause du décalage temporel entre la collection de chaque type de porteurs. Nous présentons figure 2.48 l'évolution temporelle typique de la densité de courant moyenne obtenue dans les simulations pour une tension de polarisation donnée. Le fonctionnement des diodes devient instable dès que la densité de courant devient inférieure à  $J_{\text{critique}} \approx 2,5 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$  pour une section de  $10^{-8} \text{ m}^2$ . Ceci correspond sensiblement à la valeur de la densité de courant pour laquelle on observe une disparition du phénomène d'ionisation dans la zone de transit.

Compte tenu de ces observations et des résultats obtenus, nous avons envisagé dans un deuxième temps, pour les simulations, une nouvelle structure de type "Double Read" en construisant le profil de concentration en impuretés de façon à équilibrer le transit des deux types de porteurs. Ceci conduit à des structures pour lesquelles les deux zones sont presque symétriques et dont le profil de dopage respectif est du type "SDR", sensiblement identique à celui de la diode SDR confinée considérée dans le paragraphe précédent. Ce profil et la distribution spatiale du champ électrique statique associée sont donnés figure 2.49. Cette structure, confinée de chaque côté de la jonction, présente une épaisseur de zone d'avalanche d'environ  $0,3 \mu\text{m}$ . Les plans de dopage  $N^+$  et  $P^+$  et les zones de dérive sont parfaitement symétriques.

Pour cette structure nous obtenons un fonctionnement stable et tout à fait classique. Les tensions continues moyennes sont relativement élevées et s'échelonnent de 86 V à 90 V pour la plage de courant et l'amplitude de la tension sinusoïdale considérées. Nous présentons figure 2.50 les

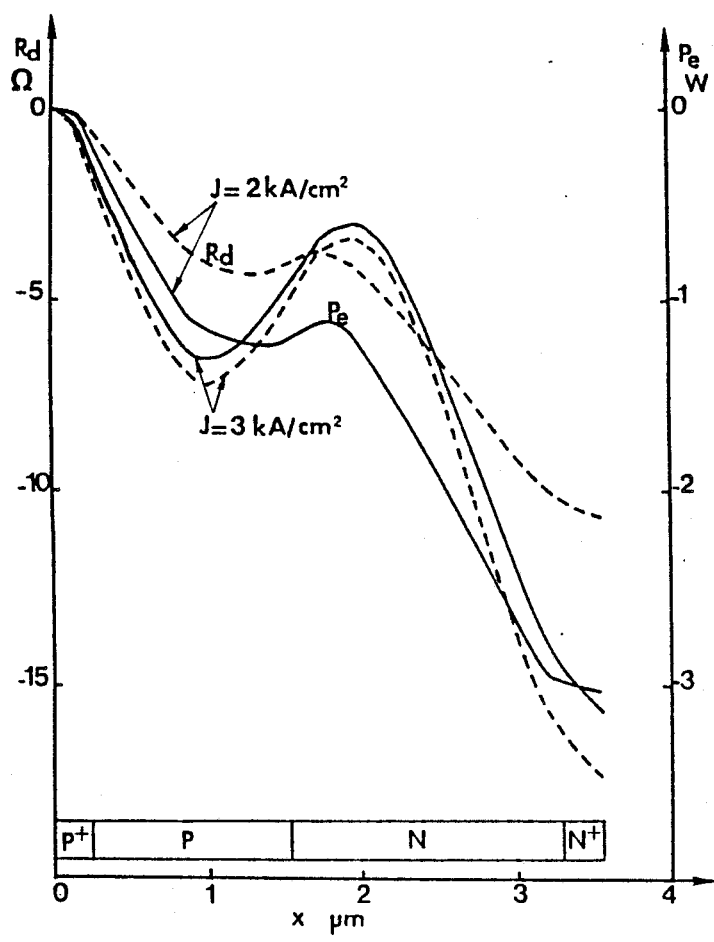


Figure 2.47 : Evolutions spatiales de la résistance négative et de la puissance hyperfréquence cumulée pour deux densités de courant.

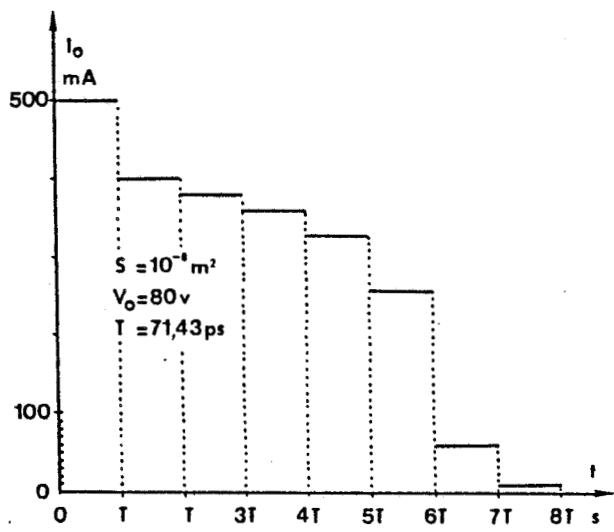


Figure 2.48 : Evolution temporelle typique de la densité de courant moyenne pour une tension de polarisation donnée.

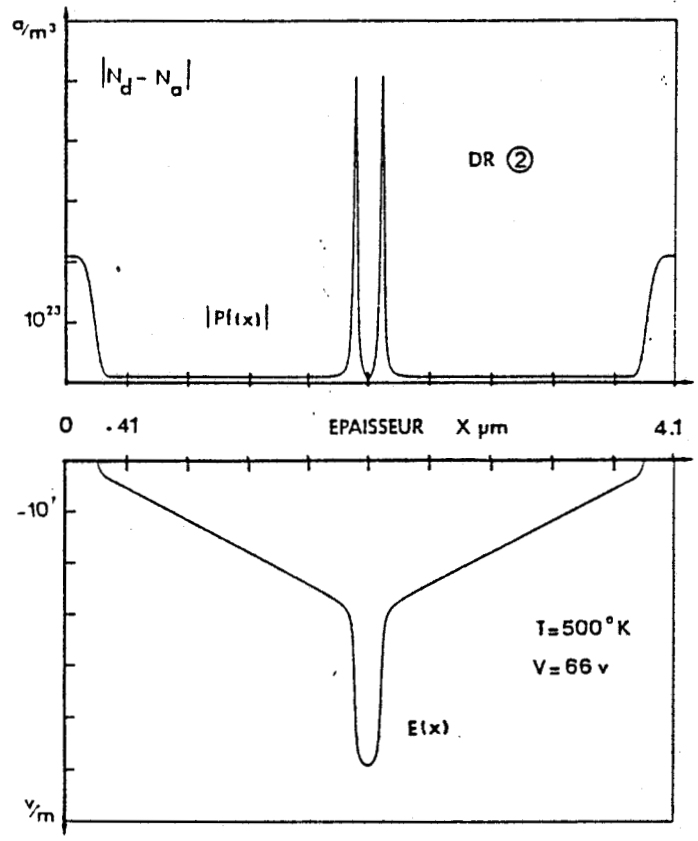


Figure 2.49 : Profil de concentration en impuretés et distribution spatiale du champ électrique statique correspondant. Nouvelle structure de type DR(2)

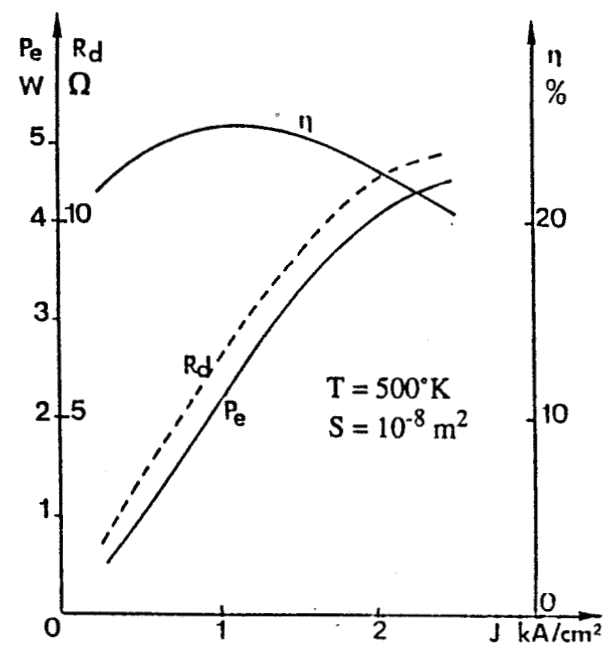


Figure 2.50 : Performances hyperfréquences théoriques en fonction de la densité de courant de polarisation.



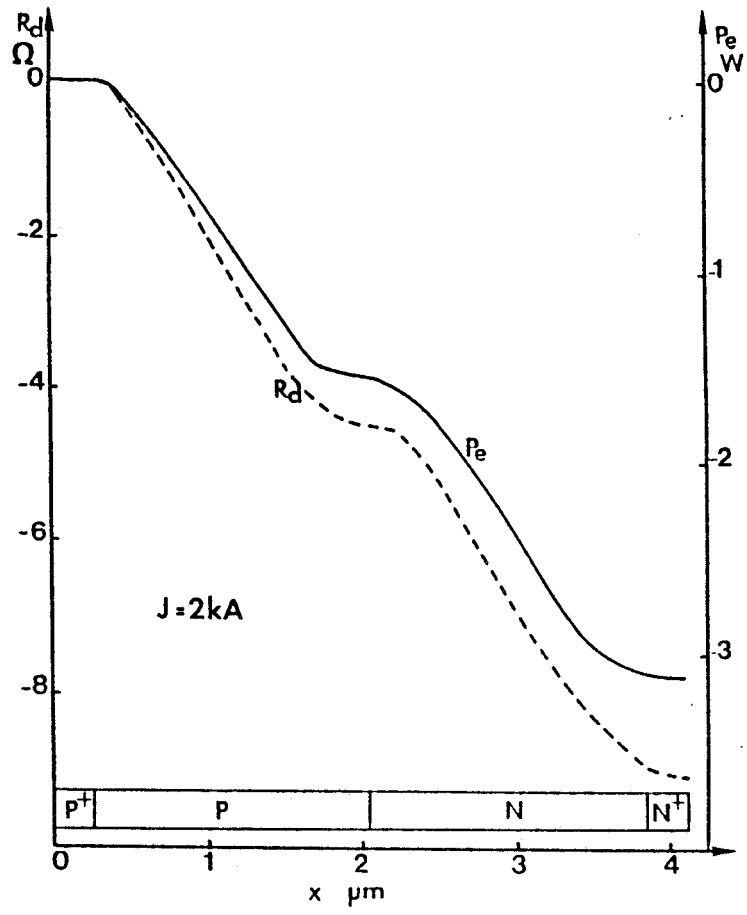


Figure 2.51 : Evolutions spatiales de la résistance négative et de la puissance hyperfréquence cumulée.

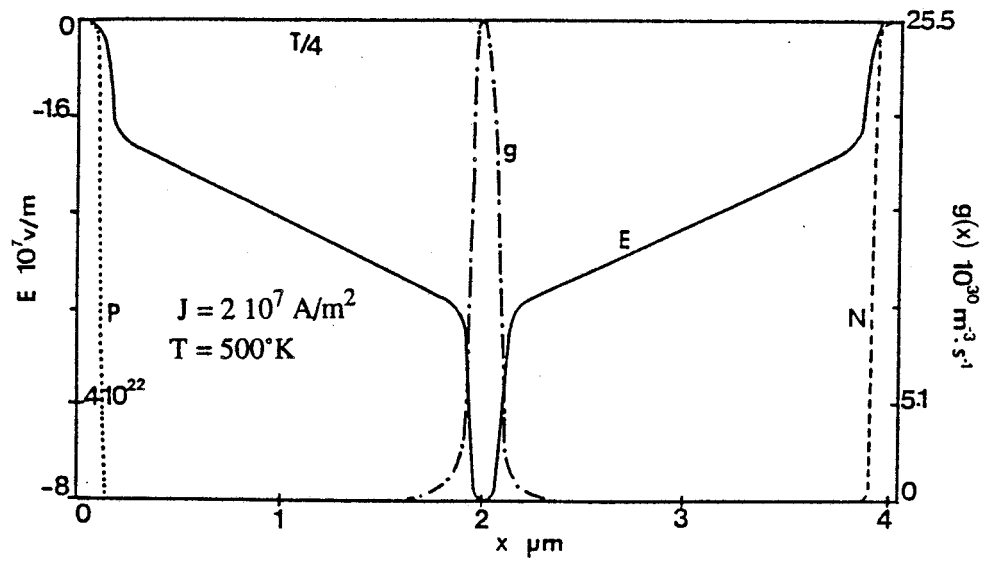


Figure 2.52 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/4$ .

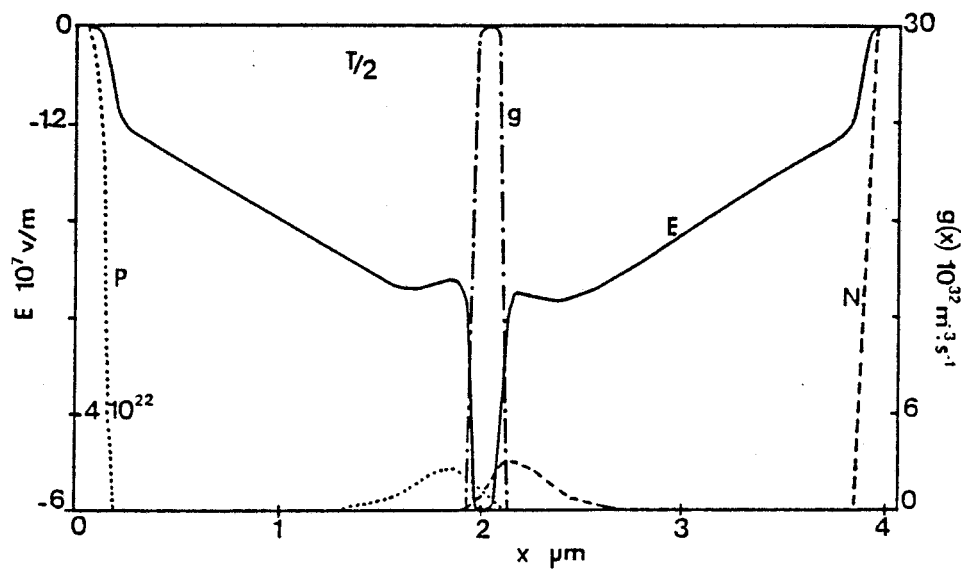
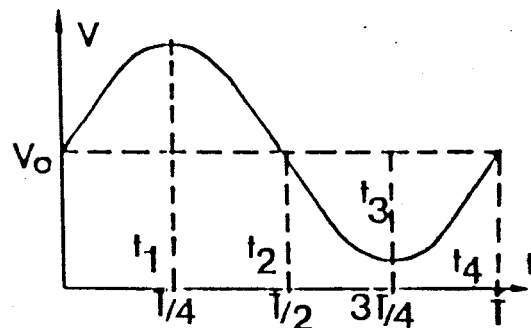
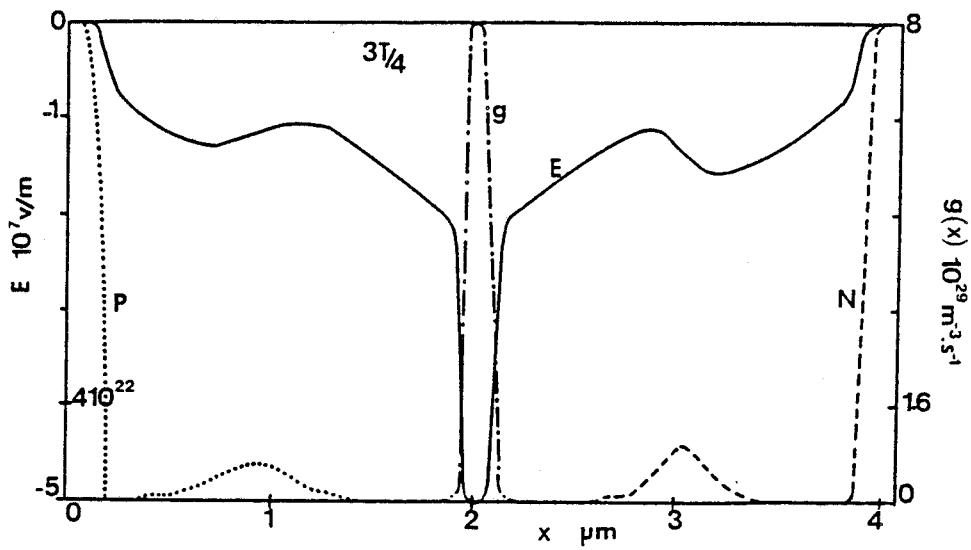
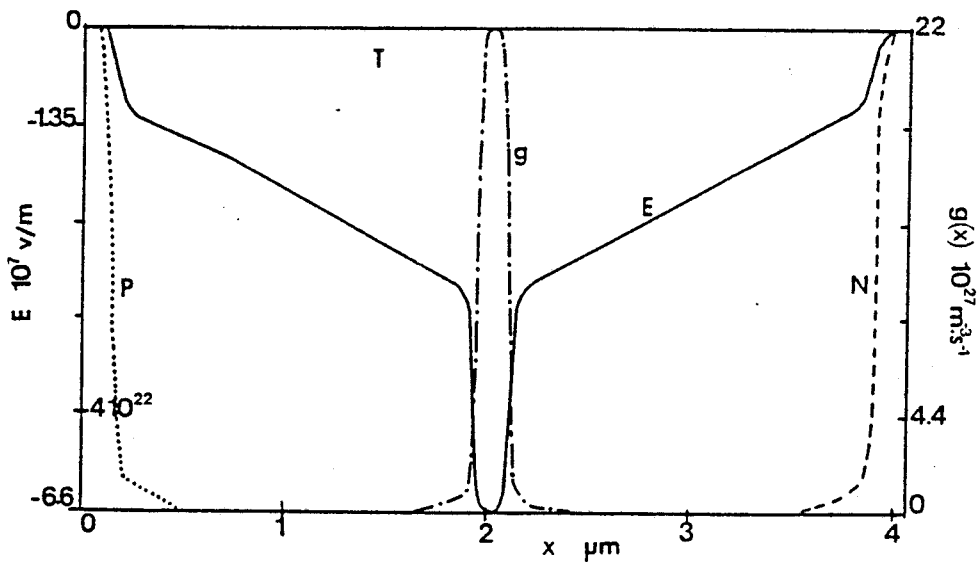


Figure 2.53 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/2$ .





**Figure 2.54 :** Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = 3T/4$ .



**Figure 2.55 :** Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T$ .

performances hyperfréquences théoriques obtenues en fonction de la densité de courant de polarisation. La figure 2.51 illustre les évolutions spatiales de la résistance négative et de la puissance cumulée du contact P<sup>+</sup> au contact N<sup>+</sup> qui montrent l'absence de perte dans la zone d'avalanche ce qui confirme que le phénomène de réaction de charge d'espace n'est plus prépondérant.

Les évolutions spatiales des densités de porteurs libres et du champ électrique dans la structure à différents instants de la période du signal hyperfréquence sont données figures 2.52 à 2.55. On peut remarquer que les zones de dérive sont un petit peu trop épaisses puisqu'à la fin de la période les porteurs libres ne sont pas complètement collectés. Les paquets d'électrons et de trous en transit sont beaucoup moins marqués et modifient peu les distributions spatiales du champ électrique sauf à l'instant où la tension appliquée aux bornes de la diode est minimale (3T/4). Ceci explique que la réaction de charge d'espace ne soit pas significative dans cette structure. Nous envisageons dans le paragraphe suivant une structure à deux zones de dérive du type "Hybride Double Read".

## 2.6.2 Diodes à deux zones de dérive du type "Hybride Double Read"

Le profil de concentration en impuretés et la distribution du champ électrique statique de la structure considérée sont donnés figure 2.56. Cette diode largement confinée de part et d'autre de la jonction, présente une zone d'avalanche d'épaisseur importante (environ 0,7  $\mu\text{m}$ ) qui sera modulée par la tension hyperfréquence aux bornes de la diode. Cette modulation joue un rôle fondamental dans la forme que prennent les paquets de porteurs au cours de leur transit dans la structure. A ce titre, nous présentons sur les figures 2.57, 2.58, 2.59 et 2.60 les évolutions spatiales de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à différents instants du signal appliqué aux bornes de la diode. On peut constater que les porteurs présentent une distribution spatiale beaucoup plus étalée que dans le fonctionnement des diodes à zone d'avalanche figée précédemment considérées. Cette distribution de porteurs libres a une allure sensiblement rectangulaire plus conforme à la théorie simplifiée de Read. Ceci est dû à la délocalisation de la zone d'avalanche qui s'étend fortement du côté de la zone P au maximum de la tension appliquée. L'écoulement des porteurs est donc presque continu au cours de la période. En conséquence, la collection prématurée des trous n'induit plus d'instabilité dans le fonctionnement.

Nous présentons sur la figure 2.61 les principales performances hyperfréquences théoriques obtenues. Signalons que le profil de concentration en impuretés étudié n'a pas été totalement optimisé.

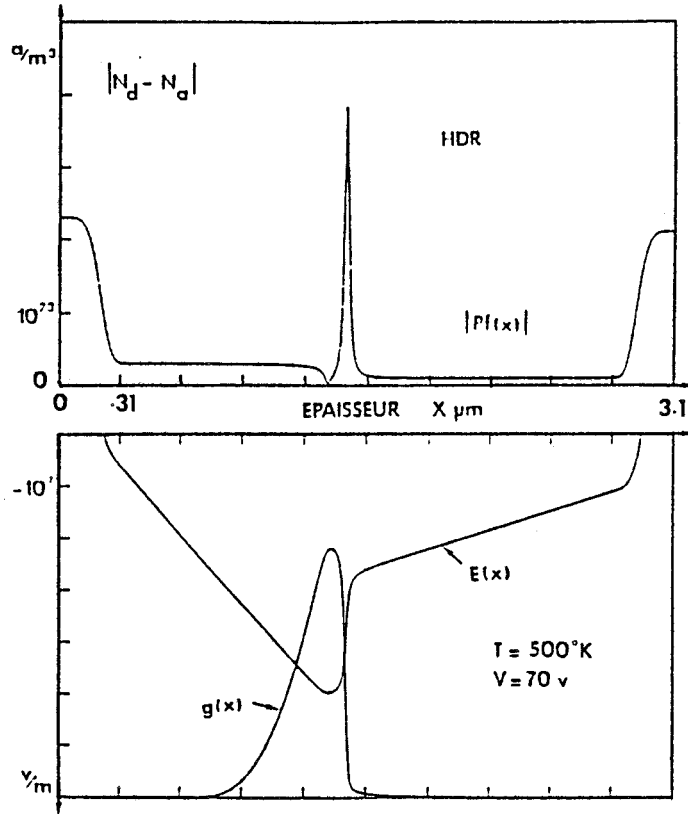


Figure 2.56 : Profil de concentration en impuretés et distribution spatiale du champ électrique statique correspondant. Structure de type HDR.

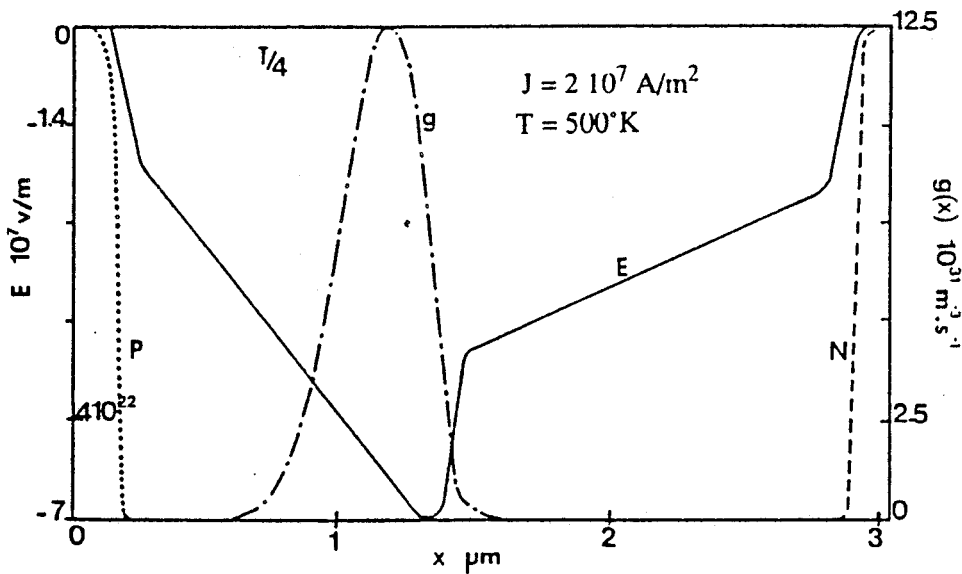


Figure 2.57 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/4$ .

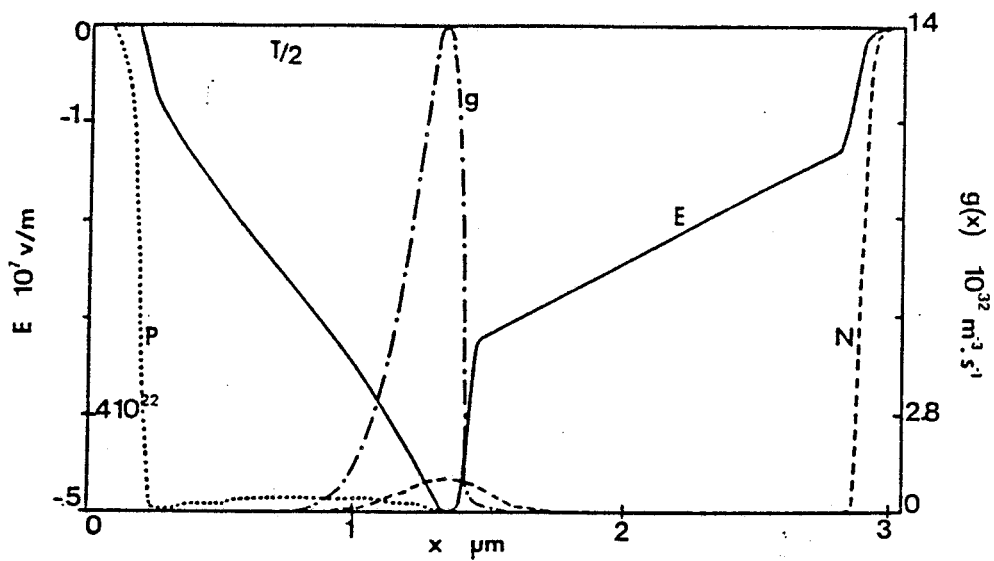


Figure 2.58 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T/2$ .

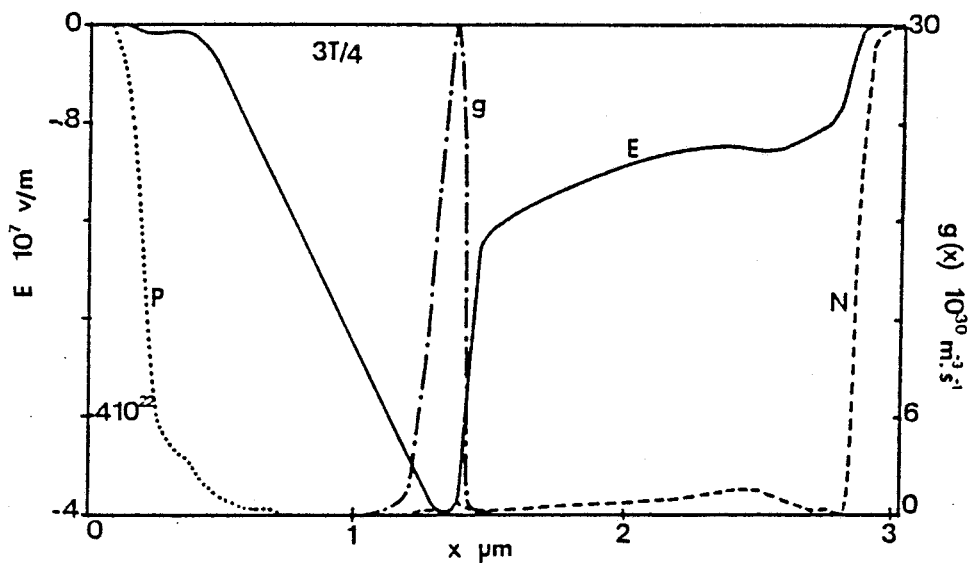


Figure 2.59 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = 3T/4$ .

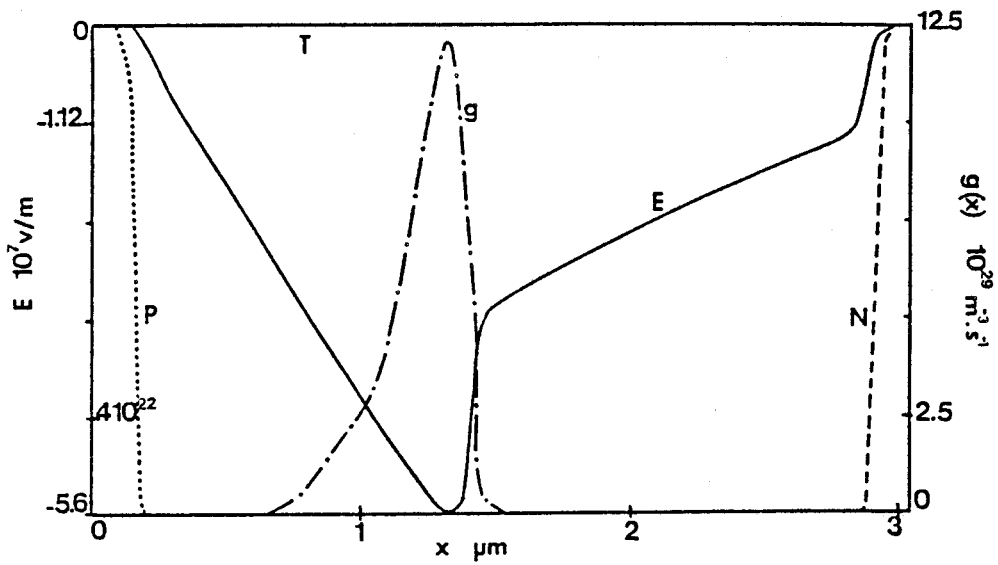


Figure 2.60 : Evolution spatiale de la densité de porteurs libres, du champ électrique et du taux de génération à  $t = T$ .

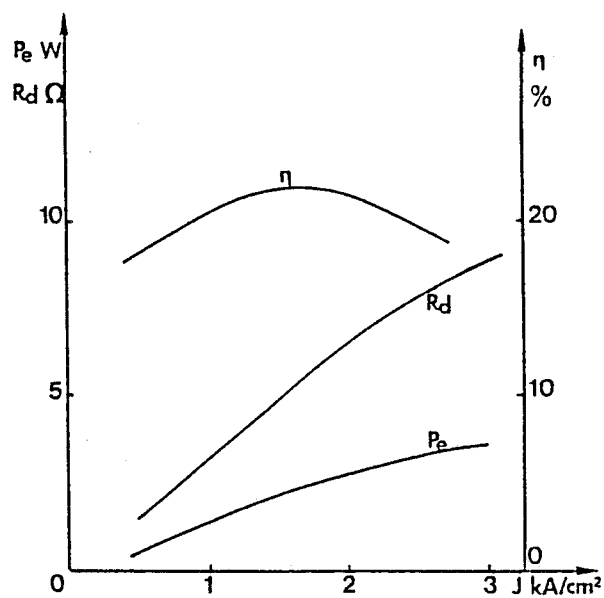


Figure 2.61 : Performances hyperfréquences théoriques obtenues.

Nous allons maintenant comparer les performances hyperfréquences potentielles des trois types de structures dont nous avons analysé le fonctionnement, en prenant en compte de façon autocohérente les limitations introduites par les effets thermiques et le circuit de charge.

### 2.6.3 Prise en compte des effets thermiques et comparaison autoconsistante des différentes structures

Nous venons d'analyser les phénomènes physiques complexes inhérents au fonctionnement de structures A.T.T. de type SDR, DR ou HDR. Nous nous intéressons maintenant à une comparaison consistante de leurs performances tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel afin de déterminer la ou les structures les plus adaptées pour chaque type de régime de fonctionnement.

Quelles que soient les structures considérées, les performances hyperfréquences sont fortement liées à la température maximale de jonction autorisée, et au type de circuit de charge utilisé. Pour obtenir des résultats consistants, il faut lier l'augmentation de la température de jonction à la résistance thermique et à la puissance dissipée dans le composant. Rappelons que notre modèle traite des composants de type "méssa" et que, pour ces diodes, la résistance thermique (contribution majeure de la résistance de constriction) suit une loi proche de :

$$R_{th} = \alpha \frac{k}{\sqrt{S}}$$

- où
- S est normalisée par rapport à  $10^{-8} \text{ m}^2$
  - k dépend essentiellement de la nature du dissipateur thermique
  - $\alpha$  est un coefficient sans dimension qui permet d'approximer la résistance thermique en régime impulsionnel
  - $\alpha = 1$  en régime d'oscillations continues,  $\alpha < 1$  en régime impulsionnel.

Cette loi est valable en première approximation tant que l'hypothèse du cône de flux thermique à  $45^\circ$  est justifiée. Ceci signifie qu'en régime impulsionnel, les impulsions doivent présenter une largeur telle que la chaleur ait le temps de diffuser profondément dans le radiateur pendant la durée de l'impulsion.

Pour une puissance dissipée  $P_d^*$  exprimée en  $\text{W}/10^{-8} \text{ m}^2$ , l'élévation de température de la jonction est donnée par :

$$\Delta T_j = T_j - T_a = P_d^* \cdot S \cdot R_{th} = k \alpha P_d^* \sqrt{S} \quad (2-1)$$



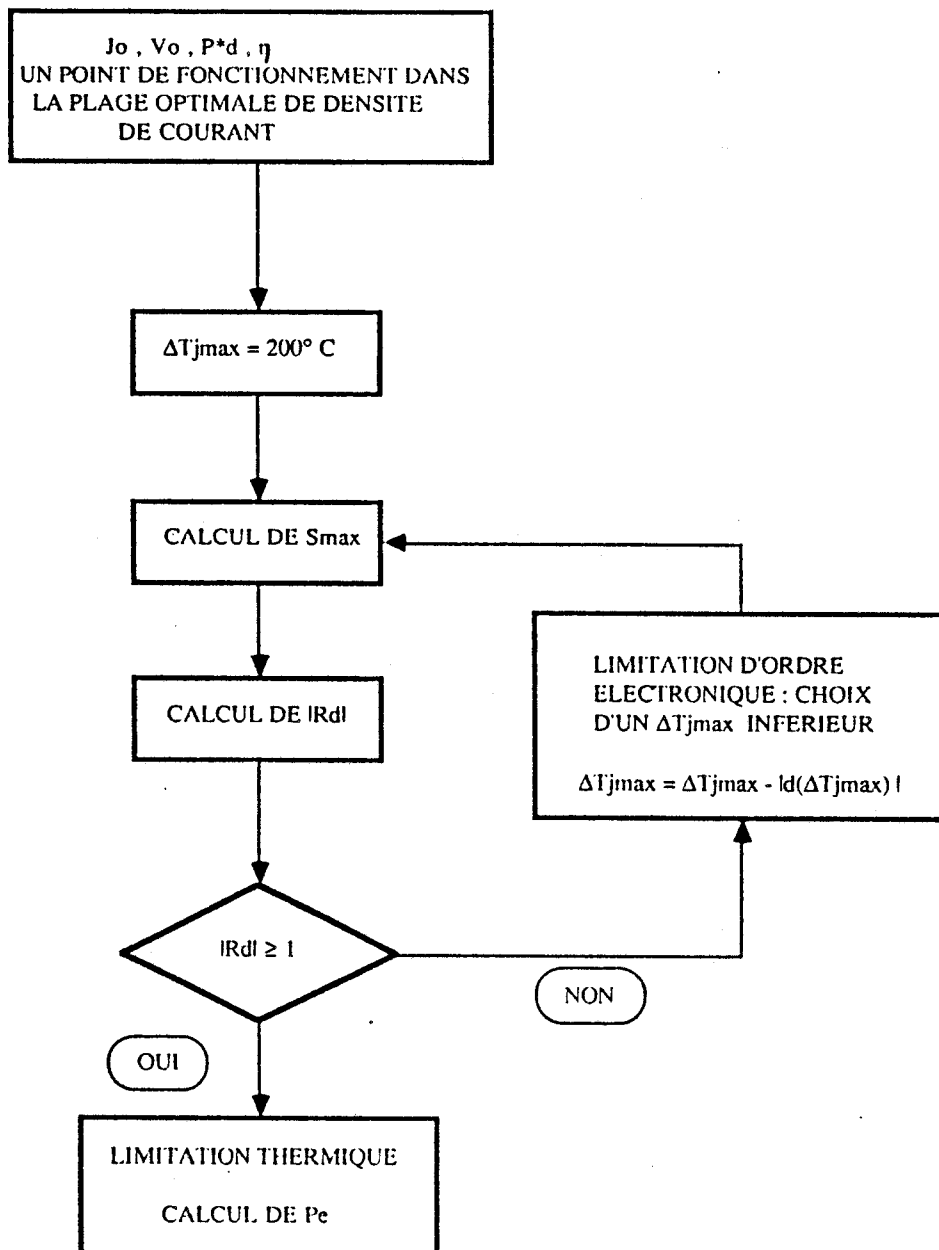


Figure 2.62 : Méthodologie de la prise en compte des effets thermiques.

avec  $T_j$  température de jonction et  $T_a$  température ambiante.

Nous avons élaboré un logiciel spécifique qui résoud l'équation de la chaleur à une dimension dans le composant et nous permet de déterminer la résistance thermique transitoire en fin d'impulsion en régime d'impulsions courtes et à faible taux de répétition, ou la résistance thermique en régime établi dans le cas d'impulsions plus longues et pour des taux de répétition plus importants. Ce logiciel nous permet donc d'exprimer la résistance thermique en régime impulsif par rapport à celle calculée en régime d'oscillations continues grâce au coefficient  $\alpha$ , c'est-à-dire :

$$R_{th\text{ pulsé}} = \alpha R_{th\text{ continu}} \quad \text{avec } \alpha < 1$$

Pour chaque valeur de  $P_d^*$  considérée, et donc pour chaque point de fonctionnement théorique  $(J_0, V_0)$ , nous calculons la valeur maximale de la section du composant qui permet de maintenir la température de la jonction à la valeur maximale tolérée. D'où il vient d'après l'équation (2-1) :

$$S_{\max} = \frac{(\Delta T_{j\max})^2}{\alpha^2 k^2 P_d^{*2}}$$

A 14 GHz, les circuits de charge généralement considérés imposent une résistance minimale adaptable (sans introduction de pertes significatives) d'environ  $1 \Omega$ . Pour exploiter nos résultats théoriques de façon consistante, il est donc important d'assurer un compromis entre la résistance minimale adaptable ( $|R_d| = 1 \Omega$ ) et l'élévation de la température de jonction  $\Delta T_{j\max}$  liée au courant de polarisation. Pour des raisons de fiabilité,  $\Delta T_{j\max}$  ne peut pas être supérieure à  $200^\circ\text{C}$ . Il nous faut donc prendre en compte à ce niveau la double contrainte :  $\Delta T_{j\max} \leq 200^\circ\text{C}$  et  $|R_d| \geq 1 \Omega$ . En outre, au vu des évolutions de la puissance hyperfréquence, du rendement de conversion et de la résistance négative en fonction de la densité de courant de polarisation pour chacune des structures, nous imposons les valeurs de la densité de courant situées dans la plage de valeurs sensiblement optimales ( $P_e$ ,  $\eta$  et  $R_d$  élevées).

Notre méthodologie est schématisée par l'organigramme donné figure 2.62. Les figures 2.63 à 2.68 illustrent les évolutions typiques de  $S_{\max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{j\max} = 200^\circ\text{C}$ . Ces résultats correspondent aux performances en régime d'oscillations continues pour les trois structures précédemment étudiées et montées successivement sur un dissipateur en cuivre ( $k = 2,2 \cdot 10^{-3}$  pour S exprimée en  $\text{m}^2$ ) et sur un dissipateur en diamant IIA ( $k = 1,3 \cdot 10^{-3}$  pour S exprimée en  $\text{m}^2$ ). Les valeurs de la section, de la puissance et de la densité de

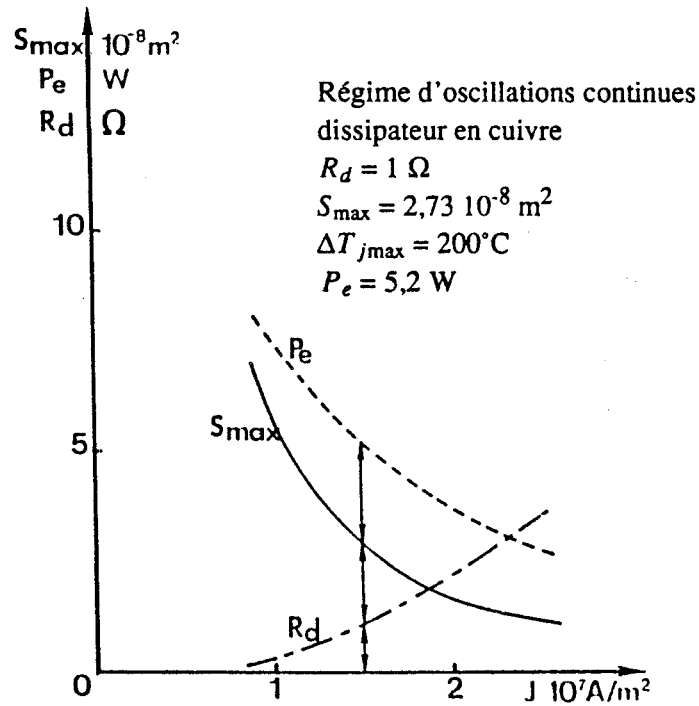


Figure 2.63 : Evolutions typiques de  $S_{max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{jmax} = 200^\circ\text{C}$ .  
Structure SDR - dissipateur en cuivre

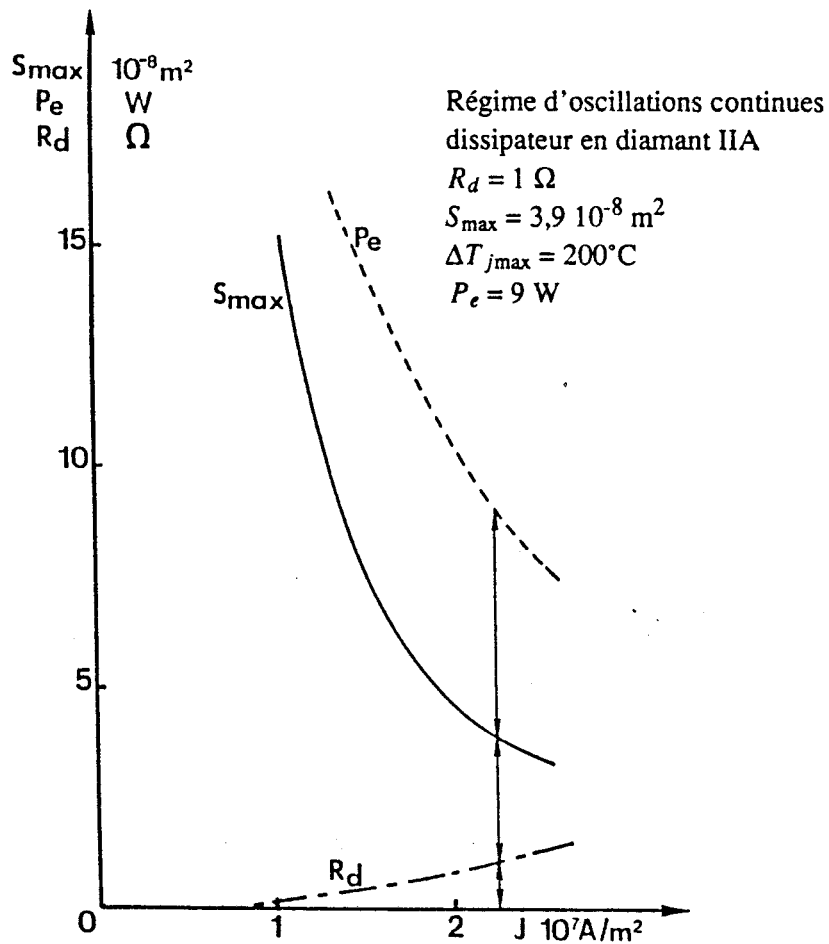


Figure 2.64 : Evolutions typiques de  $S_{max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{jmax} = 200^\circ\text{C}$ .  
Structure SDR - dissipateur en diamant IIA.

courant de polarisation obtenues pour  $|Rd| = 1 \Omega$ , sont signalées sur chaque figure. Notons que pour ces trois structures la limitation thermique est prépondérante en régime d'oscillations continues.

Nous avons également envisagé le cas du régime impulsionnel de largeur d'impulsion  $\theta = 1 \mu s$  et de taux de répétition  $\tau = 1/4$  ou  $1/5$  (figure 2.69). Nous avons considéré quatre structures précédemment étudiées :

- la structure simple dérive notée SDR ① correspond au profil largement déconfiné fonctionnant en régime multifréquence (figure 2.11) ;
- la structure SDR ③ correspond à la structure de type SDR très confinée qui peut fonctionner en régime purement sinusoïdal (figure 2.30) ;
- la structure DR ② correspond au profil de dopage très confiné et parfaitement symétrique de part et d'autre de la jonction (figure 2.49) ;
- la structure HR correspond à la structure figure 2.56 également confinée du côté N et du côté P.

Nous résumons dans les tableaux suivants les différents résultats obtenus tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel pour chaque structure considérée, montée successivement sur un dissipateur en cuivre puis en diamant IIA.

### Régime d'oscillations continues

\* dissipateur en cuivre

TABLEAU I

Structures	$\Delta T_{jmax}$ (°C)	$I_0$ (A)	$V_0$ (V)	$S(10^{-8}m^2)$	Pe (W)	$\eta$ (%)	$R_{th}$ (°C/W)
Simple Dérive Structure ①	200	1,4	31	9	10	23	7,4
Simple Dérive Structure ③	200	0,41	50	2,73	5,2	25,5	13,3
Double Read Structure ②	200	0,3	87	4,6	6,35	24	10,25
Hybride Double Read	200	0,44	57	4,4	5	20	9,84

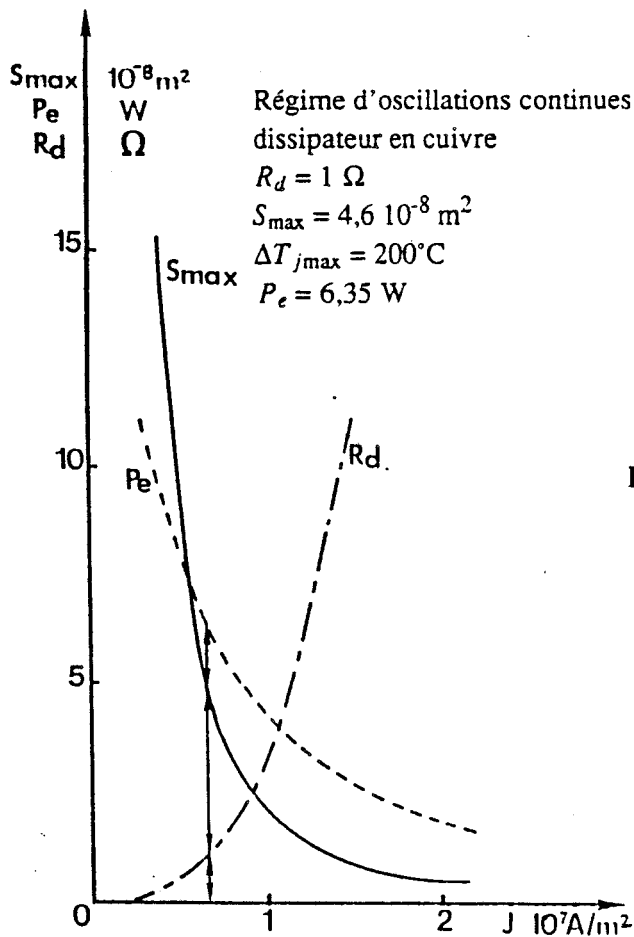


Figure 2.65 : Evolutions typiques de  $S_{\max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{j\max} = 200^\circ\text{C}$ . Structure DR - dissipateur en cuivre.

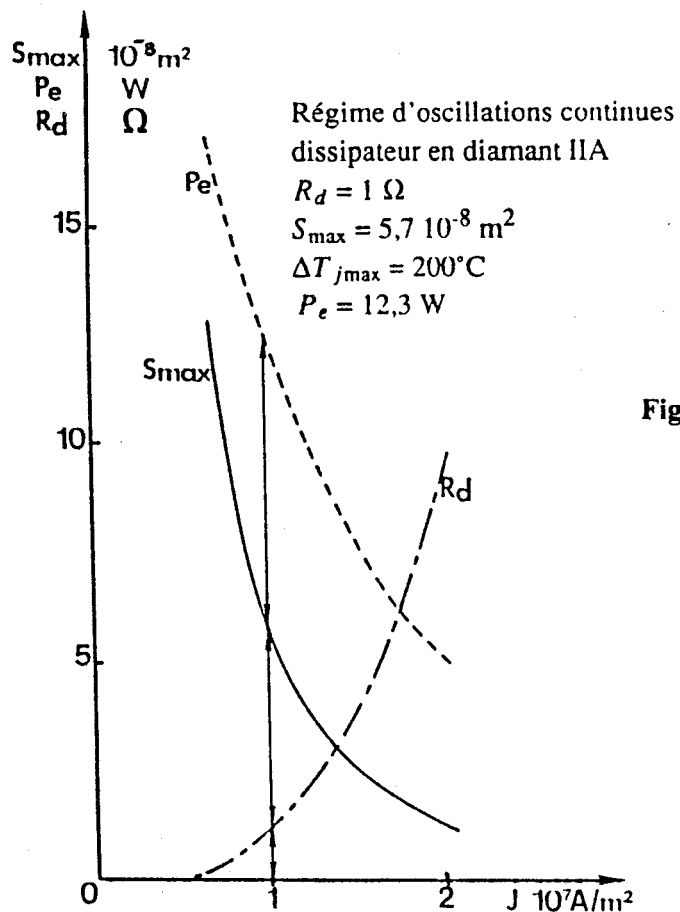


Figure 2.66 : Evolutions typiques de  $S_{\max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{j\max} = 200^\circ\text{C}$ . Structure DR - dissipateur en diamant IIA.

\* dissipateur en diamant IIA

TABLEAU II

Structures	$\Delta T_{jmax}$ (°C)	$I_0$ (A)	$V_0$ (V)	$S(10^{-8}m^2)$	Pe (W)	$\eta$ (%)	$R_{th}$ (°C/W)
SDR(1)	200	1,8	31	10	12,5	22,4	4
SDR(3)	200	0,85	45	3,9	9	23,5	6,6
DR(2)	200	0,57	86	5,7	12,3	25	5,45
HDR	200	0,67	63	4,7	10	21,5	6

**Régime impulsionnel**

\* dissipateur en cuivre

Largeur des impulsions  $\theta = 1 \mu s$  - Taux de répétition  $\tau = 1/4$

TABLEAU III

Structures	$\Delta T_{jmax}$ (°C)	$I_0$ (A)	$V_0$ (V)	$S(10^{-8}m^2)$	Pe (W)	$\eta$ (%)	$R_{th}$ (°C/W)
SDR(1)	200	2,4	31	11	15	20	3
SDR(3)	200	1,24	43	4	10	19	5
DR(2)	200	0,97	88	8,2	19	22,3	3,5
HDR	200	0,95	67	5,6	13	20,4	4,2

\* dissipateur en diamant IIA ( $\theta = 1 \mu s$   $\tau = 1/4$ )

TABLEAU IV

Structures	$\Delta T_{jmax}$ (°C)	$I_0$ (A)	$V_0$ (V)	$S(10^{-8}m^2)$	Pe (W)	$\eta$ (%)	$R_{th}$ (°C/W)
SDR(1)	82	1,8	30,4	9	12,6	23	1,95
SDR(1)	150	2,4	31,5	11	16	21	1,8
SDR(3)	100	0,98	44	3,5	7,35	17	3,1
DR(2)	200	1,6	89	10	35	24,6	1,85
HDR	180	1,8	65	8	22	19,2	2

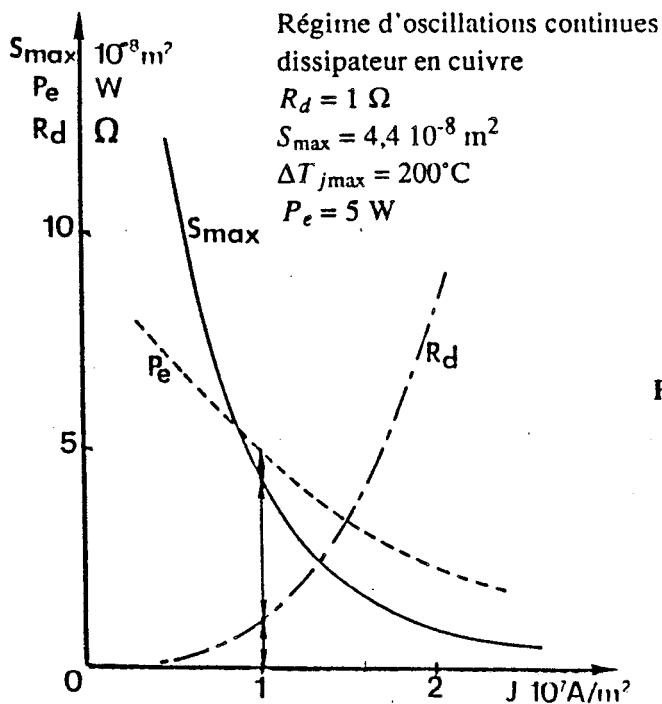


Figure 2.67 : Evolutions typiques de  $S_{max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{jmax} = 200^\circ\text{C}$ . Structure HDR - dissipateur en cuivre.

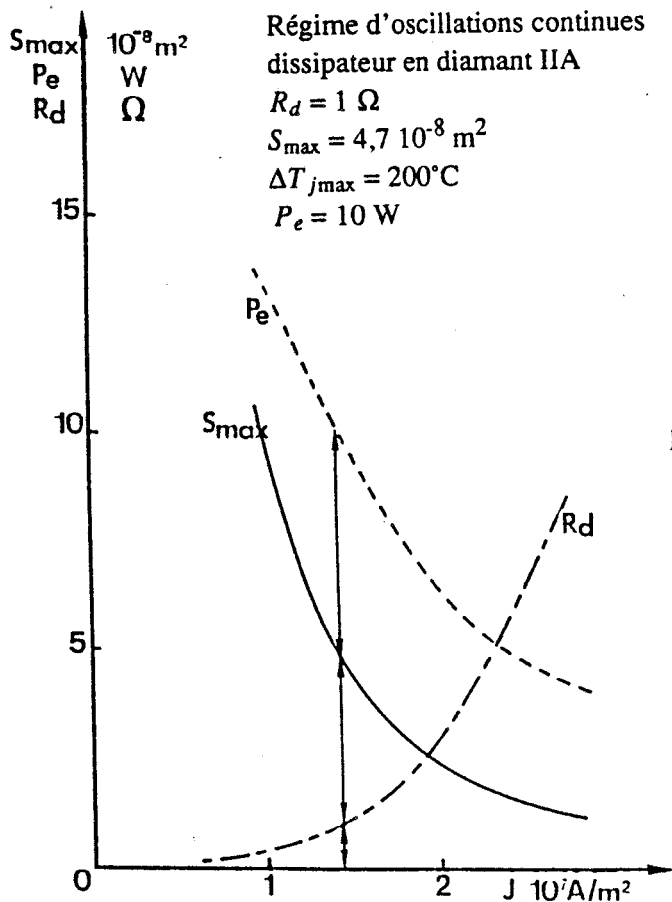


Figure 2.68 : Evolutions typiques de  $S_{max}$ ,  $|R_d|$  et  $|P_e|$  en fonction de la densité de courant obtenues en fixant  $\Delta T_{jmax} = 200^\circ\text{C}$ . Structure HDR - dissipateur en diamant IIA.

\* dissipateur en diamant IIA ( $\theta = 1 \mu\text{s}$   $\tau = 1/5$ )

TABLEAU V

Structures	$\Delta T_{j\text{max}}$ (°C)	$I_0$ (A)	$V_0$ (V)	$S(10^{-8}\text{m}^2)$	Pe (W)	$\eta$ (%)	$R_{th}$ (°C/W)
SDR ①	140	3,8	32	13	20	16,6	1,4
SDR ③	90	1	44	4	8,5	18	2,6
DR ②	200	1,9	88	11	39	23,7	1,6
HDR	170	1,8	65	8	24	20,5	1,85

Ces résultats font apparaître les conclusions suivantes :

**En régime d'oscillations continues** les performances hyperfréquences des structures Simple Dérive Read sont tout à fait comparables à celles des structures Double Read ou Hybride Double Read, que le dissipateur soit en cuivre ou en diamant IIA. Cependant, sur dissipateur en cuivre, la structure SDR 1 très déconfinée qui fonctionne en régime multifréquence, prend un net avantage sur les trois autres structures à cause de ses niveaux très élevés de résistance négative qui permettent d'utiliser des composants de section importante. Par contre, la structure SDR ③ largement confinée est pénalisée par les valeurs de tension importantes qu'elle développe à ses bornes et qui provoquent une limitation thermique prématurée. Signalons ici que cette structure a été conçue pour analyser les phénomènes physiques inhérents à son fonctionnement et qu'elle n'a pas été réellement optimisée. Ses performances hyperfréquences pourraient donc être sensiblement améliorées mais pas au point d'invalider ces premières conclusions. Les diodes présentant deux zones de dérive ne s'imposent pas à ces fréquences en régime d'oscillations continues. De plus, pour ce type de fonctionnement, la structure HDR apparaît comme un compromis peu intéressant. Elle est cependant peut être plus facile à réaliser d'un point de vue technologique.

**En régime d'impulsions de largeur  $\theta = 1 \mu\text{s}$  et de taux de répétition  $\tau = 1/4$**  l'utilisation de dissipateur en cuivre fait apparaître une limitation fondamentale d'ordre thermique, toutes les structures atteignant la température maximale imposée. On peut par ailleurs noter le caractère avantageux des diodes DR pour ce type de fonctionnement.

L'intérêt des diodes DR se confirme pour les composants montés sur dissipateur en diamant IIA puisqu'elles atteignent dans ces conditions un niveau de performances sensiblement deux fois plus



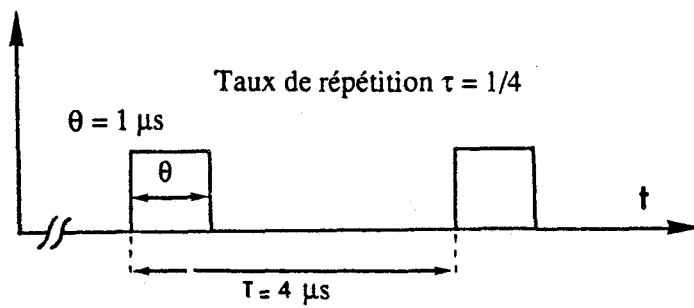


Figure 2.69 : Régime impulsionnel.

élevé que les autres structures. Notons cependant qu'elle est la seule à atteindre la température maximale de jonction. Ceci montre bien que cette structure n'a pas encore atteint ses limites électroniques et que sa section est imposée par les effets thermiques.

Rappelons que nous n'avons considéré ici que des diodes méso. Il est possible d'améliorer encore l'évacuation thermique en utilisant des structures annulaires. Cependant les tableaux IV et V montrent que les structures SDR et HDR ont atteint leur limite électronique, nos conclusions restent donc valables dans ce cas.

A titre d'exemple, nous proposons le tableau suivant dans lequel sont résumés les meilleurs résultats expérimentaux obtenus pour les trois structures dans le cas de diodes de type annulaire, en régime impulsionnel à 14 GHz.

#### Régime impulsionnel

Largeur des impulsions  $\Theta = 1 \mu s$  - Taux de répétition  $\tau = 1/4$

Structures annulaires.

Structures	$P_e$ (W)	$V_0$ (V)	$I_0$ (A)	$\eta$ (%)
SDR	20,4	38	2,8	19
DR	7,8	70	1,5	7,5
HDR	16	70	1,8	13

## 2.7 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous nous sommes attachés à analyser et à interpréter, grâce à l'utilisation de notre modèle, les phénomènes physiques complexes inhérents au fonctionnement de diodes A.T.T. à l'AsGa à profil de dopage différencié, en bande Ku.

Dans une première partie consacrée à l'étude des diodes SDR, nous avons examiné différentes hypothèses afin d'expliquer le mauvais accord initialement constaté entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux. Cette étude nous a permis de cerner les principaux effets qui peuvent perturber le fonctionnement de ces diodes et dégrader leurs performances hyperfréquences. Nous avons été conduits aux conclusions suivantes :

- les structures SDR à profil de Read largement déconfinées ou juste confinées dont l'épaisseur de la zone d'avalanche est figée et sensiblement égale à  $0,1 \mu\text{m}$  ne peuvent donner des résultats satisfaisants qu'en régime de fonctionnement multifréquence.
- Un régime de fonctionnement purement sinusoïdal n'est possible que pour des structures SDR à profil de Read largement confinées qui présentent une zone d'avalanche plus large de façon à limiter l'injection tunnel.

Nos résultats montrent en outre que l'optimisation de ces structures est assez délicate et demande une parfaite maîtrise des techniques de croissance épitaxiale.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés aux structures à deux zones de dérive à profil de Read de part et d'autre de la jonction. Nous avons constaté que ces diodes peuvent présenter un fonctionnement instable s'il existe un décalage temporel entre la collection de chaque type de porteurs qui se répercute sur la distribution spatiale du champ électrique dans la structure. Puisque les deux zones de dérive se comportent sensiblement comme deux diodes de type Read montées en série, et que le fonctionnement fait apparaître de fortes accumulations de porteurs, il paraît judicieux de concevoir des profils de dopage tels que la collection des deux types de porteurs soit simultanée.

Nous avons enfin analysé le fonctionnement d'une structure de type Hybride Read dont le profil de concentration en impuretés est relativement proche de ceux proposés par THOMSON DAG. Le fonctionnement de cette diode se caractérise par une importante modulation de la zone d'avalanche qui induit un écoulement des porteurs libres presque continu au cours de la période du signal hyperfréquence aux bornes de la diode. En conséquence une collection prématurée des trous ne génère

plus d'instabilité du fonctionnement.

Dans la dernière partie, nous avons comparé les performances théoriques des trois types de structures en tenant compte de façon consistante des effets thermiques, tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel. Cette étude montre qu'en régime d'oscillations continues, la structure SDR fonctionnant en régime multifréquence s'impose et qu'elle offre des performances tout à fait intéressantes, qu'elle soit montée sur un dissipateur en cuivre ou en diamant IIA (ce dernier permettant de repousser la limite thermique). La structure Hybride Read apparaît peu intéressante tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel. Par contre, la structure Double Read retrouve en régime impulsionnel une bonne partie de l'intérêt qu'elle présente à fréquence plus élevée (notamment en gamme millimétrique) puisqu'elle est la seule à permettre d'envisager des niveaux de puissances supérieures à 30 W tout en respectant les conditions thermiques imposées  $\Delta T_{jmax} < 200^{\circ}\text{C}$ .

Nous pouvons résumer nos conclusions dans le tableau suivant :

Mode de fonctionnement	Meilleure Structure
Régime d'oscillations continues	Structure SDR déconfinée fonctionnant en régime multifréquence
Régime impulsionnel	Structure Double Read

## **Chapitre 3**

### **ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES DES LIMITEURS A DIODE PIN**

# Chapitre 3

## Etude des régimes transitoires des limiteurs à diode PIN

### 3.1 Introduction

Les limiteurs de puissance sont l'une des fonctions fondamentales des systèmes d'émission réception hyperfréquences. Leur rôle consiste à découpler les parties émettrice et réceptrice. En phase d'émission, ils doivent isoler le récepteur des niveaux de puissance très élevés de la source (plusieurs kW), alors qu'en phase de réception, ils doivent présenter une atténuation minimale (pour des niveaux de puissance de quelques  $\mu\text{W}$ ).

Le fonctionnement et les performances des limiteurs à diodes PIN à l'état solide reposent essentiellement sur le contraste d'impédance présenté par ces composants en régime de polarisation directe ou inverse.

Il existe deux types de fonctionnements : la limitation active et la limitation passive. Le limiteur actif est piloté par une logique externe (généralement T.T.L.) ce qui permet d'assurer une bonne limitation dans des gammes de fréquences élevées. Le limiteur passif s'autopolarise sous l'effet d'un important signal hyperfréquence appliqué à ses bornes, ce qui limite ses possibilités fréquentielles. Il reste toutefois plus fiable dans la gamme de fréquences possible puisque la protection du récepteur n'est pas soumise au bon fonctionnement de la logique T.T.L.

Nous nous limiterons dans ce chapitre à l'étude des limiteurs passifs et nous analyserons plus particulièrement les mécanismes physiques présidant au fonctionnement d'une diode PIN au silicium soumise à un seul signal hyperfréquence. Cette étude a été soutenue par l'Agence Spatiale Européenne, ce qui explique le choix de la fréquence de 5 GHz.

Dans un premier temps, nous rappelons les caractéristiques et le principe général de fonctionnement des limiteurs à diode PIN.

Dans un deuxième temps, nous développons une étude préliminaire dans laquelle nous analysons les phénomènes physiques inhérents à l'application d'un échelon de tension ou à la commutation brutale d'un régime de polarisation directe à un régime de polarisation inverse et réciproquement.

Enfin, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la réponse du limiteur passif à diode PIN à un signal hyperfréquence. En particulier, nous avons étudié les régimes de très forte puissance qui entraînent la génération de porteurs par ionisation par chocs.

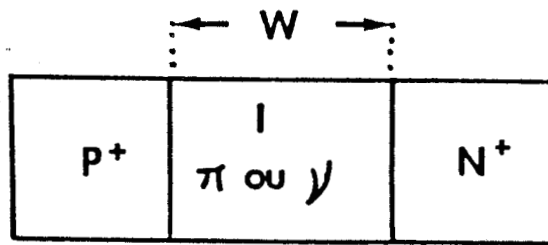


Figure 3.1 : Structure générale typique d'une diode PIN.

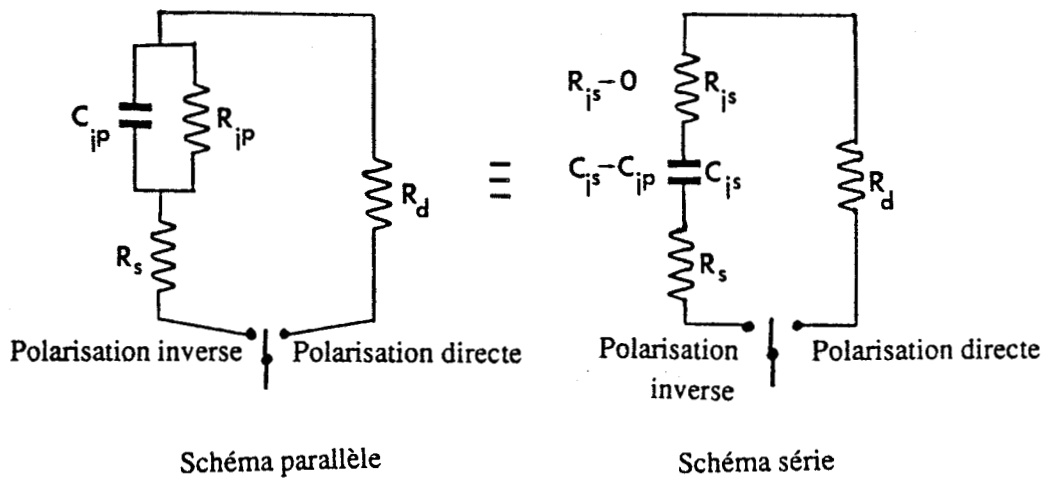


Figure 3.2 : Schéma équivalent d'une diode PIN



## 3.2 Caractéristiques et principes de fonctionnement des limiteurs à diodes PIN

### 3.2.1 Propriétés et schémas équivalents d'une diode PIN

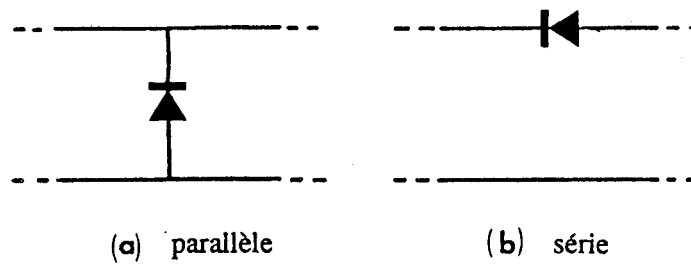
Une diode PIN est constituée d'une zone intrinsèque de résistivité très élevée (typiquement supérieure à 1000  $\Omega \cdot \text{cm}$ ) limitée par deux zones fortement dopées P<sup>+</sup> et N<sup>+</sup> destinées à la réalisation des contacts ohmiques (figure 3.1). Comme il est impossible de disposer d'un matériau intrinsèque parfait, la zone I est soit très peu dopée de type P (type  $\pi$ ), soit très peu dopée de type N (Type  $\nu$ ).

Les propriétés et les performances de la diode PIN sont une conséquence directe des caractéristiques et du comportement de la zone intrinsèque dans les différents régimes permanents de polarisation auxquels elle peut être soumise. L'épaisseur de cette zone, son niveau de dopage résiduel et, malheureusement, les états de surface de la diode, conditionnent la valeur de la tension de claquage par avalanche du composant. Plus cette tension est élevée, plus la diode PIN peut supporter d'importantes excursions du champ électrique sans être soumise au phénomène de multiplication par ionisation par chocs.

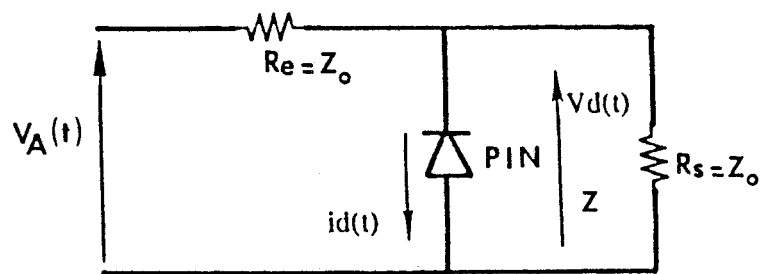
En régime permanent de polarisation directe et inverse, on peut établir les schémas équivalents simplifiés de la diode PIN [44], [45].

En régime permanent de polarisation inverse, la zone intrinsèque est presque vide de porteurs. Cette zone désertée peut donc être représentée par une capacité  $C_{jp}$  et une résistance  $R_{jp}$  très grande, en parallèle. Pour traduire les pertes dissipatives une résistance série  $R_s$  est ajoutée en série sur ce schéma parallèle (figure 3.2). Idéalement, la zone intrinsèque est considérée comme vide de porteurs, la résistance  $R_{jp}$  tend donc vers l'infini. Le schéma parallèle peut être transformé en schéma série équivalent avec  $R_{js}$  très faible et  $C_{js}$  proche de  $C_{jp}$  (lorsque  $R_{jp}$  est infinie,  $R_{js} = 0$  et  $C_{js} = C_{jp}$ ). En pratique,  $R_{js}$  et  $C_{js}$  ont des variations antagonistes, un bon compromis est obtenu en considérant la fréquence de coupure  $f_c = 1 / (2\pi(R_{js} + R_s)C_{js})$  telle que  $f_c$  soit supérieure à 10 fois la fréquence de travail  $f_T$ . Plus la capacité  $C_{js}$  et la résistance série  $(R_s + R_{js})$  sont faibles, plus la diode PIN est équivalente à un bon circuit ouvert et plus les pertes dissipatives sont faibles.

En régime permanent de polarisation directe, la zone intrinsèque est entièrement remplie de porteurs libres et elle peut donc être représentée par une résistance  $R_d$  (figure 3.2). Plus cette résistance est faible, plus la diode apparaît comme un court-circuit idéal.



**Figure 3.3 :** Montage de la diode PIN dans une ligne de transmission.



$$V_A(t) = \left(1 + \frac{R_e}{R_s}\right) V_d(t) + R_e \cdot i_d(t)$$

**Figure 3.4 :** Schéma équivalent passif simple du limiteur de puissance à diode PIN considéré.

Ces schémas équivalents pour chacun des régimes permanents de polarisation font bien apparaître le contraste important que présente l'impédance de la diode PIN en régime de polarisation inverse ou directe. Ces composants sont donc utilisés dans les commutateurs ou les limiteurs de puissance. Les diodes PIN sont montées sur des lignes de transmission soit en parallèle (figure 3.3 a), soit en série (figure 3.3b) et fonctionnent en réflexion ou en transmission. Il est possible d'exprimer les pertes d'insertion ou l'isolation, qui caractérisent la diode PIN dans l'application considérée.

Les pertes d'insertion (ou l'isolation) sont définies comme le rapport de la puissance disponible à l'entrée  $P_A$  à la puissance  $P_{LD}$  dissipée dans la charge, c'est-à-dire :  $IL = P_A / P_{LD}$ . Lorsque la diode est représentée par son admittance  $Y = G + jB$ , on peut écrire d'après la figure 3.4 :

$$V_{LD} = 2V_A \frac{\frac{1}{Y_0+Y}}{Z_0 + \frac{1}{Y_0+Y}} = \frac{2V_A}{2 + Z_0Y}$$

$$IL = \left| \frac{P_A}{P_{LD}} \right| = \left| \frac{V_A^2 / Z_0}{V_{LD}^2 / Z_0} \right| = \left| \frac{V_A^2}{V_{LD}^2} \right| = \left| \frac{V_A^2 (2 + Z_0Y)^2}{4V_A^2} \right| = \left| 1 + \frac{Z_0Y}{2} \right|^2$$

d'où

$$IL = 1 + GZ_0 + \frac{G^2Z_0^2}{4} + \frac{B^2Z_0^2}{4}$$

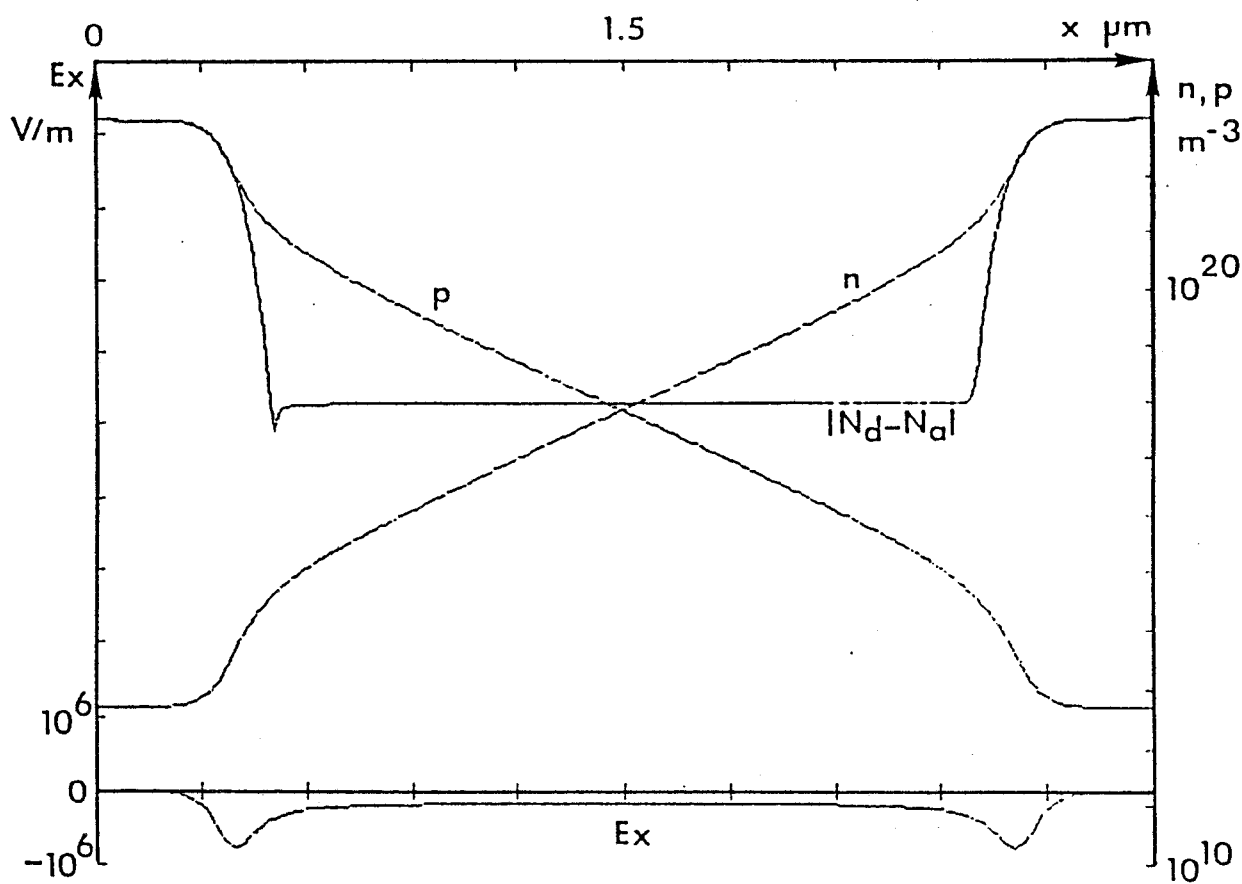
Si la diode est représentée par son impédance  $Z = R + jX$ , les pertes d'insertion (ou l'isolation) s'expriment :

$$IL = 1 + RZ_0 + \frac{R^2Z_0^2}{4} + \frac{X^2Z_0^2}{4}$$

Lorsque la diode est en parallèle sur la ligne de transmission, l'isolation est maximale en régime permanent de polarisation directe. Pour ce régime, les pertes d'insertions sont minimales dans la configuration série.

### 3.2.2 Limiteurs à diode PIN

Les limiteurs à diodes PIN remplacent avantageusement les tubes T.R. pour la protection des récepteurs des systèmes d'émission-réception du moins tant que la puissance reçue est inférieure à 100 kW. Les diodes PIN permettent de réfléchir des niveaux de puissance très élevés tout en offrant



**Figure 3.5 :** Structure de la diode PIN considérée.  
Evolutions spatiales des principales grandeurs à l'équilibre thermodynamique.

un faible volume de semiconducteur et une dissipation minimale.

Jusqu'à des fréquences maximales de l'ordre de 15 GHz (dans le cas du silicium), la diode PIN peut être utilisée sans polarisation extérieure. Pour des fréquences supérieures, il faut généralement la piloter par une logique type T.T.L. afin d'assurer une meilleure limitation. C'est le cas du limiteur actif.

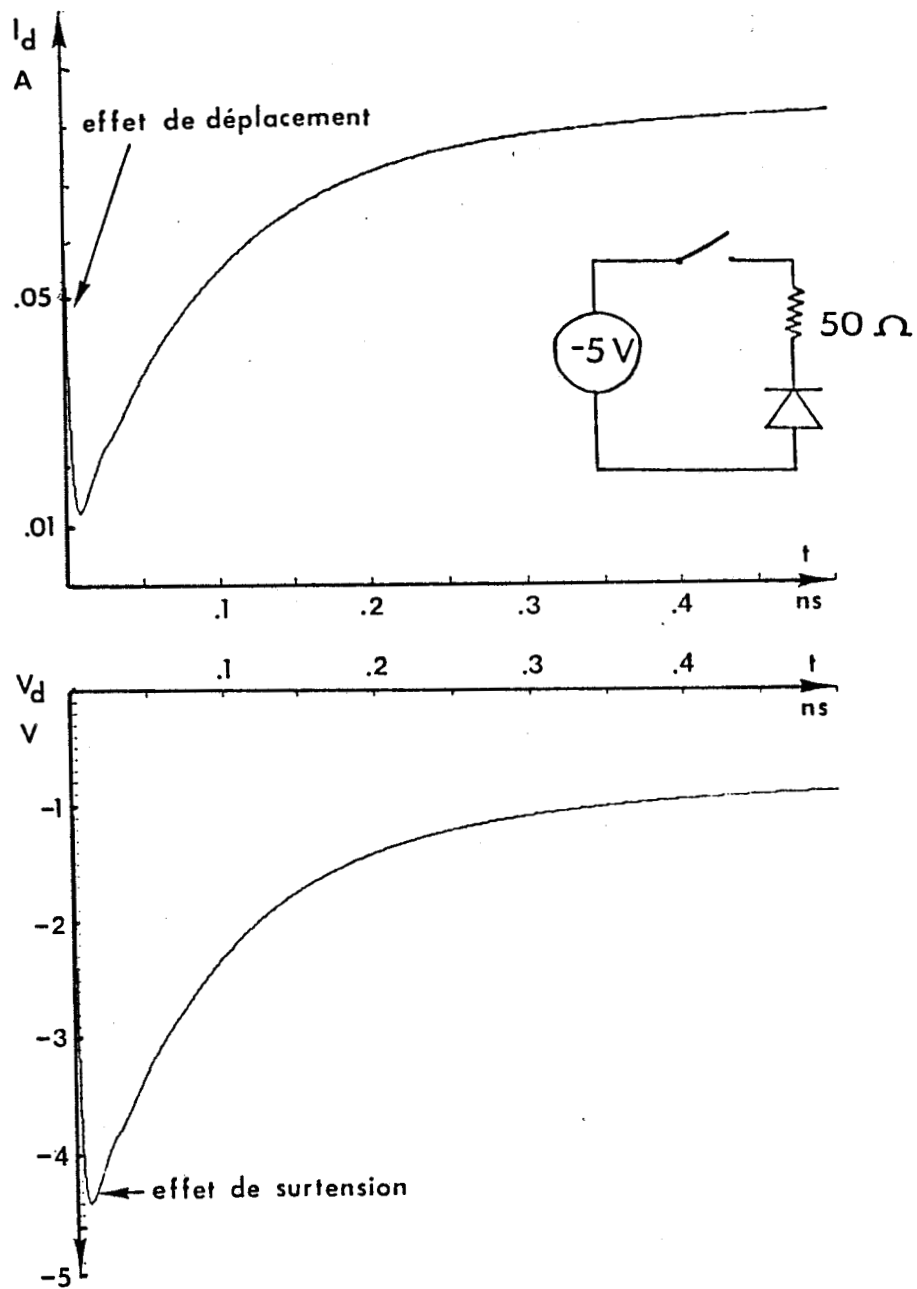
En régime de transmission ou en régime de limitation, le limiteur à diode PIN est caractérisé par ses pertes d'insertion (ou isolation) que nous avons calculées dans le paragraphe précédent.

Dans le cas du limiteur actif, la diode PIN limite dès l'application d'un signal hyperfréquence à ses bornes. Ce n'est pas le cas du limiteur passif. En effet, le passage de l'équilibre thermodynamique à un régime "haute impédance" ou "basse impédance" (selon que la diode tend vers un régime de polarisation inverse ou directe) n'est pas instantané. Des niveaux de puissance élevés peuvent donc être appliqués directement sur le récepteur du système et le détériorer. De plus, des niveaux de puissance élevés peuvent également entraîner le claquage par avalanche de la diode. Par conséquent, la réponse des limiteurs passifs à diode PIN en régime transitoire est d'une importance fondamentale pour la fiabilité des systèmes d'émission-réception. Il paraît opportun de pouvoir prévoir la réponse en régime transitoire des diodes PIN considérées. C'est pourquoi nous allons maintenant décrire chacun des fonctionnements typiques résultant des différents régimes transitoires auxquels la diode PIN peut être soumise.

### **3.3 Etude des phénomènes physiques inhérents au fonctionnement d'un limiteur passif PIN**

Dans le cadre de cette étude, nous avons développé un nouveau modèle qui permet l'analyse temporelle de l'interaction entre le dipôle semiconducteur et son circuit de charge passif simple défini sous forme d'éléments localisés. Ce modèle a déjà été décrit dans le premier chapitre.

Dans cette partie nous nous proposons d'étudier le comportement électrique instantané du circuit présenté figure 3.4 lorsqu'il est soumis à l'action d'un échelon de tension de commande  $V_a(t)$ . Ce circuit peut être considéré comme l'équivalent le plus simple d'un limiteur de puissance hyperfréquence à une diode PIN. Il est constitué d'une diode PIN placée en parallèle sur une ligne d'impédance caractéristique  $Z_0 = 50 \Omega$  symbolisée par une résistance  $R_e$  et connectée à une impédance  $R_s$  de  $50 \Omega$  symbolisant le circuit de charge adapté à la ligne de transmission.



**Figure 3.6 :** Mise en régime de polarisation directe.  
 Evolutions temporelles du courant et de la tension aux bornes de la diode.

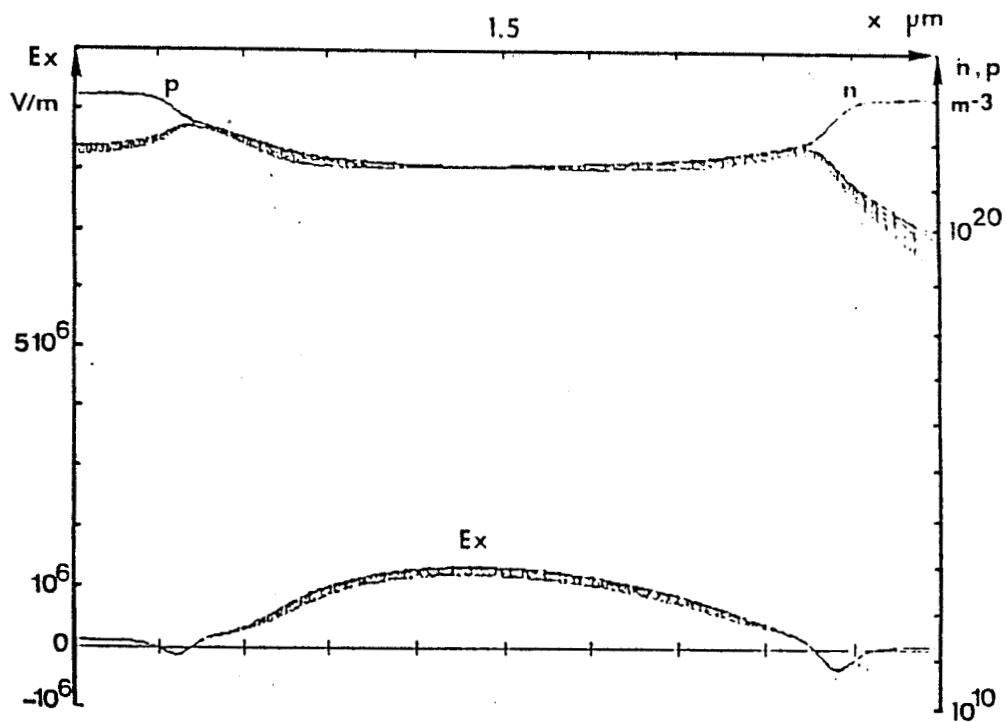
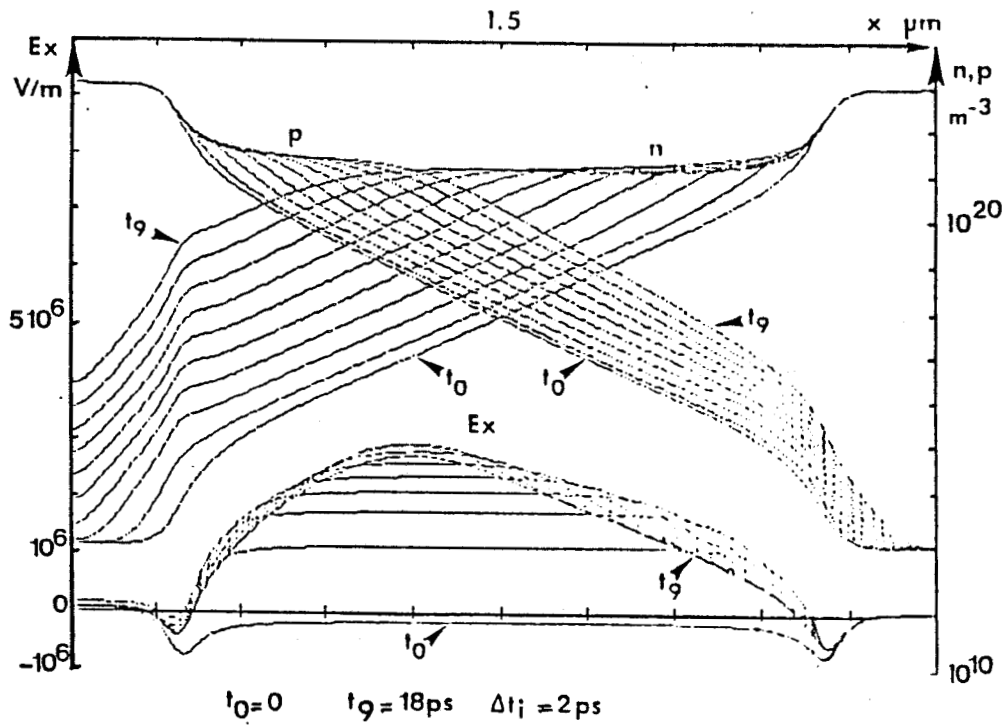
Les propriétés de limitation du circuit résultent de la conjonction de plusieurs phénomènes physiques internes à la diode PIN. Vu leur complexité, il convient avant d'aborder le fonctionnement global du circuit limiteur, de décrire les principaux effets inhérents à ce fonctionnement. Notons que ces derniers dépendent des différents régimes dans lequel la diode est amenée à fonctionner au cours du temps. En effet, selon la phase à l'origine des temps du signal appliqué, la diode est brutalement mise en régime de polarisation directe ou inverse. Ensuite, en régime établi, la diode est commutée, sensiblement à chaque demi-période du signal hyperfréquence, du régime de polarisation inverse au régime de polarisation directe et inversement.

Dans toute notre étude, nous considérons des diodes PIN au silicium présentant un profil de dopage sensiblement identique à celui des composants utilisés par l'Agence Spatiale Européenne. Ce profil est donné figure 3.5. Le dopage résiduel de la zone I de type  $v$  est d'environ  $10^{18}$  at/m<sup>3</sup> et son épaisseur est de 2 ou 3  $\mu\text{m}$ . Les substrats de type  $P^+$  et  $N^+$  doivent permettre la réalisation de bons contacts ohmiques.

### 3.3.1 Mise en régime de polarisation directe

Dans ce premier cas, nous avons considéré un circuit composé d'une diode PIN branchée en série avec une résistance de 50  $\Omega$  et connectée à  $t = 0$  à un générateur de tension de force électromotrice égale à -5V. La figure 3.6 illustre la réponse de la diode. Elle présente les évolutions temporelles du courant total circulant dans celle-ci et de la tension développée à ses bornes.

On remarque sur l'évolution du courant total, qu'au moment où est connecté le générateur de tension, le courant initialement nul à  $t = 0$ , atteint presque instantanément une valeur élevée puis diminue aussitôt. Ce phénomène traduit un effet brutal de déplacement. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la zone intrinsèque de la diode peut en première approximation être considérée comme dépeuplée de porteurs libres. En conséquence, elle a tendance à se comporter comme une capacité et donc comme un court-circuit à  $t = 0^+$ . Le courant n'est alors pratiquement limité que par la résistance série du circuit. Cette hypothèse peut être vérifiée à l'aide de la figure 3.5 qui illustre les évolutions spatiales du champ électrique interne dans la diode et des densités d'électrons et de trous à l'équilibre thermodynamique. Ces évolutions montrent que dans cet état les électrons et les trous diffusent sur toute la longueur de la zone intrinsèque des contacts où ils sont respectivement majoritaires vers les contacts où ils deviennent minoritaires. Leur densité respective est alors proche



**Figure 3.7 :** Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.

Mise en régime de polarisation directe.



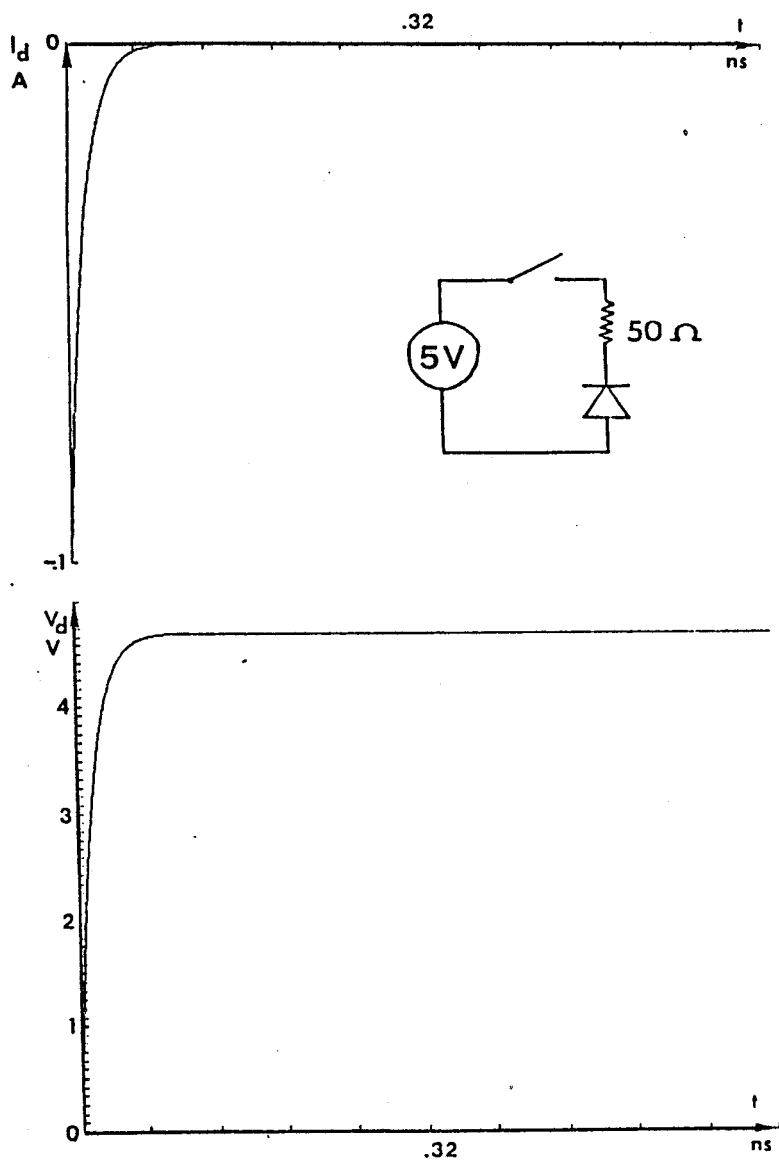
de celle fixée par les conditions de l'équilibre thermodynamique. Ce phénomène entraîne un déséquilibre électrique au niveau des charges fixes ionisées. Il apparaît donc un champ électrique qui compense rigoureusement l'effet de diffusion. La zone de champ électrique ainsi créée englobe l'ensemble de la zone intrinsèque de la diode et est à l'origine des propriétés de la diode mentionnées précédemment.

Les effets dus au déplacement ne masquent qu'un temps très court les phénomènes de conduction dans la diode. Quand les effets capacitifs ont disparu, l'évolution du courant montre que celui-ci croit d'abord rapidement puis tend plus lentement vers sa valeur correspondant au régime établi. Ceci traduit l'injection progressive des porteurs majoritaires dans la zone intrinsèque de la diode. L'évolution temporelle de la tension développée aux bornes de la diode montre que sa mise en conduction entraîne un effet quasi-immédiat de surtension à ses bornes qui s'atténue ensuite jusqu'à ce que la tension se stabilise à la valeur correspondant au régime établi.

L'effet de surtension peut facilement être expliqué à l'aide de la figure 3.7 illustrant les évolutions spatiales du champ électrique interne dans la structure et des densités d'électrons et de trous à différents instants. Ces résultats montrent que lorsque le circuit est mis sous tension, les électrons et les trous sont injectés massivement des contacts où ils sont respectivement majoritaires dans la zone intrinsèque. Cet effet induit une forte réaction de charge d'espace. Cette dernière entraîne une augmentation du champ électrique qui se répercute principalement au centre de la diode et donc une augmentation de la tension développée à ses bornes. Lorsque les populations d'électrons et de trous entrent en contact et interagissent, l'effet de charge d'espace s'annule progressivement conformément à l'équation de Poisson et la tension de polarisation décroît lentement jusqu'à sa valeur en régime établi.

### **3.3.2 Mise en régime de polarisation inverse**

Dans ce cas, le circuit électrique considéré est le même que précédemment. Le régime transitoire résultant de la mise en régime de polarisation inverse de la diode caractérise principalement l'évacuation de la charge stockée dans sa zone intrinsèque à l'équilibre thermodynamique. Le courant total circulant dans la diode résulte de la conjonction d'un courant de déplacement qui traduit ses propriétés capacitives et d'un courant de conduction qui traduit l'évacuation des charges (figure 3.8). Comme précédemment, ce courant est essentiellement limité à  $t = 0^+$  par la résistance série du circuit.



**Figure 3.8 :** Mise en régime de polarisation inverse.  
 Evolutions temporelles du courant et de la tension aux bornes de la diode.

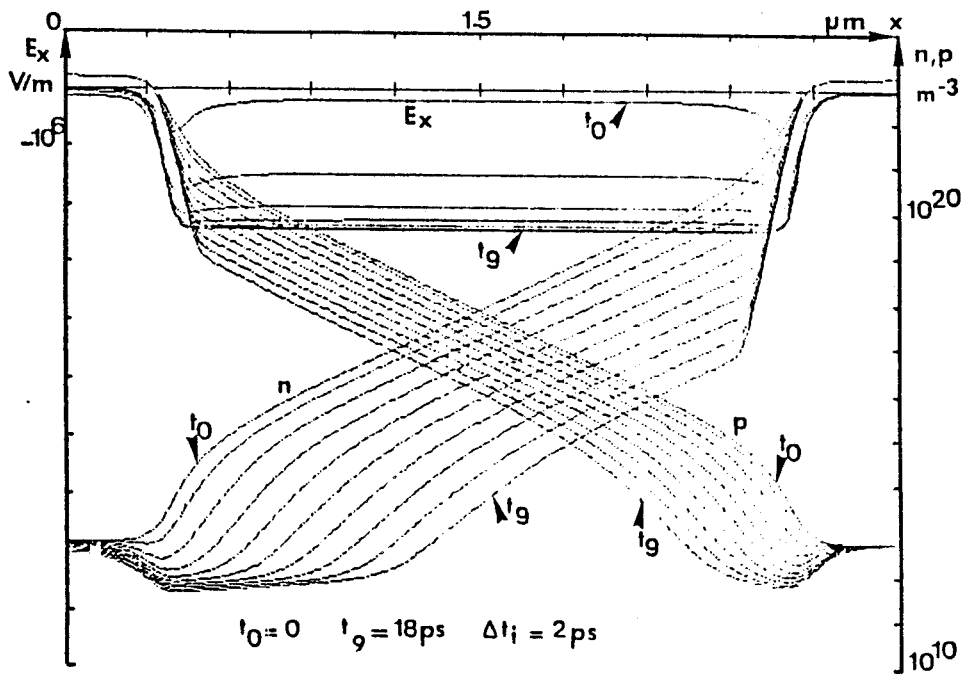
Il diminue ensuite rapidement pour atteindre en régime établi une valeur proche de celle du courant de saturation. De façon concomitante la tension aux bornes de la diode croît rapidement pour atteindre sa valeur en régime établi. Ces effets sont clairement illustrés par la figure 3.9 présentant les évolutions spatiales du champ électrique interne et des densités de porteurs libres. Elles montrent que les électrons stockés sont évacués plus rapidement que les trous. Ceci traduit simplement la différence entre leur vitesse de dérive respective. Notons les densités d'électrons et de trous extrêmement faibles dans la zone intrinsèque en régime établi.

### 3.3.2.1 Commutation directe-inverse d'une diode PIN

Le régime transitoire qui résulte de la commutation en inverse de la diode polarisée initialement en direct caractérise l'évacuation des charges stockées dans sa zone intrinsèque. Dans ce cas, l'état initial de la diode est issu du régime de polarisation directe. A ce propos, la figure 3.11 illustre les évolutions spatiales initiales des densités de porteurs libres et du champ électrique interne dans le composant. Ces évolutions montrent que dans la zone intrinsèque, les densités locales d'électrons et de trous sont sensiblement équivalentes. En conséquence, les effets de réaction de charge d'espace  $y$  sont faibles et le champ électrique  $y$  est à peu près uniforme. Ces densités de porteurs libres sont très largement supérieures au niveau de concentration en impuretés de la zone I. De ces conditions initiales particulières et après commutation à  $t = 0$  en régime de polarisation inverse, il résulte le régime transitoire illustré par la figure 3.12 présentant les évolutions temporelles du courant et de la tension développée aux bornes de la diode. Ces évolutions d'allure classique montrent que deux phases bien distinctes peuvent être mise en évidence au cours du régime transitoire :

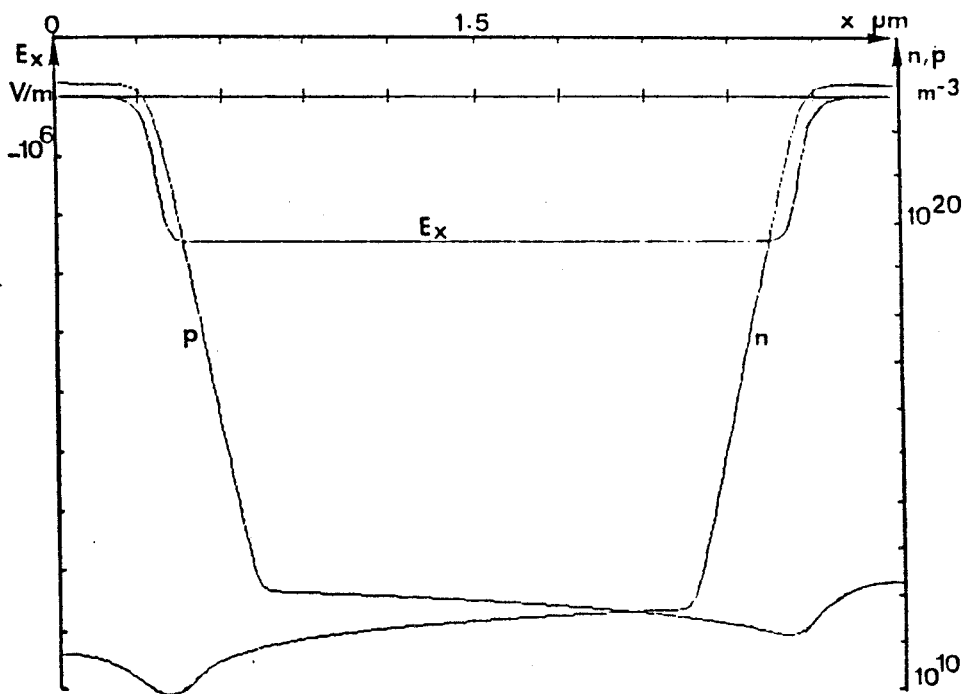
- la phase de recouvrement inverse ou phase de plateau [3], [4] durant laquelle la tension et le courant conservent des valeurs sensiblement constantes,
- la phase de blocage ou phase de trainage durant laquelle le courant et la tension évoluent rapidement vers leur valeur finale en régime établi.

Afin d'analyser plus finement les phénomènes physiques mis en jeu lors de la phase de recouvrement rappelons qu'à l'instant initial, les densités respectives d'électrons et de trous dans la zone intrinsèque sont d'une part très élevées et d'autre part localement sensiblement équivalentes. Une première conséquence de ces conditions initiales est que les effets de diffusion des porteurs sont



**Figure 3.9 :** Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.

Mise en régime de polarisation inverse.



**Figure 3.10 :** Régime établi en polarisation inverse.

négligeables et que le courant circulant dans la zone I de la diode est principalement un courant de dérive des porteurs de la forme :

$$I_d = qS \left( n \mu_n(E) + p \mu_p(E) \right) E$$

Une deuxième conséquence est que si les densités de porteurs sont élevées, le champ électrique, et par conséquent la tension appliquée aux bornes de la diode, qui est nécessaire pour faire circuler le courant  $I_d$ , est faible. D'autre part, rappelons qu'à chaque instant l'équation différentielle :

$$V_A = RI_d + V_d$$

qui régit l'évolution électrique du circuit doit être vérifiée. Cette relation montre que si  $V_d$  est faible, le courant  $I_d$  circulant dans la diode est en première approximation imposé par la résistance R du circuit et la tension  $V_d$  imposée par l'expérimentateur.

La conjonction des trois effets mis en évidence précédemment explique l'existence de la phase de recouvrement. En effet, lorsqu'à  $t = 0$  le circuit est brutalement commuté, le potentiel  $V_d$  appliqué impose le sens de la tension  $V_d$  et du courant  $I_d$  dans la diode (figure 3.12). La tension  $V_d$  est faible et le courant  $I_d$ , ou dans ce cas le courant de recouvrement  $I_r$ , est en première approximation fixé par la relation :

$$I_d = I_r \approx V_A / R$$

La figure 3.13 illustre les évolutions spatiales des densités de porteurs et du champ électrique dans la diode à différents instants durant la phase de plateau. Ces dernières montrent que le champ électrique régnant dans la zone intrinsèque est d'amplitude très faible conformément à la valeur de  $V_d$ . En conséquence les populations de porteurs libres en excès se déplacent vers leur contact respectif à une vitesse de dérive très faible. De plus leurs densités sont sensiblement équivalentes et uniformes, ce qui limite les effets de réaction de charge d'espace. La tension  $V_d$  et donc le courant  $I_r$  conservent des valeurs sensiblement constantes tant que l'équilibre électrique des charges dans la zone intrinsèque n'est pas modifié.

On conçoit alors facilement que la durée de la phase de plateau soit à la fois dépendante du courant initial  $I_0$  et du courant de recouvrement  $I_r$ , et même plus particulièrement du rapport  $I_0 / I_r$ . En effet, plus  $I_0$  est important, plus les densités de charges stockées dans la zone intrinsèque sont élevées.

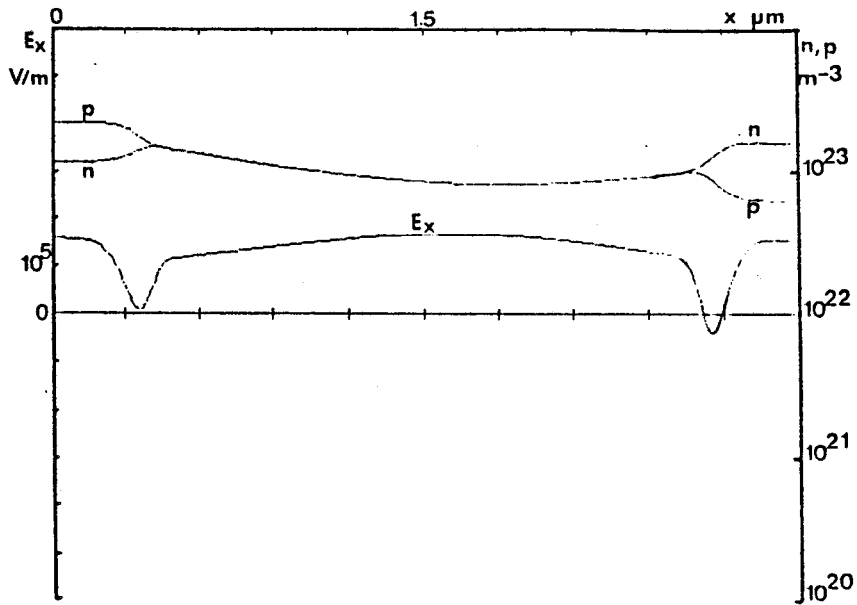


Figure 3.11 : Evolutions spatiales initiales du champ électrique et des densités de porteurs libres, pour la commutation directe-inverse.

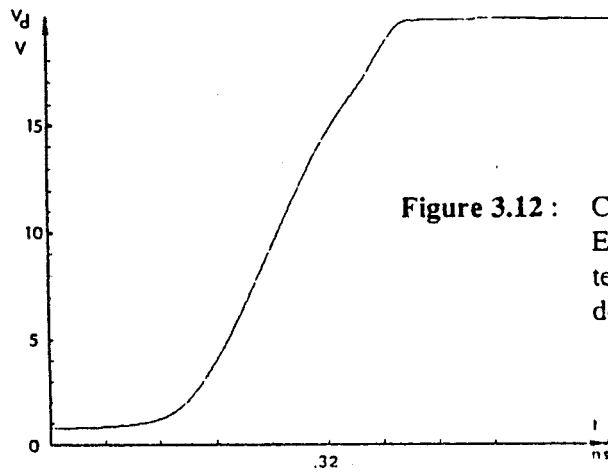
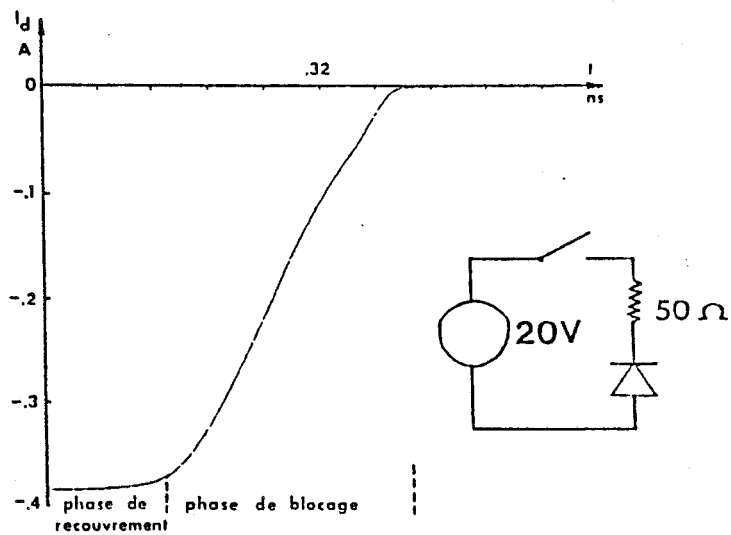
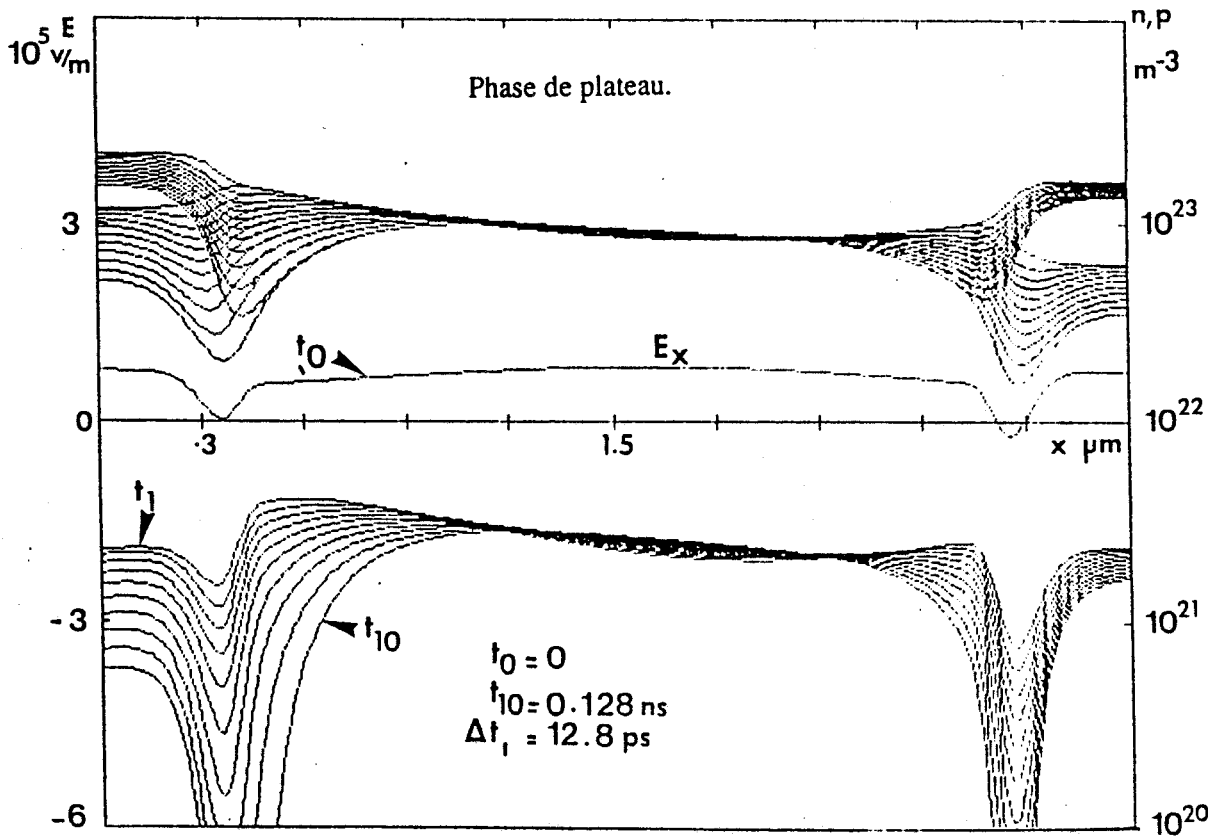


Figure 3.12 : Commutation directe-inverse. Evolutions temporelles de la tension et du courant aux bornes de la diode.



**Figure 3.13 :** Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.  
Phase de plateau.

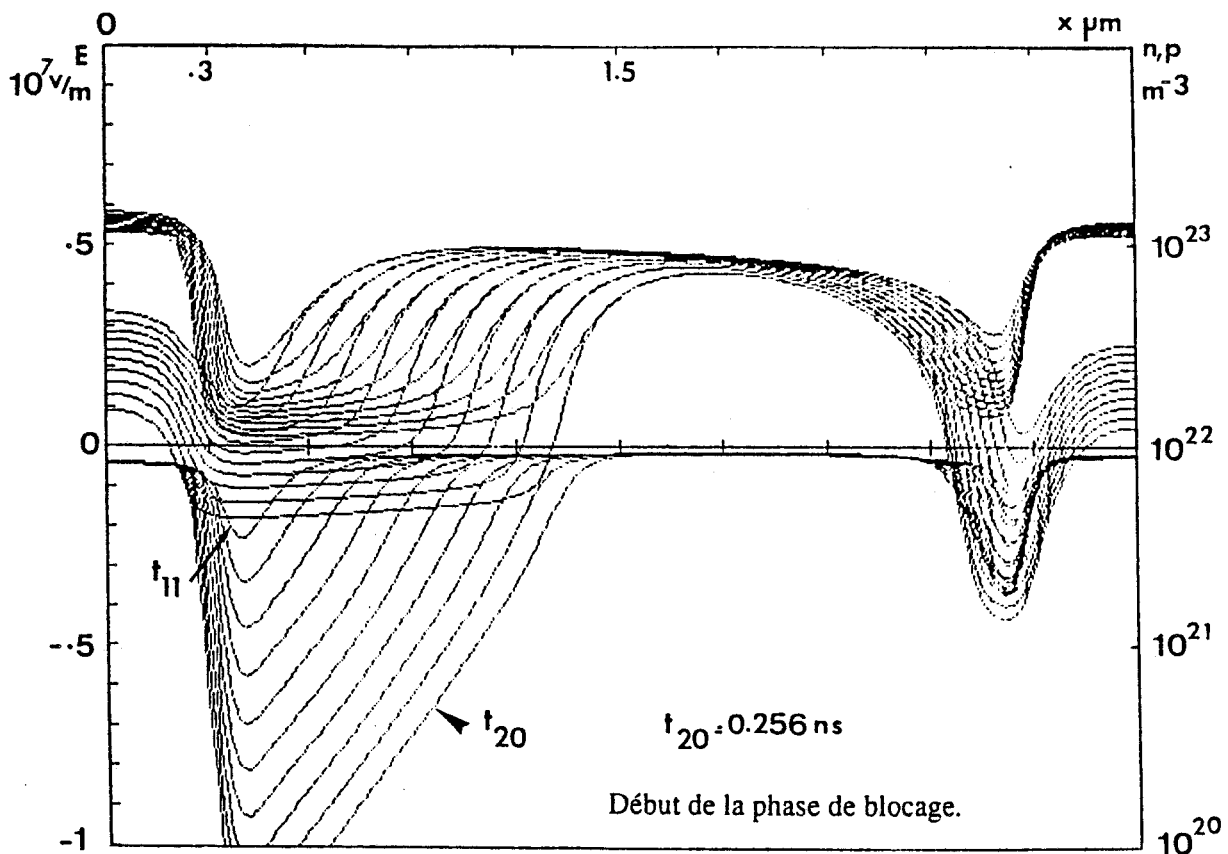


Figure 3.14 : Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.

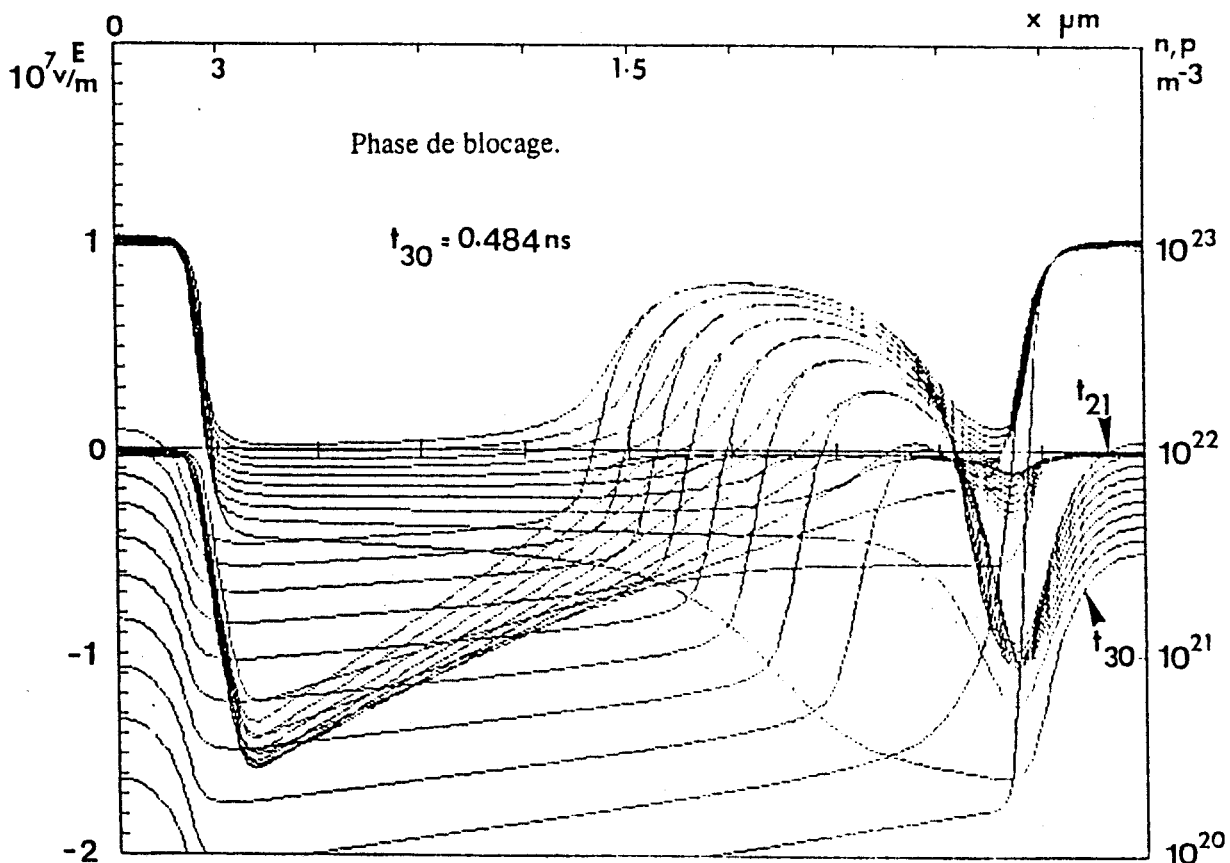


Figure 3.15 : Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.

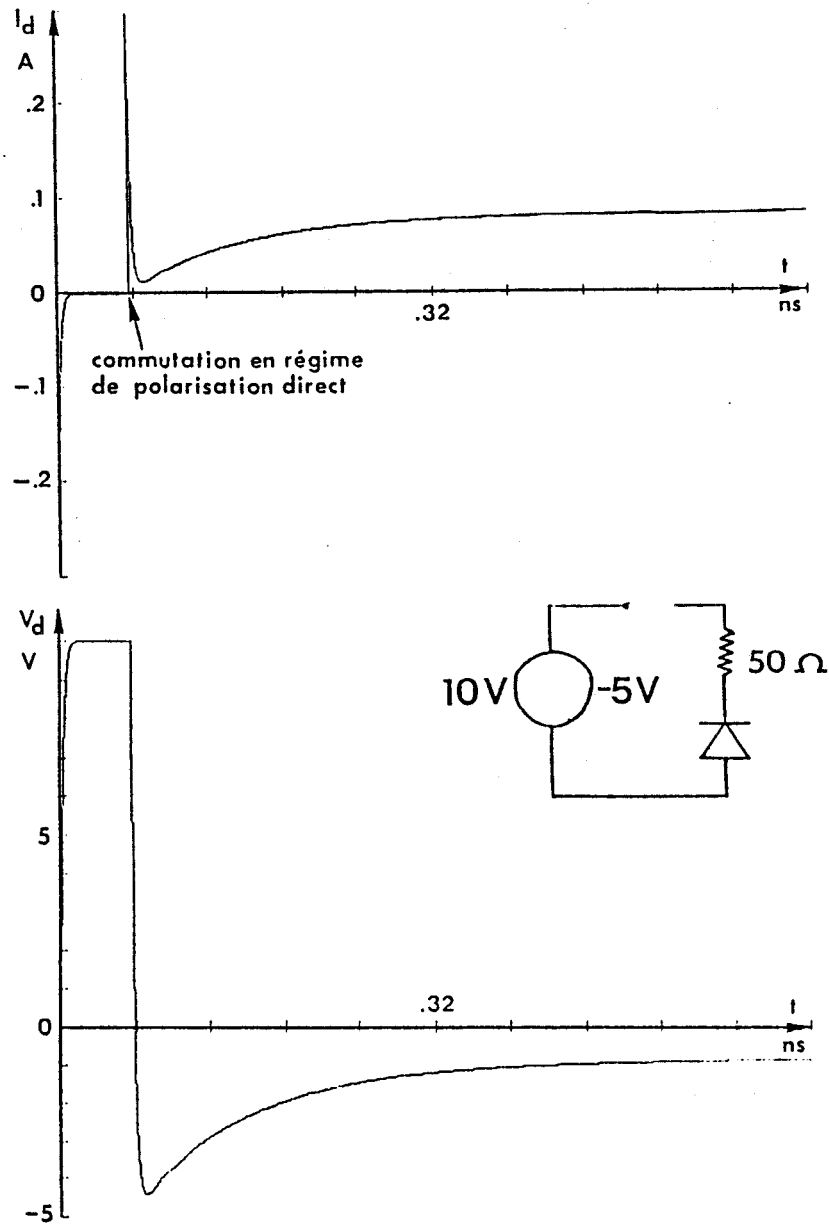


En conséquence pour une valeur de courant de recouvrement  $I_r$ , fixée par le circuit de charge, la tension imposée aux bornes de la diode, et donc les vitesses de dérive des porteurs, sont d'autant plus faibles et la durée de la phase de plateau est d'autant plus importante. D'autre part pour une valeur de  $I_0$  fixée, plus le potentiel inverse  $V_A$  et donc le courant  $I_r$  sont élevés, plus les vitesses de dérive des charges stockées sont importantes et donc la phase de plateau est d'autant plus brève. Ces sens de variation sont parfaitement consistants avec les résultats théoriques et expérimentaux classiques décrivant le régime de commutation des diodes à jonction P-N [46], [47]. Notons au passage que la durée de la phase de recouvrement est aussi une fonction de la durée de vie des porteurs dans la zone intrinsèque. Cependant, les effets des recombinaisons sont ici négligeables vu les temps de réponse des phénomènes physiques mis en jeu dans le composant considéré dans cette étude.

Le déplacement progressif des électrons et trous stockés dans la zone intrinsèque vers leur contact respectif finit par entraîner un déséquilibre électrique aux deux extrémités de cette zone. Ce phénomène est clairement mis en évidence sur la figure 3.14. Il marque le début de la phase de blocage. En effet, ce déséquilibre entraîne, par réaction de charge d'espace, une augmentation du champ électrique qui débute d'abord au niveau des contacts fortement dopés. Notons que cet effet est plus marqué au niveau du contact  $P^+$ . Ceci résulte simplement de la différence entre les vitesses de dérive respectives des électrons et des trous. En conséquence la tension  $V_d$  de la diode augmente alors que le courant  $I_d$  décroît, conformément à l'équation différentielle du circuit. Ce phénomène se poursuit au fur et à mesure que les populations de porteurs en excès s'évacuent jusqu'au régime établi final. Le courant  $I_d$  est alors proche du courant de saturation de la diode et la tension inverse développée à ses bornes est proche de la tension imposée au circuit. Notons que durant la phase de blocage les variations spatiales du champ électrique dans la zone intrinsèque modulent les vitesses de dérive des porteurs stockés. Ce phénomène peut entraîner l'apparition d'une zone d'accumulation des charges stockées comme l'illustre la figure 3.15.

### 3.3.2.2 Commutation inverse-direct d'une diode PIN

Dans ce dernier cas typique, la diode initialement à l'équilibre thermodynamique est d'abord mise en régime de polarisation inverse puis commutée à  $t = 60$  ps, en régime de polarisation directe. Les évolutions temporelles du courant total et de la tension développée aux bornes du composant (figure 3.16) montrent qu'après commutation le comportement transitoire de la diode est équivalent à



**Figure 3.16 :** Commutation inverse directe.  
Evolutions temporelles du courant et de la  
tension aux bornes de la diode.

celui décrit au paragraphe 3.3.1 pour la simple mise en régime de polarisation directe. La principale différence entre les deux comportements réside dans le fait qu'à l'instant où la diode est commutée, les densités de porteurs libres dans la zone intrinsèque sont nettement plus faibles comme le montre clairement la figure 3.10. En effet, en régime de polarisation inverse la zone intrinsèque est totalement désertée de porteurs libres. L'incidence de cet effet sur le comportement transitoire reste essentiellement qualitatif. Ceci est illustré par les évolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs à différents instants après commutation, présentées figure 3.17.

Après avoir détaillé les effets physiques présidant aux différents régime de commutation, nous allons nous intéresser au régime transitoire du limiteur passif à diode PIN soumis à un échelon de puissance hyperfréquence.

### **3.4 Limiteur passif à diode PIN en régime transitoire**

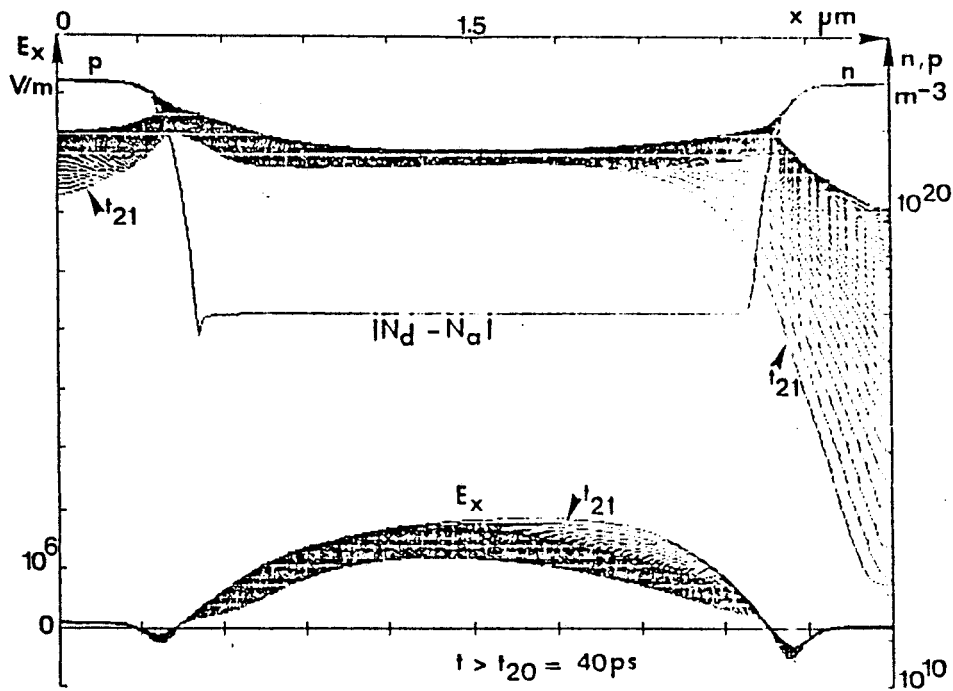
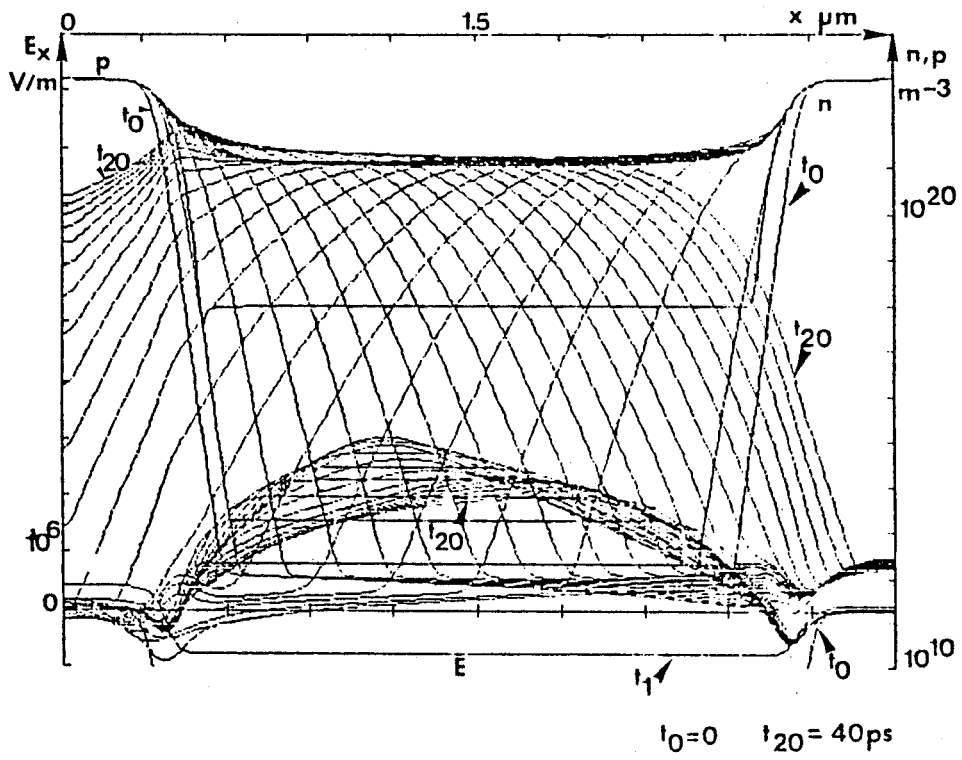
Dans cette étude, nous nous limiterons à la description des phénomènes physiques fondamentaux mis en jeu dans un circuit limiteur passif à une diode PIN pendant le régime transitoire précédant le régime permanent de limitation du limiteur soumis à un échelon de puissance hyperfréquence. Ce régime de fonctionnement correspond au cas où le circuit initialement au repos est brutalement soumis à l'action d'un signal  $V_a(t)$  de grande amplitude. Le circuit limiteur passif simple est défini sous forme d'éléments localisés (cf figure 3.4).

En régime permanent de limitation passive, la diode PIN est équivalente à un court-circuit hyperfréquence limitant la puissance transmise, c'est-à-dire dissipée dans la résistance de sortie  $R_s$ .

Le régime transitoire résulte de la mise en conduction progressive de la diode PIN sous l'action du signal hyperfréquence appliqué au circuit. La durée et l'effet de limitation effectif durant ce transitoire conditionnent la puissance transmise à la résistance  $R_s$ . Dans un système réel d'émission-réception, ce régime transitoire est fondamental pour la fiabilité du sous-système connecté en sortie du limiteur.

#### **3.4.1 Régime transitoire sans création de porteurs par ionisation par chocs**

Dans ce premier cas, la phase à l'origine des temps du signal  $V_a(t)$  appliqué au circuit est telle que la diode se trouve polarisée en direct durant la première alternance de la première période.



**Figure 3.17:** Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs libres dans la structure au cours du temps.

L'amplitude maximale de ce signal est de 60 V et correspond à un niveau de puissance incidente de 9 W. Ce niveau est tout à fait insuffisant pour qu'au cours du régime transitoire, l'intensité du champ électrique interne dans la diode devienne suffisamment importante pour entraîner la création de porteurs libres par ionisation par chocs.

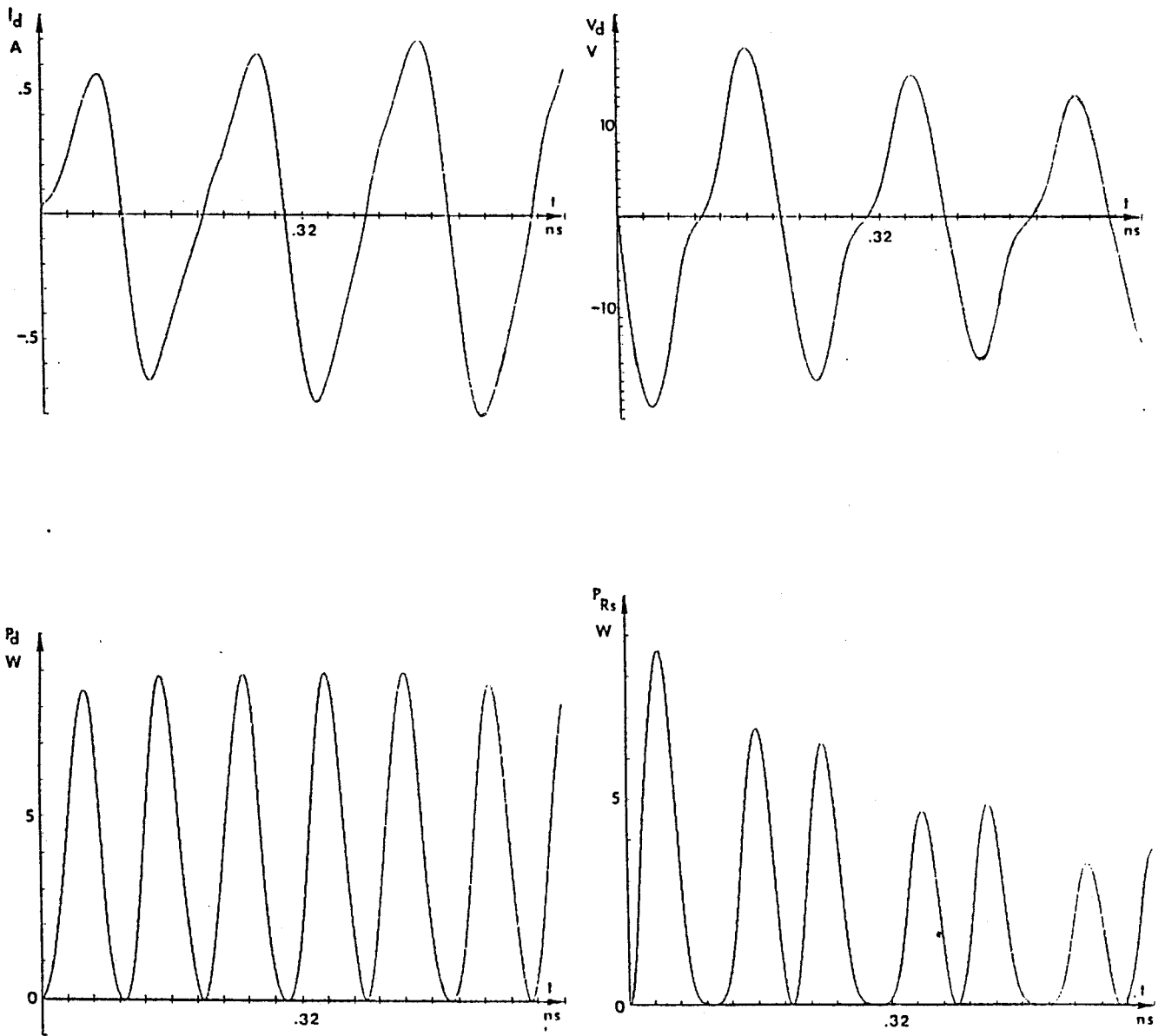
La figure 3.18 montre les évolutions temporelles du courant  $I_d$  et de la tension  $V_d$  développée aux bornes de la diode PIN et des puissances  $P_d$  dans la diode et  $P_{R_s}$  dans la résistance  $R_s$  durant les trois premières périodes du signal  $V_a(t)$ . D'un point de vue général, ces évolutions montrent que l'amplitude du courant  $I_d$  augmente à chaque période du signal d'entrée alors que simultanément l'amplitude de la tension  $V_d$  diminue. Ces évolutions traduisent la mise en conduction de la diode et la diminution progressive de son impédance.

L'évolution de la puissance instantanée dissipée dans la résistance de sortie  $R_s$  nous permet de juger quantitativement les propriétés de limitation du circuit. Elle montre que l'effet de limitation est minimal lorsque le signal hyperfréquence est appliqué au circuit puis croît progressivement au fur et à mesure que la diode se met à conduire. On notera les valeurs instantanées élevées que peut atteindre la puissance transmise.

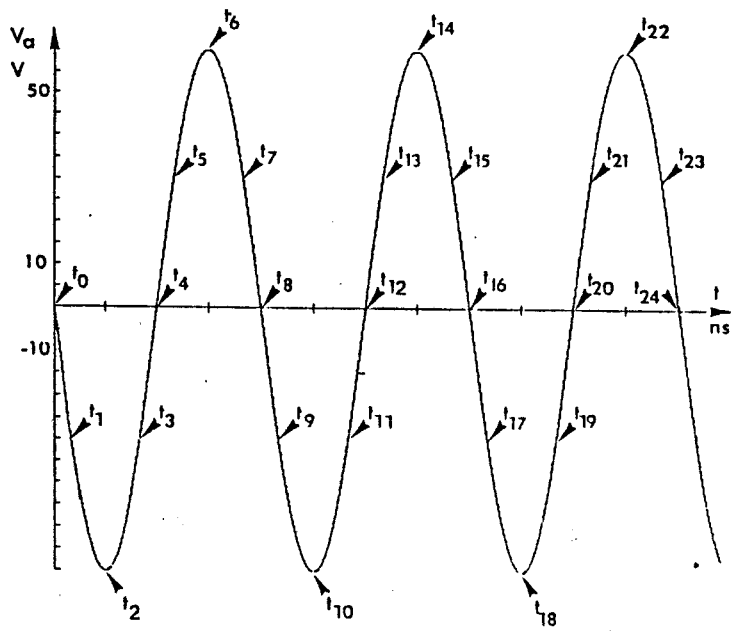
Dans le but d'analyser plus finement le transport des porteurs dans la diode, la figure 3.19 présente les évolutions spatiales des densités d'électrons et de trous ainsi que du champ électrique tracées tous les huitièmes de période.

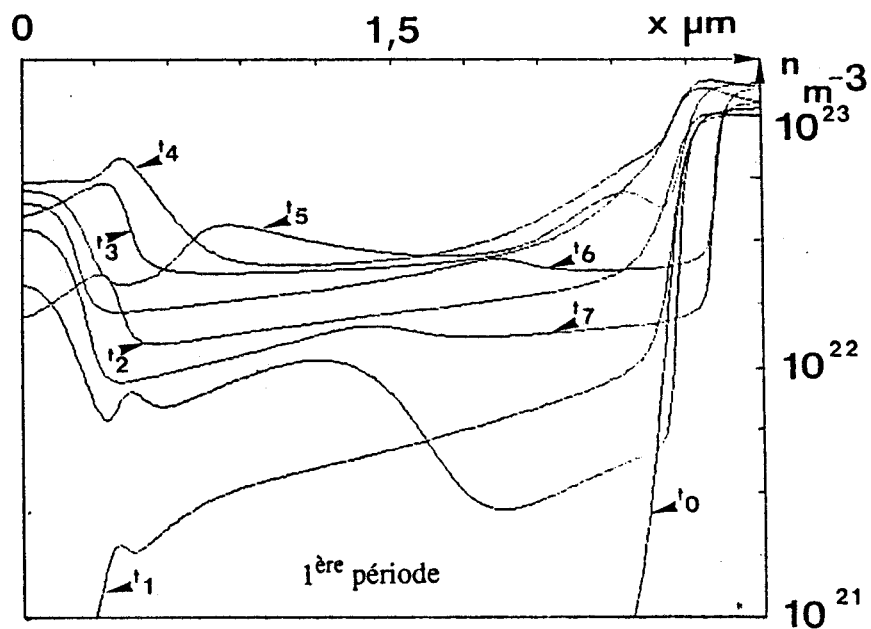
Durant la première alternance de la première période du signal d'entrée (évolutions  $t_1$  à  $t_4$ ; figure 3.19.a) la diode est mise en régime de polarisation directe. Pendant cette phase, l'injection massive de porteurs majoritaires dans la zone intrinsèque entraîne, par effet de réaction de charge d'espace, une augmentation du champ électrique dans cette zone. Ce dernier est maximal au centre de la zone I. Ce phénomène explique la valeur élevée de la tension développée aux bornes de la diode. Ces effets sont parfaitement consistants avec ceux décrits au paragraphe 3.3.1.

On notera toutefois une accumulation importante des porteurs au voisinage de la jonction P<sup>+</sup>I et de la transition IN<sup>+</sup>. Ce phénomène résulte du stockage de porteurs dans les zones adjacentes aux zones P<sup>+</sup>I et IN<sup>+</sup>. Ces porteurs forment des charges souvent dénommées charges de transition [46], [47]. En effet, d'un point de vue général, dans une jonction P-N polarisée en direct, les porteurs majoritaires deviennent minoritaires après avoir traversé la zone de champ électrique formée au niveau de la jonction P-N. Leur densité respective décroît progressivement sur une distance liée à la valeur de



**Figure 3.18 :** Evolution temporelles du courant  $I_d$ , de la tension  $V_d$  aux bornes de la diode PIN - Evolutions temporelles des puissances  $P_d$  dans la diode et  $P_{R_s}$  dans la résistance  $R_s$ .  
Première alternance en direct.





(a)

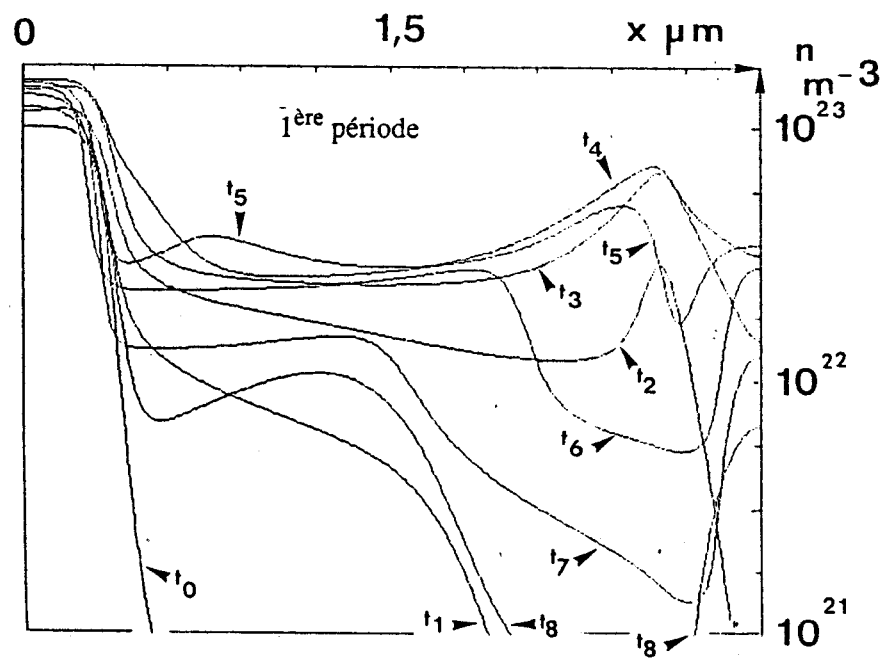


Figure 3.19.a : Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 1<sup>ère</sup> période :

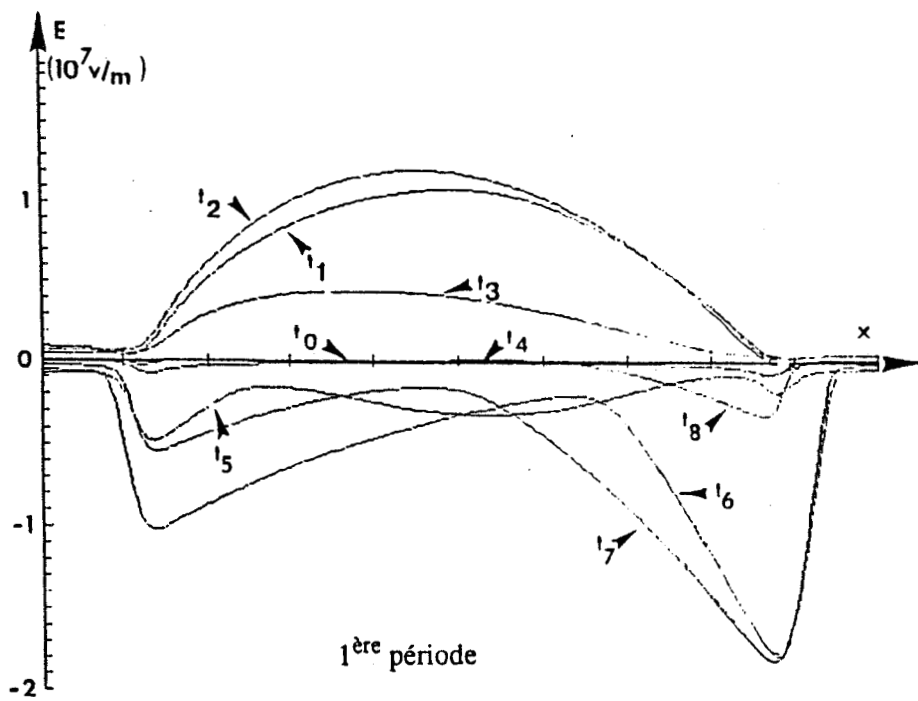


leur longueur de diffusion (dépendant de leur coefficient de diffusion et de leur durée de vie) jusqu'à atteindre, si les longueurs des zones concernées le permettent, les valeurs imposées par les conditions de l'équilibre thermodynamique. Ce phénomène entraîne un stockage de porteurs minoritaires et l'existence de zones de transition de part et d'autre de la jonction P-N. En régime de forte injection, le nombre de porteurs minoritaires stockés peut devenir suffisamment élevé pour ne plus être négligeable devant celui des majoritaires. Ce phénomène devrait en conséquence entraîner un déséquilibre électrique au niveau des zones de transitions. En fait, il se trouve compensé par une accumulation de porteurs majoritaires formant des charges stockées de transition sensiblement équivalentes à celles des minoritaires. Dans le cas qui nous concerne, on observe au voisinage immédiat des transitions  $P^+I$  et  $IN^+$  des effets parfaitement analogues.

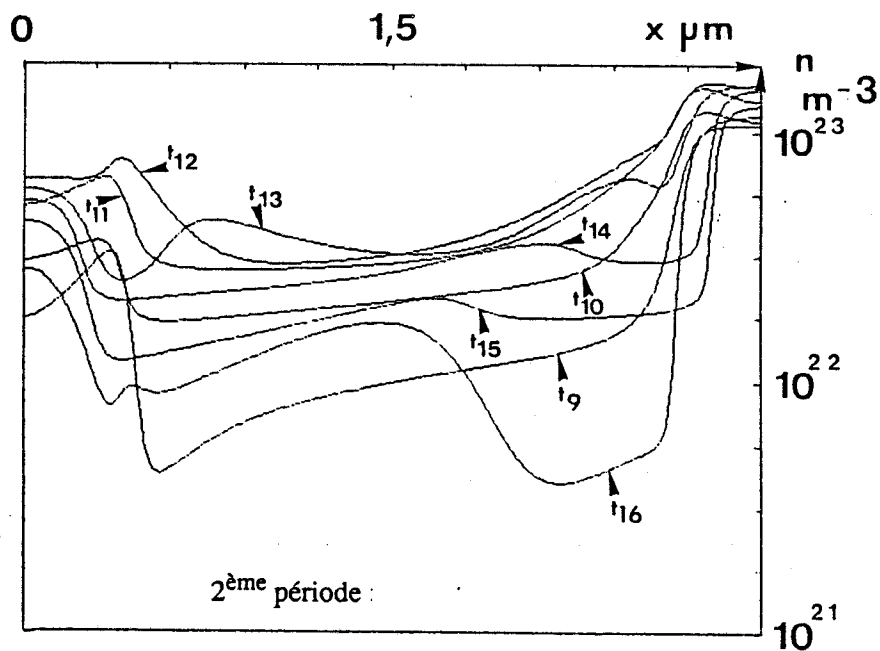
Durant la seconde alternance de la première période (évolution  $t_5$  à  $t_8$ ) la diode est commutée en régime de polarisation inverse. Le champ électrique interne dans la zone intrinsèque s'inverse, et entraîne un reflux des électrons et des trous vers leur collecteur respectif. Leur déplacement progressif provoque un déséquilibre des charges électriques dans la zone I qui se manifeste en premier lieu à ses extrémités en provoquant, par effet de réaction de charge d'espace, une augmentation importante de l'amplitude du champ électrique. Ce phénomène est caractéristique du début de la phase de blocage de la diode (cf. § 3.3.2.1) et explique la valeur élevée atteinte par la tension  $V_d$  dans ce régime de fonctionnement.

Cependant la durée de la phase de polarisation inverse est insuffisante pour entraîner une désertion totale de la zone intrinsèque de la diode. A ce propos, les densités de porteurs tracées à l'instant  $t_8$  ( $t_8 = 200$  ps marquant la fin de la première période) montrent l'existence d'une charge d'électrons et de trous stockés principalement au centre de la zone I.

Ces répartitions constituent la condition initiale pour la première alternance de la deuxième période durant laquelle la diode est à nouveau commutée en régime de polarisation directe (évolutions  $t_9$  à  $t_{13}$ ; figure 3.19.b). Les porteurs majoritaires alors injectés des collecteurs s'ajoutent aux porteurs issus du cycle précédent ce qui implique une augmentation de l'amplitude du courant direct. Cependant, les effets de réaction de charge d'espace sont moins importants du fait de la présence des porteurs stockés dans la zone I. En conséquence l'effet de surtension relatif à la mise en régime de polarisation directe est moins marqué et l'amplitude maximale de la tension développée aux bornes de



Evolutions spatiales du champ électrique dans la structure tous les huitièmes de période - 1<sup>ère</sup> période



(b)

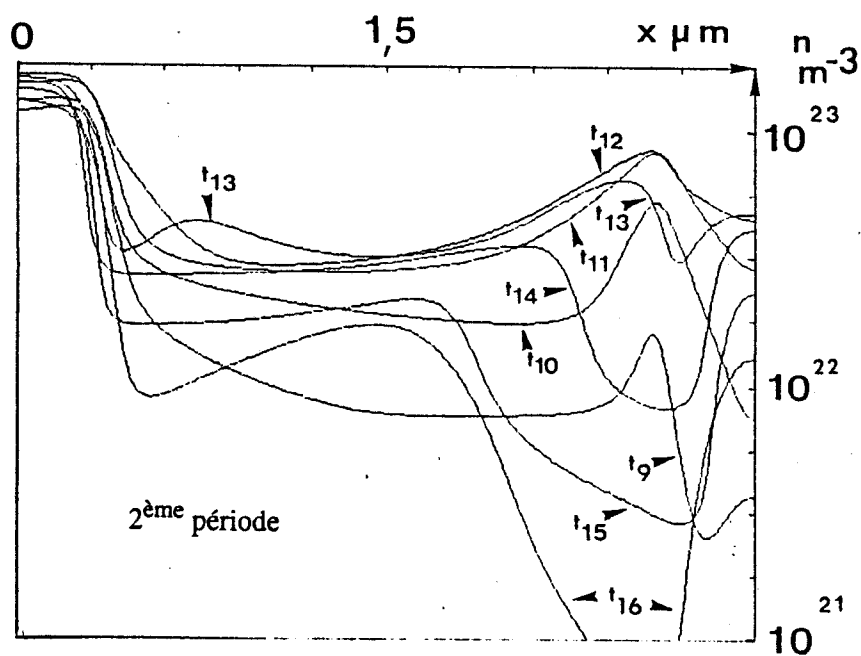
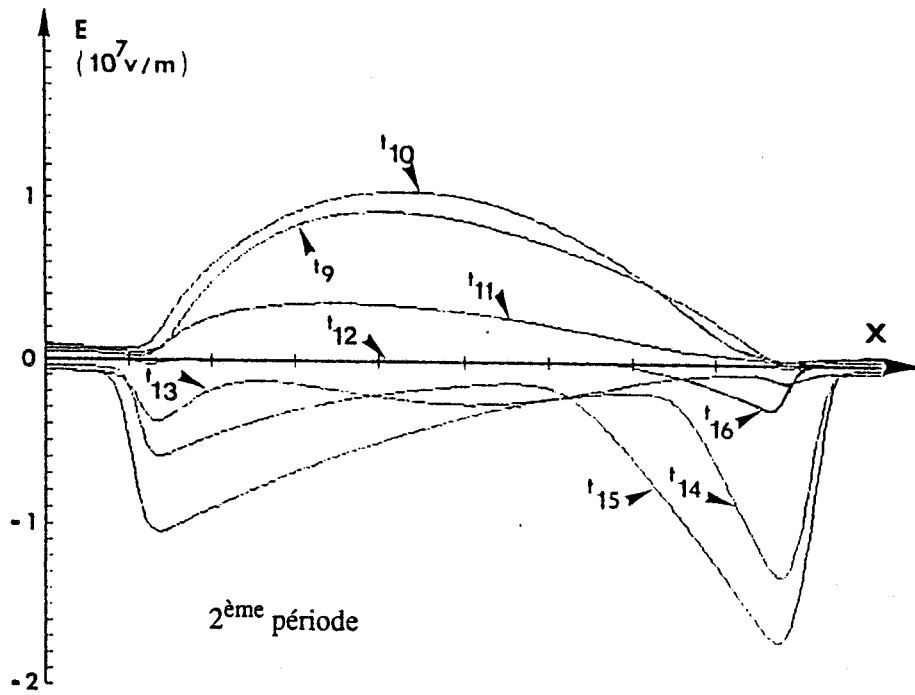


Figure 3.19.b : Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 2<sup>ème</sup> période :



Evolutions spatiales du champ électrique dans la structure tous les huitièmes de période - 2<sup>ème</sup> période

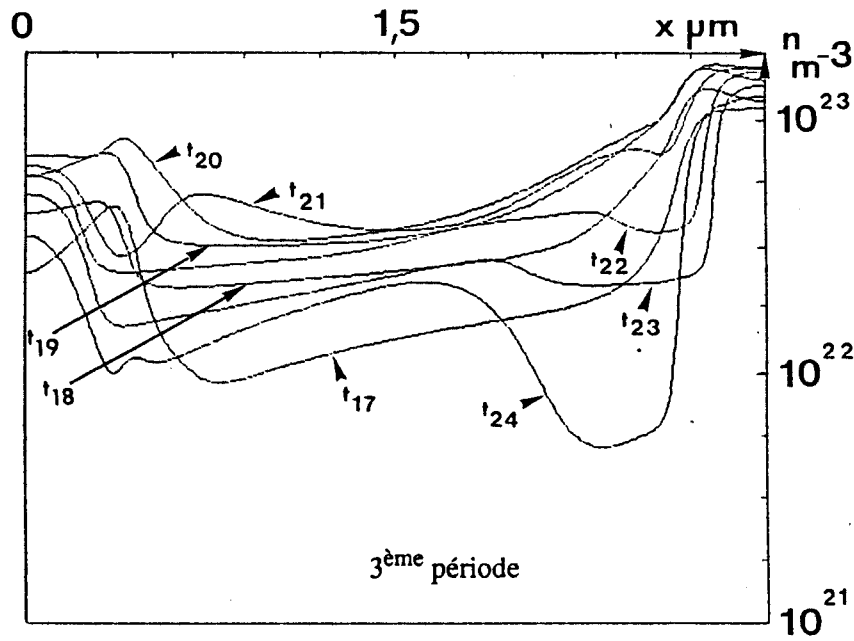
la diode est sensiblement plus faible que l'amplitude atteinte durant la première alternance de la première période.

Lorsque la diode est de nouveau commutée en régime de polarisation inverse le nombre de porteurs mobiles circulant dans la zone intrinsèque est nettement plus important qu'à la première période. En conséquence, leur reflux s'effectue moins rapidement et les effets de charge d'espace aux limites de la zone I sont moins marqués et limitent encore l'amplitude de la tension développée aux bornes de la diode.

Au cours de la troisième période (figure 3.19.c) et ainsi de suite, l'ensemble des phénomènes décrits précédemment poursuit son évolution vers le régime permanent de conduction de la diode. Les évolutions des densités de porteurs tracées aux instants  $t_4$ ,  $t_{12}$  et  $t_{20}$  montrent qu'en fin de phase de polarisation directe le nombre de porteurs circulant dans la zone I croît régulièrement à chaque période. Parallèlement, ces mêmes évolutions tracées aux instants  $t_8$ ,  $t_{16}$  et  $t_{24}$  montrent qu'à la fin de la phase de polarisation inverse, la quantité de porteurs stockés dans la zone I augmente à chaque période. De façon concomitante, l'amplitude du champ électrique interne dans la diode a tendance à diminuer au fur et à mesure que la diode se remplit de porteurs.

Les simulations précédentes ont été effectuées en considérant arbitrairement que le signal hyperfréquence appliqué au circuit polarisait la diode en direct durant la première alternance de la première période. La figure 3.20 présente la réponse du limiteur dans le cas où la phase à l'origine des temps du signal d'entrée impose en début de transitoire un régime de polarisation inverse à la diode PIN. Ces évolutions montrent qu'à chaque instant de la première alternance de la première période la tension  $V_d$  développée aux bornes de la diode est sensiblement égale à la moitié de la tension appliquée au circuit. Ainsi, durant cette phase du transitoire, le limiteur se comporte en première approximation comme un simple diviseur de tension. En effet, le courant circulant dans la diode PIN reste faible. La contribution majeure à ce courant provient du courant de déplacement circulant à travers la capacité de la diode. Au niveau des propriétés de limitation du circuit, les évolutions montrent que la puissance dissipée dans  $R_s$  est égale à la moitié de la puissance incidente instantanée et donc que le circuit ne réfléchit pas la puissance d'entrée durant cette phase.

Durant la seconde alternance de la première période, la diode PIN est commutée en régime de polarisation directe. A l'instant marquant la demi-période, les conditions "initiales" sur les grandeurs internes dans la diode qui découlent de la phase de polarisation inverse, n'ont pas d'incidence directe



(c)

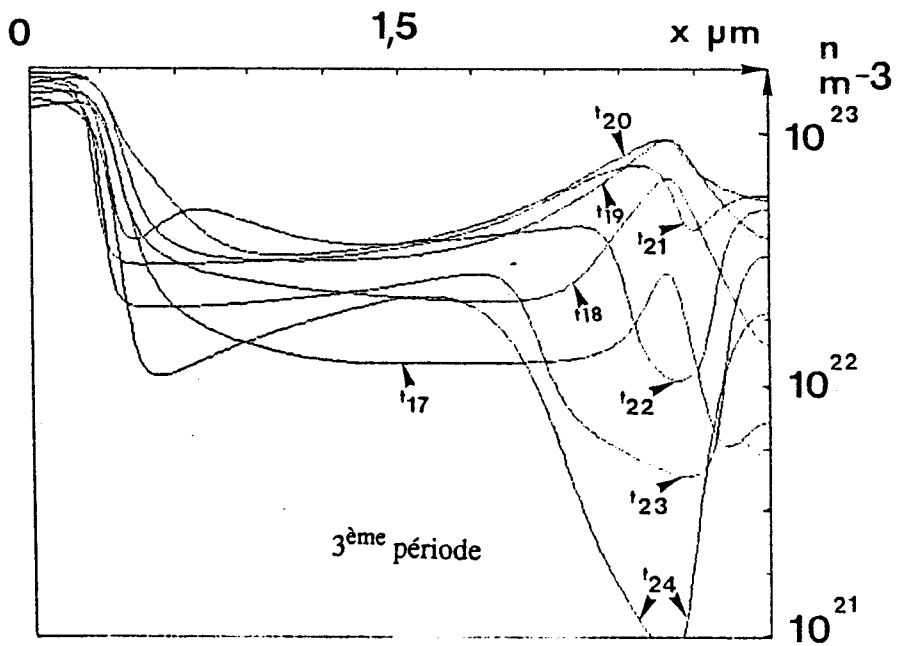
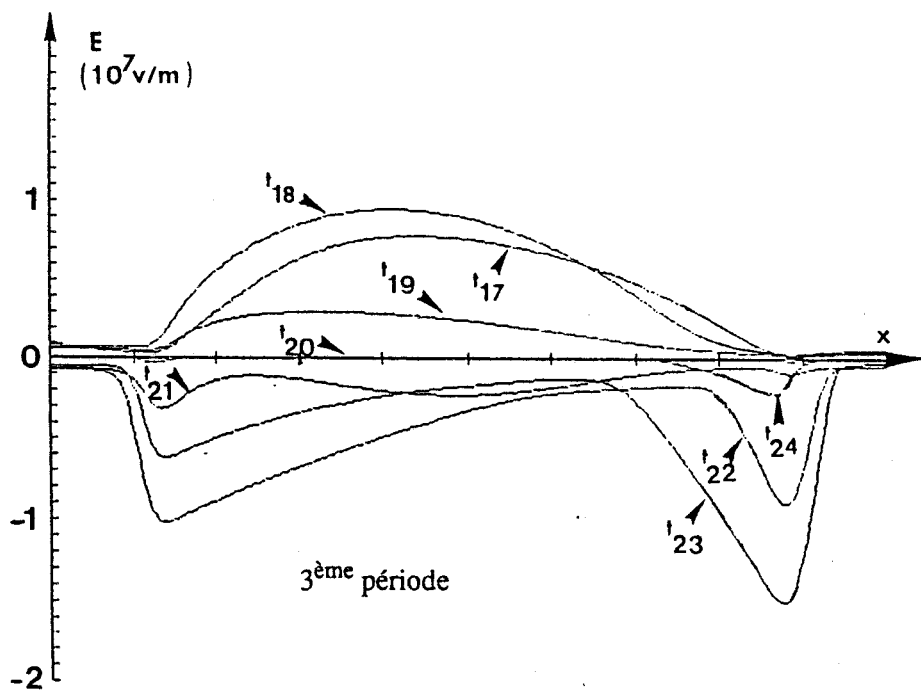
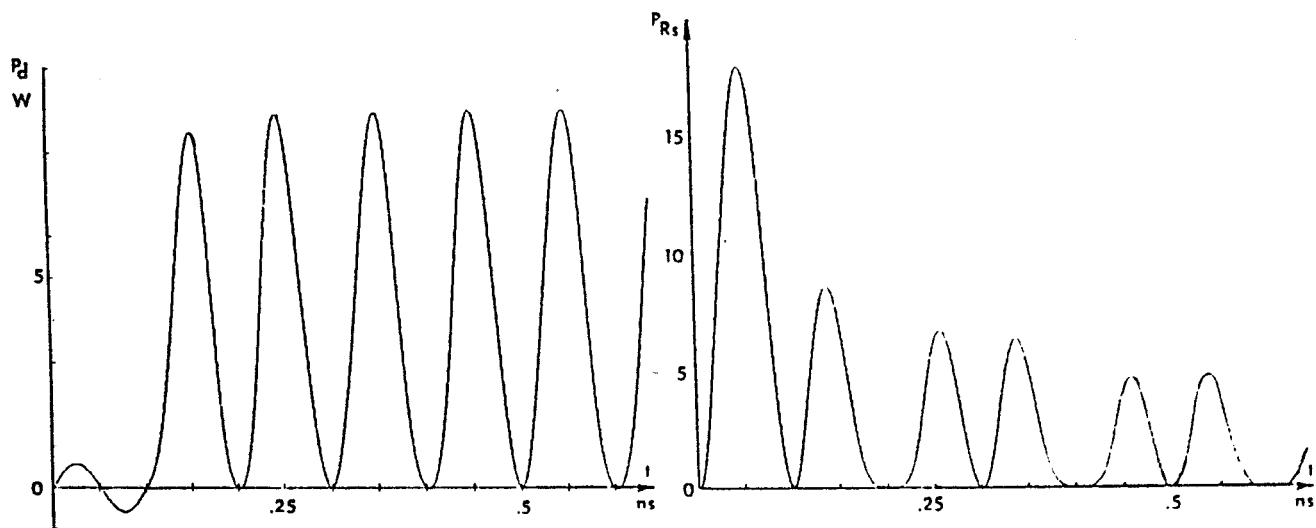
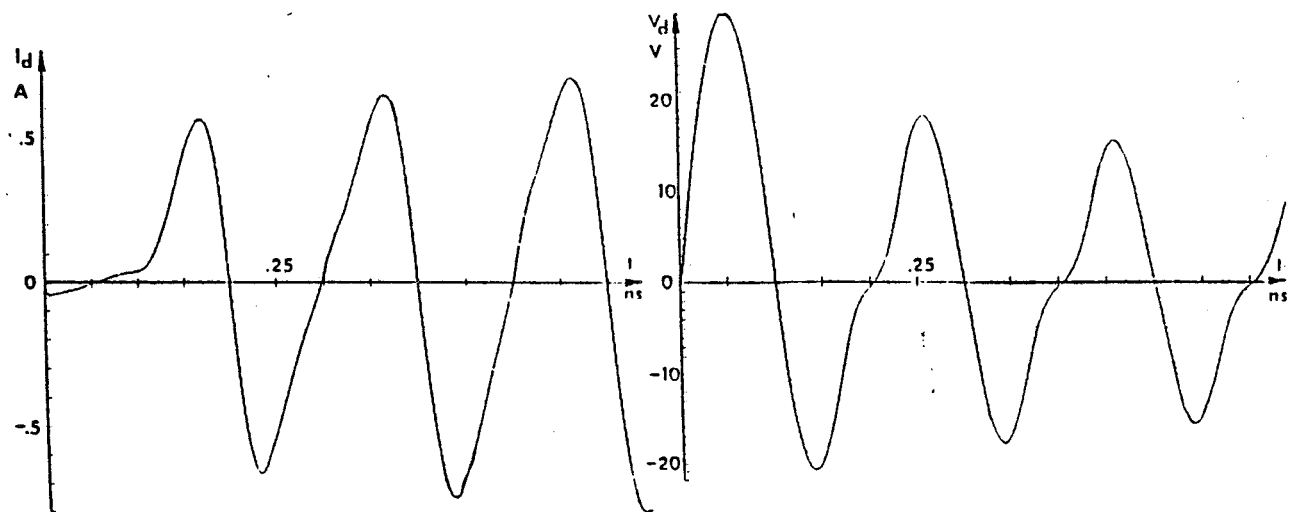


Figure 3.19.c : Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 3<sup>ème</sup> période :



Evolutions spatiales du champ électrique dans la structure tous les huitièmes de période - 3<sup>ème</sup> période



**Figure 3.20 :** Evolution temporelles du courant  $I_d$ , de la tension  $V_d$  aux bornes de la diode PIN - Evolutions temporelles des puissances  $P_d$  dans la diode et  $P_{R_s}$  dans la résistance  $R_s$ .  
Première alternance en inverse.



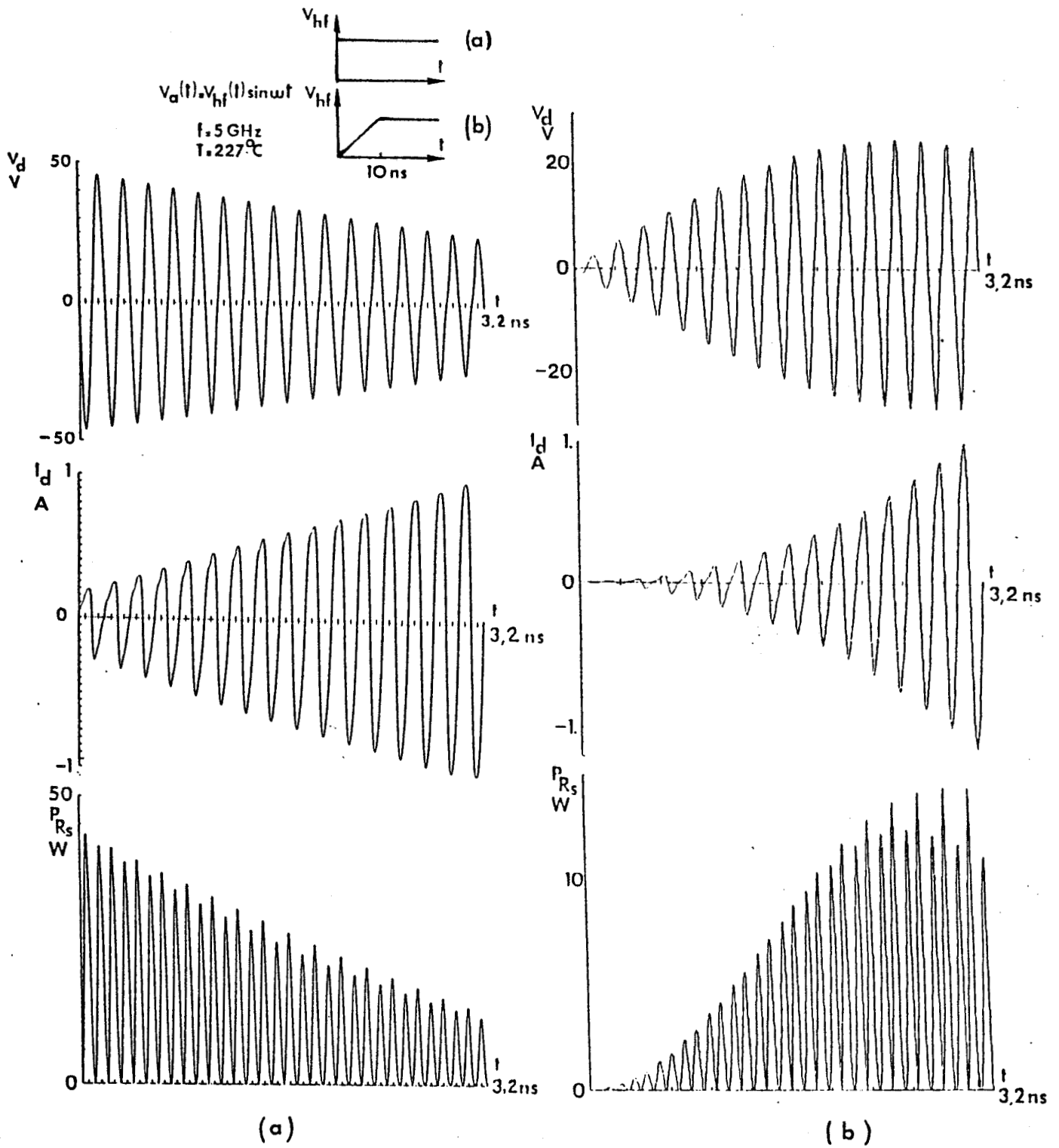
sur la mise en polarisation directe. Ce point a déjà été discuté au paragraphe 3.3.2.2. En conséquence pour le type de signal d'entrée que nous avons considéré, la suite du régime transitoire est sensiblement identique à celui décrit précédemment, tant du point de vue qualitatif que quantitatif.

Le régime établi d'émission hyperfréquence des émetteurs fonctionnant en régime impulsionnel n'est jamais atteint instantanément. Ces sources de forte puissance présentent un "temps de montée" non négligeable. Le signal appliqué sur le limiteur n'a donc pas en toute rigueur l'allure d'un échelon de puissance idéal comme nous l'avons considéré jusqu'à présent. La figure 3.21 illustre donc les évolutions comparées des réponses temporelles du circuit à une diode PIN à un échelon de puissance et à un signal d'entrée modulé en amplitude symbolisant le début d'un signal hyperfréquence présentant un "temps de montée" linéaire.

Les évolutions qui traduisent la réponse du circuit à l'échelon de puissance sont parfaitement consistantes avec les résultats précédemment décrits. L'effet de limitation est minimal en début de transitoire puis croît continument jusqu'au régime établi.

Dans le cas d'un signal d'entrée présentant un temps de montée, les phénomènes physiques de base relatifs à la mise en conduction de la diode PIN sont analogues à ceux décrits dans la première partie mais l'évolution générale du régime transitoire est différente. En effet dans ce régime de fonctionnement, l'amplitude maximale de la tension d'entrée croît à chaque demi-alternance. En conséquence, l'amplitude des phases de fonctionnement en polarisation inverse et directe de la diode PIN imposées par le signal hyperfréquence n'est pas "régulière" comme dans le cas de l'échelon de puissance. Les résultats montrent que la mise en conduction de la diode entraîne une croissance du courant de type exponentiel alors qu'en comparaison la croissance du courant est sensiblement linéaire dans le cas de l'échelon de puissance. A la fréquence considérée (5 GHz), la tension développée aux bornes de la diode croît au cours du régime transitoire et passe par un maximum au bout d'environ 3 ns. Cet effet se répercute au niveau de la puissance transmise par le limiteur qui atteint son maximum elle aussi au bout de 3 ns.

Les conclusions relatives à l'influence de la forme du signal d'entrée hyperfréquence sur les propriétés de limitation du circuit durant les régimes transitoires ne peuvent être établies sur la simple base des résultats ici présentés. Cet aspect du fonctionnement du limiteur mériterait une étude plus approfondie et surtout des temps de simulations largement supérieurs au "temps de montée" du signal d'entrée, que nous n'avons pas envisagés dans le cadre de notre travail.



**Figure 3.21 :** Réponses temporelles comparées du circuit limiteur à un échelon de puissance (a) et à une rampe de puissance (b).

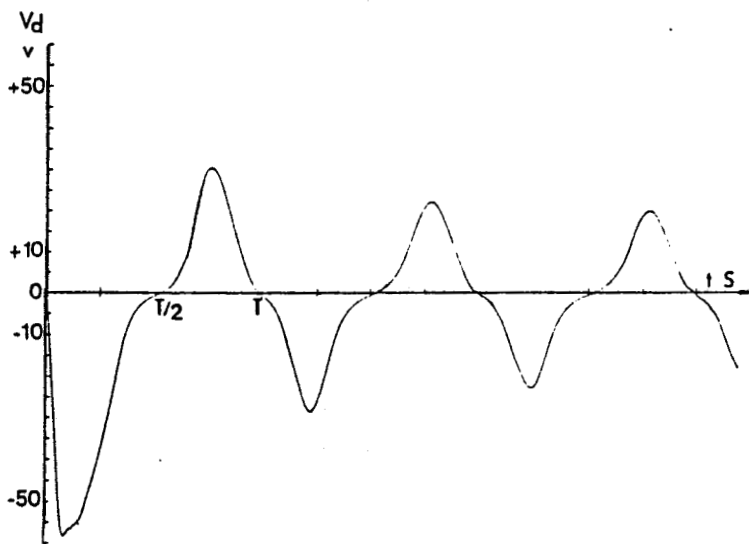
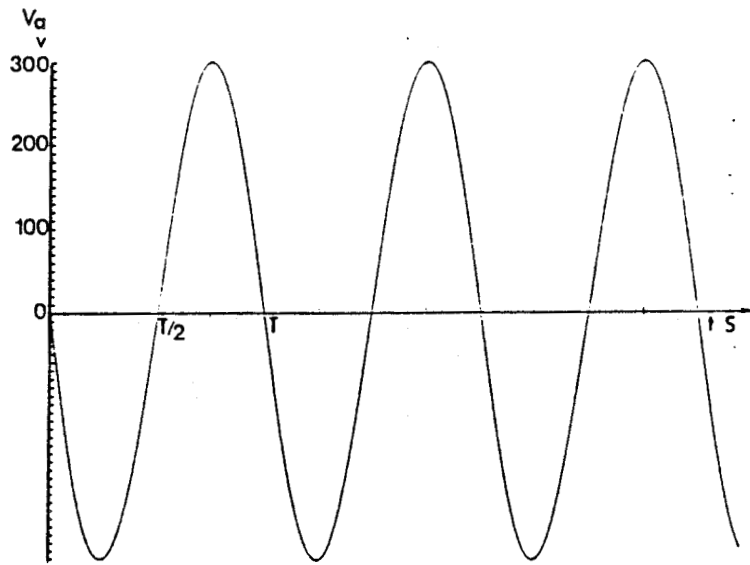
### 3.4.2 Régime transitoire avec création de porteurs par ionisation par chocs

Nous nous intéressons ici au cas où le circuit limiteur à diode PIN est soumis à un échelon de très forte puissance. Le signal appliqué  $V_d(t)$  est sinusoïdal et d'amplitude maximale égale à 300 V, ce qui correspond à un niveau de puissance incidente de 225 W. Ce signal est tel que la diode est polarisée en direct pendant la première alternance de la première période.

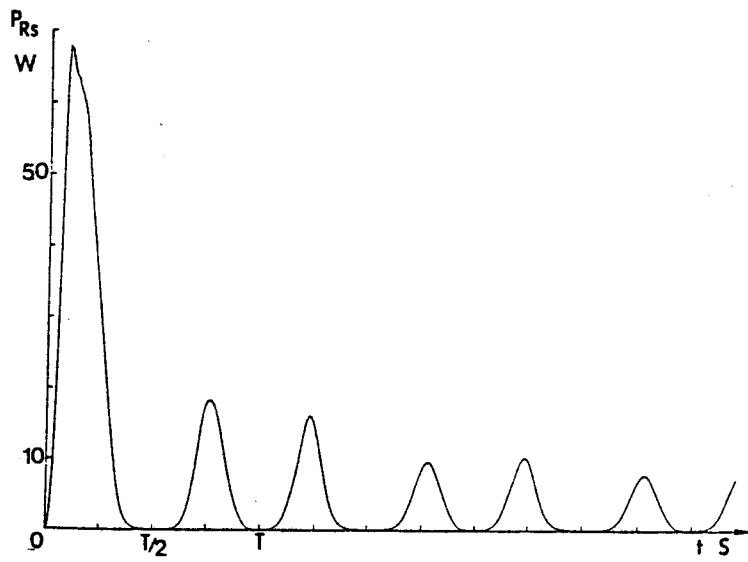
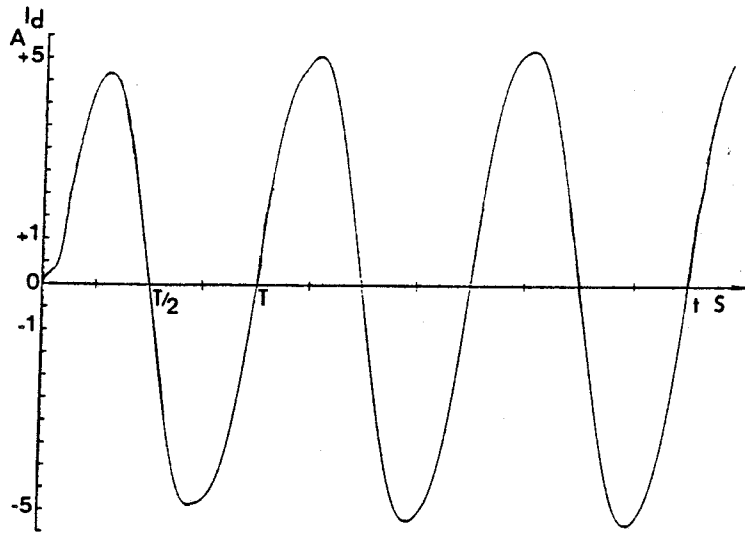
La réponse temporelle du circuit est donnée figure 3.22. Les résultats sont consistants avec ceux précédemment décrits. En effet, la mise en conduction de la diode limite progressivement la puissance dissipée dans la résistance de charge  $R_S$ . L'évolution du courant  $I_d$  qui circule dans le composant illustre la mise en conduction très rapide de la diode PIN. En effet, ce courant attend très rapidement des valeurs importantes. De même, la tension  $V_d$  aux bornes de la diode attend une valeur élevée durant la première alternance de la première période (cf figure 3.22). Ce phénomène de surtension est consécutif à la mise en régime de polarisation directe mais son acuité est atténuée par les effets de la création de porteurs par ionisation par chocs. On remarquera en outre, que la forme d'onde de la tension  $V_d$  est moins sinusoïdale que celle qui résulte de l'application d'un échelon de puissance de niveau plus faible (cf figure 3.18). La tension  $V_d$  conserve une valeur relativement faible avant et après chaque commutation.

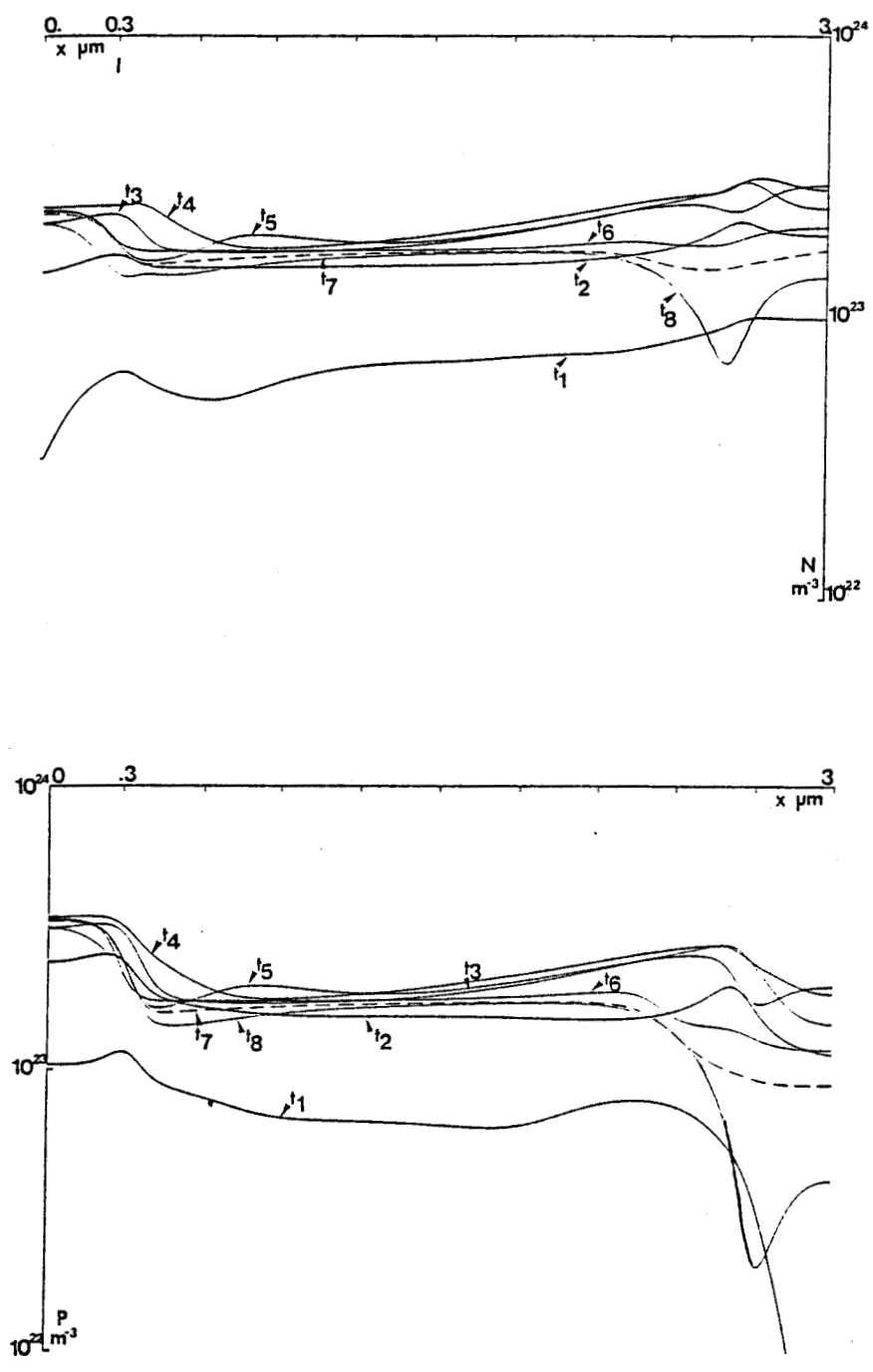
Ce régime de fonctionnement traduit une phase de conduction élevée de la diode. C'est la conséquence des valeurs importantes des densités de porteurs libres dans la zone intrinsèque qui tendent à limiter les phénomènes de surtension et de désertion de la zone I liés respectivement au régime de polarisation directe et inverse. Ceci se répercute sur l'évolution de la puissance transmise  $P_{RS}$ , qui reste pratiquement nulle durant un intervalle de temps non négligeable, avant et après chaque commutation.

Les évolutions spatiales des densités d'électrons et de trous, du champ électrique et du taux de génération, tracées tous les huitièmes de période, pour les trois premières périodes du signal d'entrée, sont présentées figures 3.23.a, 3.23.b et 3.23.c. Les phénomènes physiques relatifs à la mise en conduction de la diode sont globalement les mêmes que ceux décrits au paragraphe précédent. Nous insisterons donc sur les différences résultant des effets dus à la génération de porteurs par ionisation par choc et aux densités de courant beaucoup plus élevées.



**Figure 3.22 :** Régime transitoire avec création de porteurs par ionisation par chocs - Réponse temporelle du circuit.





**Figure 3.23.a :** Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 1<sup>ère</sup> période :

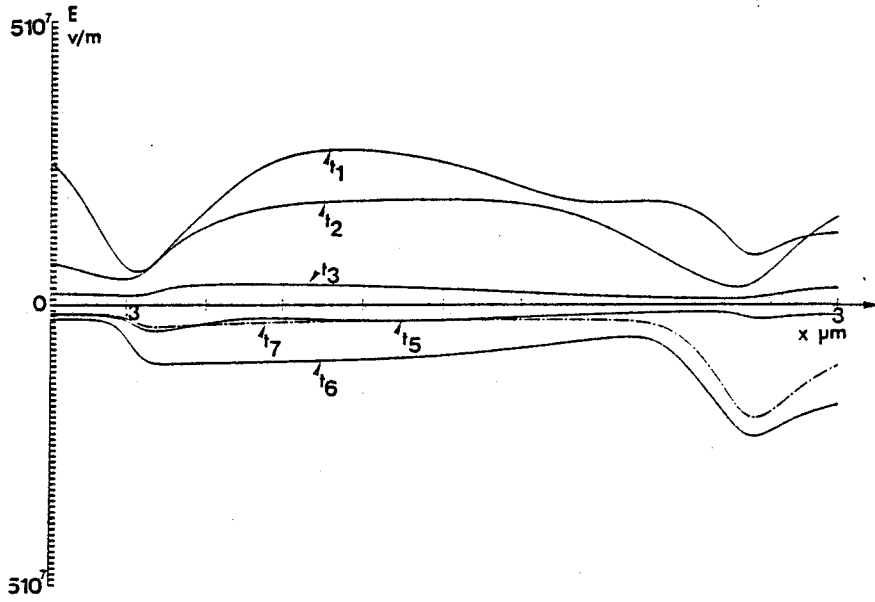
Durant la première alternance du signal d'entrée (évolutions  $t_1$  à  $t_4$ ), la diode est mise en régime de polarisation directe. Vu l'amplitude de ce signal, les quantités de porteurs majoritaires injectés des collecteurs vers la zone intrinsèque sont très importantes. Les effets de réaction de charge d'espace dans cette zone sont tels que l'intensité du champ électrique  $y$  devient suffisamment élevée pour entraîner la création de porteurs par ionisation par chocs. Ces porteurs créés, contribuent au courant de conduction et modifient la distribution spatiale du champ électrique conformément à l'équation de Poisson.

A l'instant  $t_1$  (figure 3.23.a) on constate que le maximum du champ électrique n'est plus atteint au centre de la zone I comme dans la précédente simulation (§ 3.4.1), mais qu'il apparaît deux maximums locaux marquant les zones de génération maximales (conformément à la distribution spatiale du taux de génération à l'instant  $t_1$ ) La génération de porteurs par ionisation par chocs pendant la phase de polarisation directe, a tendance à limiter la surtension apparaissant aux bornes de la diode. La puissance transmise à la sortie du limiteur est donc plus faible.

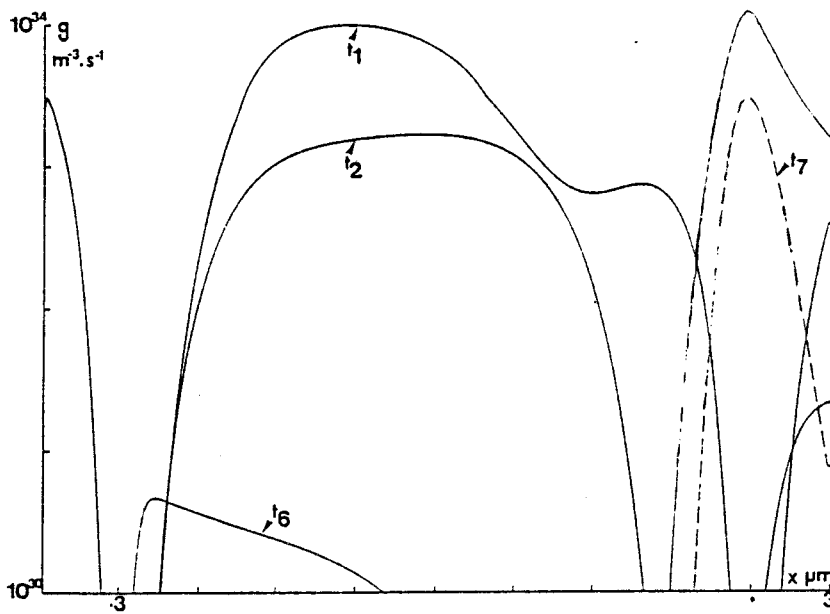
Nous remarquons par ailleurs que les effets de réaction de charge d'espace dus aux porteurs formant les charges de transition au niveau des collecteurs  $P^+$  et  $N^+$  sont suffisamment importants pour y entraîner la génération de porteurs par ionisation par chocs. Ce phénomène résulte principalement du fait que pour des contraintes, de temps de calculs ( $\Delta t < \varepsilon/qN_{\max}\mu_{\max}$ ) nous avons imposé dans la simulation un niveau de concentration en impuretés dans les collecteurs ( $10^{23} \text{ at} / \text{m}^3$ ) insuffisant, compte tenu des densités de courant de porteurs atteintes au cours de ce régime de fonctionnement particulier. Dans une diode PIN réelle, le niveau de dopage des collecteurs  $P^+$  et  $N^+$  est nettement plus élevé et ce phénomène de génération dans les substrats est donc très fortement atténué. Notons cependant, que dans le cas de notre simulation, ces effets n'ont quasiment aucune influence sur les phénomènes mis en jeu au niveau de la zone active de la diode.

Lorsque la diode est commutée en régime de polarisation inverse (évolution  $t_5$  à  $t_8$  figure 3.23.b) les densités de porteurs libres déjà présents dans la zone intrinsèque sont telles que la phase de recouvrement n'est plus négligeable devant la durée de la demi-alternance. En conséquence la désertion de la zone I et le blocage progressif de la diode se trouve limités.

Au cours des deux périodes suivantes (évolutions  $t_9$  à  $t_{16}$  puis  $t_{17}$  à  $t_{24}$  figure 3.23.c) l'amplitude



Evolutions spatiales du champ électrique et du taux de génération dans la structure tous les huitièmes de période - 1<sup>ère</sup> période





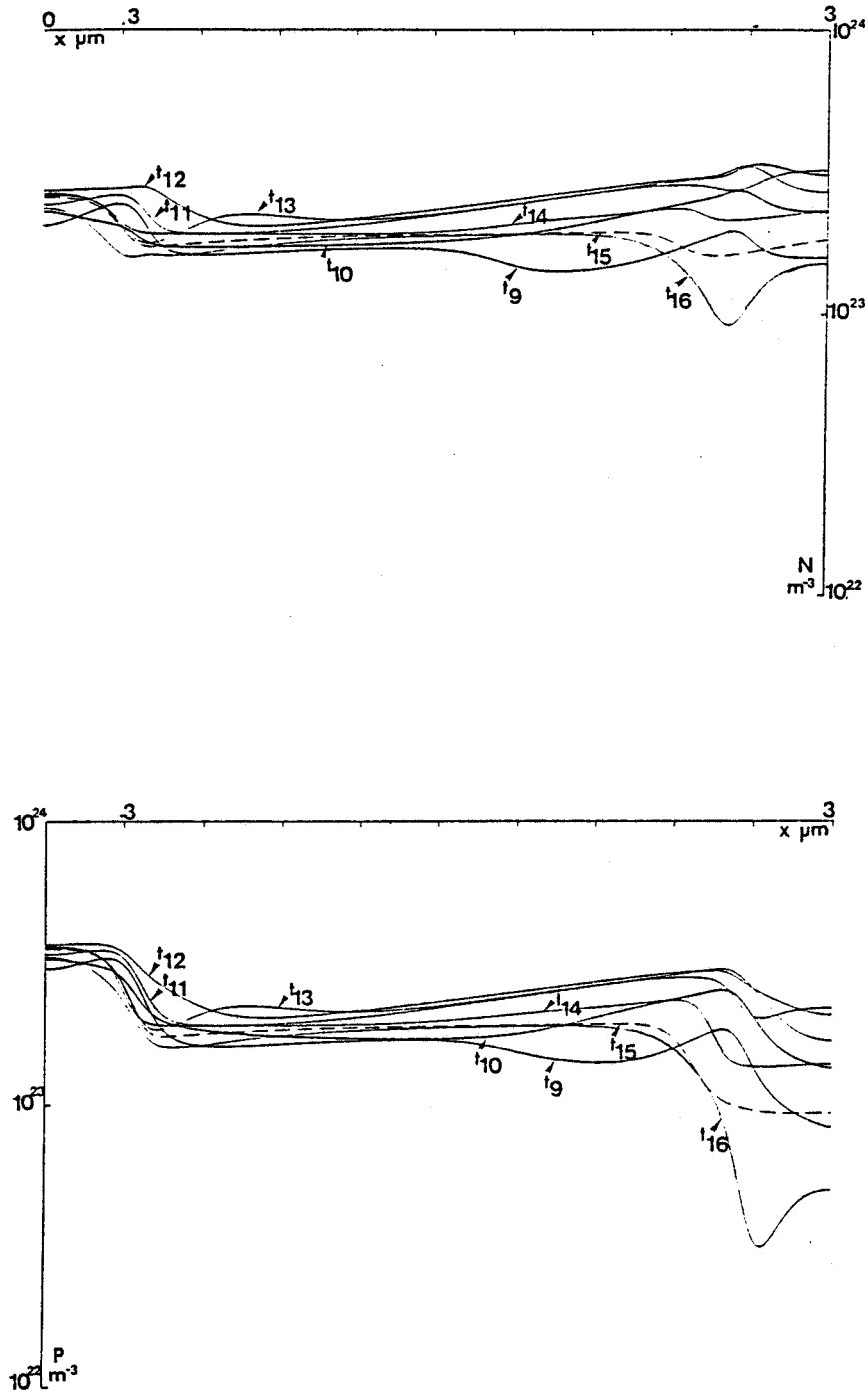
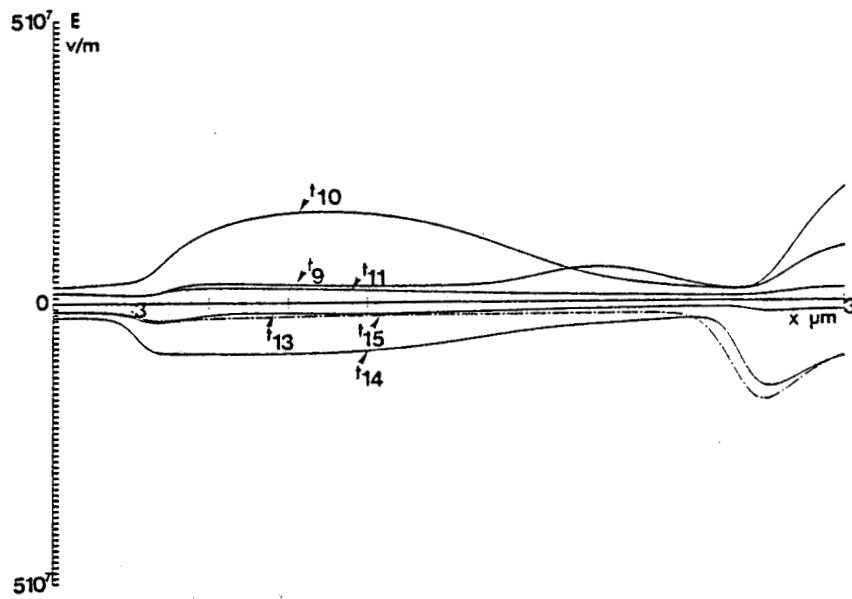
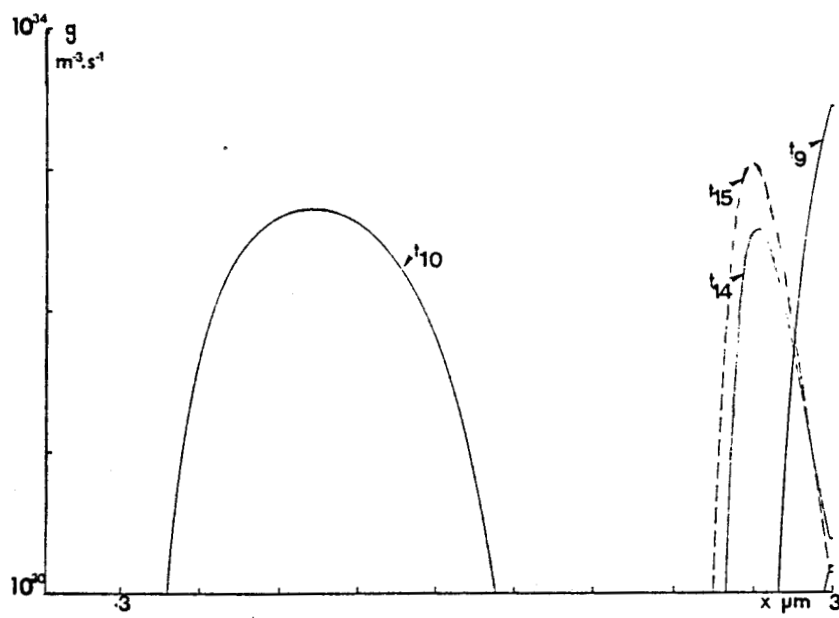


Figure 3.23.b : Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 2<sup>ème</sup> période :



Evolutions spatiales du champ électrique et du taux de génération dans la structure tous les huitièmes de période - 2<sup>ème</sup> période



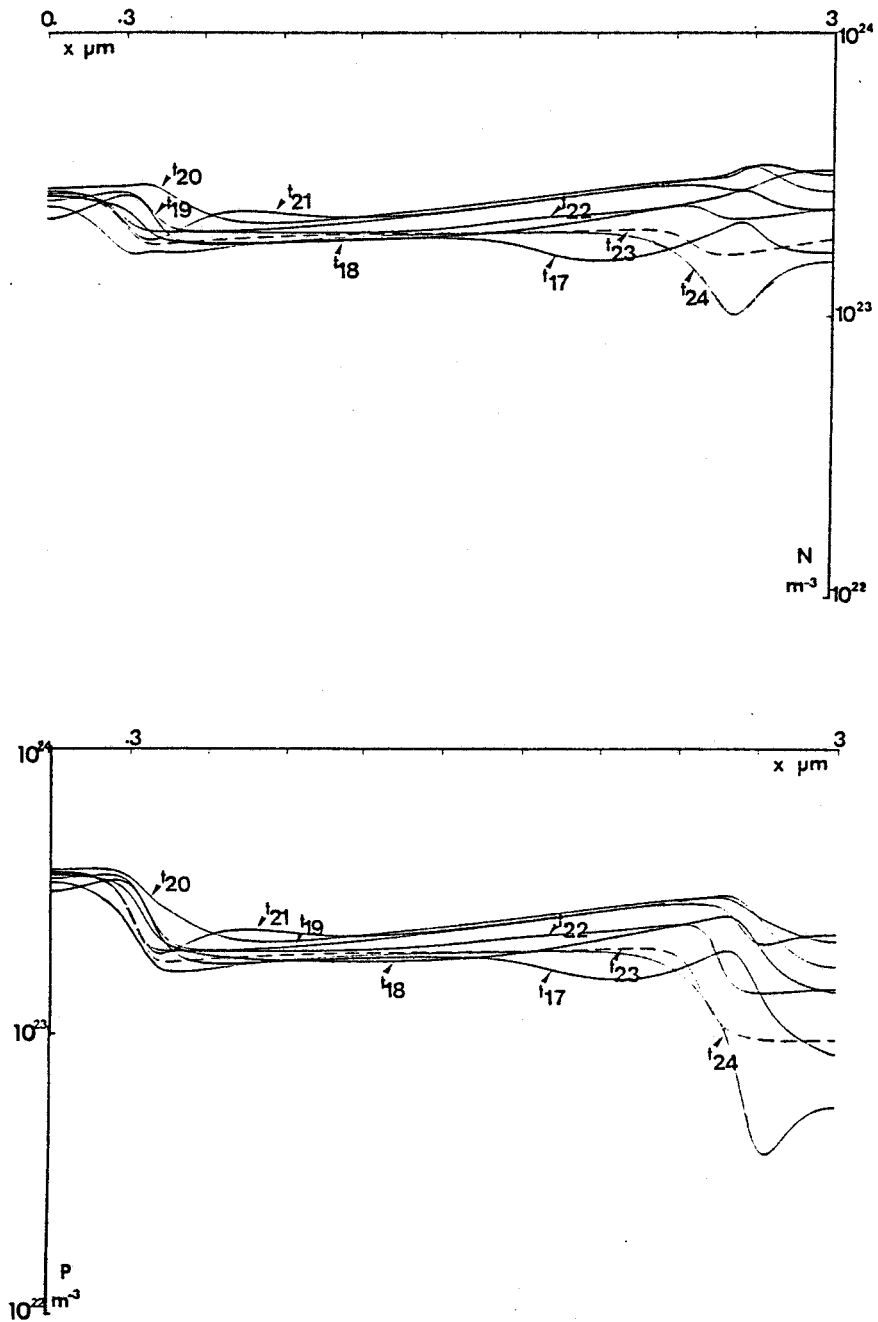
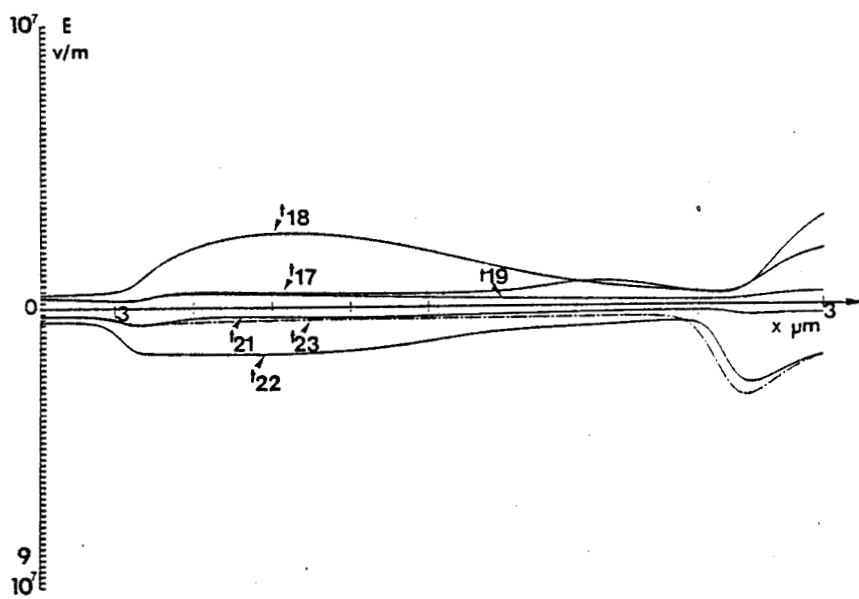
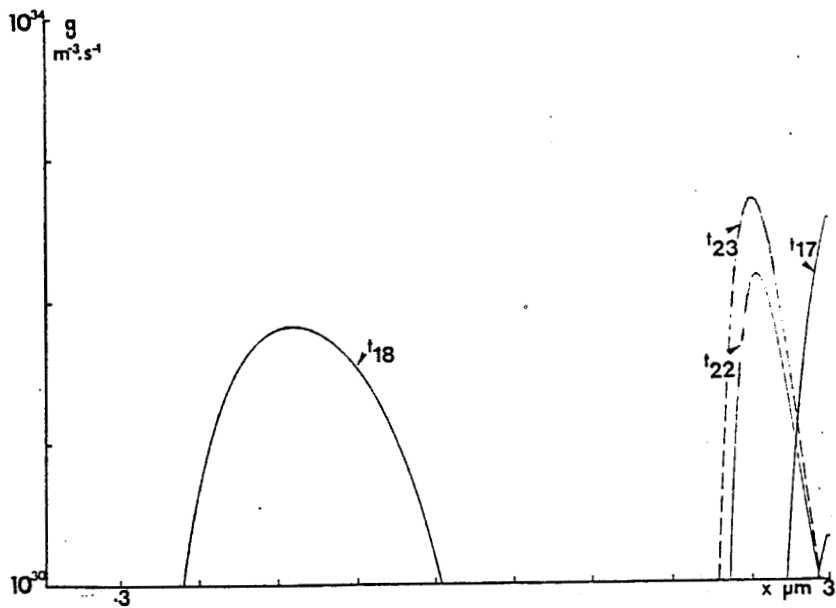


Figure 3.23.c : Evolutions spatiales des densités d'électrons et de trous dans la structure tous les huitièmes de période - 3<sup>ème</sup> période :



Evolutions spatiales du champ électrique et du taux de génération dans la structure tous les huitièmes de période - 3<sup>ème</sup> période



maximale de la tension développée aux bornes de la diode décroît au fur et à mesure de sa mise en conduction. La génération de porteurs par ionisation par chocs diminue donc progressivement.

Sur la base des résultats que nous venons de présenter, il pourrait être conclu que le phénomène d'ionisation par chocs est bénéfique pour la réponse d'un limiteur passif à une diode PIN puisqu'il tend à "accélérer" la mise en conduction de la diode. Cette affirmation doit être pondérée par le fait que ce type de limiteur passif ne comporte aucun dispositif limitant le courant circulant dans la diode. En conséquence, sa mise en régime d'avalanche éventuelle sous l'action d'un signal de très forte amplitude peut entraîner l'existence de courants très élevés susceptibles de provoquer la destruction de la diode PIN par effet Joule.

### 3.5 Conclusion

Nous avons consacré ce dernier chapitre à l'étude des régimes transitoires d'un limiteur à diode PIN au silicium à 5 GHz.

Cette étude inspirée des travaux de M. Kurata [16], [17] a été à l'origine de la mise au point d'un nouveau modèle qui résoud de façon autocohérente les équations du semiconducteur et l'équation différentielle du circuit de charge passif simple défini sous forme d'éléments localisés.

Les régimes transitoires auxquels est soumis le limiteur au cours de son fonctionnement, sont étroitement liés à l'interaction entre le composant semiconducteur et la configuration de son circuit de charge. Notre modèle nous a donc permis d'isoler et d'analyser les différents phénomènes physiques typiques qui régissent la réponse d'un limiteur passif à diode PIN.

En particulier, nous avons mis en évidence l'influence de la phase à l'origine du signal hyperfréquence appliqué ainsi que l'influence de son enveloppe (un échelon de puissance ou un signal présentant un "temps de montée". Ces résultats constituent une étape importante dans la connaissance des régimes transitoires des limiteurs à diode PIN des systèmes d'émission-réception réels, qui est fondamentale pour leur fiabilité.

Nous avons par ailleurs initialisé une étude comparative systématique en fonction de la fréquence, du niveau de puissance d'entrée et du matériau (silicium, arséniure de gallium, phosphore d'indium). Cette étude s'est heurtée à un problème de temps de calcul dans l'état actuel de la technologie des ordinateurs donc nous disposons. Pour poursuivre cette étude qui fait l'objet d'une collaboration avec l'Agence Spatiale Européenne, il paraît intéressant d'envisager une optimisation de notre algorithme de calcul afin de permettre un gain de temps important et élargir ainsi le champ d'application du modèle. En particulier après notre analyse phénoménologique du comportement du limiteur nous pourrions envisager par exemple l'influence de la température et du profil de concentration en impuretés sur les performances du limiteur. En outre, la prise en compte d'un schéma équivalent du limiteur plus réaliste (éléments parasites, longueur des lignes, déphasage, plusieurs diodes PIN en parallèle) et des temps de simulation beaucoup plus importants permettraient une étude systématique intéressante des conditions de fonctionnement d'un limiteur dans un système d'émission-récepteur réel.

**CONCLUSION GENERALE**

## CONCLUSION GENERALE

Au cours de ce travail, nous avons développé dans une première partie deux types de modèles numériques macroscopiques élaborés pour l'étude des dispositifs à jonctions semiconductrices ne faisant pas intervenir d'effets quantiques.

- Le premier type de modèle traite l'ensemble de la zone semiconductrice du composant et est particulièrement bien adapté à l'analyse phénoménologique du fonctionnement de dispositifs à jonction P/N tant en régime de polarisation directe qu'inverse.
- Le deuxième type de modèle traite de façon autocohérente l'ensemble de la zone semiconductrice du composant et son circuit de charge passif simple défini sous forme d'éléments localisés. Ce second type de modèle permet de décrire les régimes transitoires précédant le régime établi de fonctionnement, tant en régime de polarisation directe qu'inverse.

Dans une seconde partie, nous avons utilisé le premier type de modèle pour l'étude de diodes A.T.T. à l'AsGa à profil de dopage différencié, en bande Ku, en vue de la réalisation d'oscillateurs de forte puissance. Nous avons pu ainsi analyser et interpréter les phénomènes physiques complexes inhérents à leur fonctionnement. Notre travail, effectué en collaboration avec THOMSON DAG apporte un éclairage nouveau sur les connaissances concernant trois types de structures particulières, à savoir :

- la structure à zone de dérive unique à profil de Read (SDR - Single Drift Region) ;
- la structure à deux zones de dérive chacune de type Read (DR - Double Read) ;
- la structure à deux zones de dérive, l'une présentant un profil de type Read, l'autre un profil plat (HDR - Hybride Double Read).

Nous sommes actuellement en mesure d'envisager les conclusions suivantes :



- pour les structures de type SDR à profil de Read :
  - les structures juste confinées ou largement déconfinées, dont l'épaisseur de la zone d'avalanche ne peut pas être modulée, n'offrent des performances hyperfréquences intéressantes qu'en régime de fonctionnement multifréquence.
 

Ce résultat est fondamental pour la conception des circuits dans lesquels est utilisé ce type de composant.
  - Un régime de fonctionnement purement sinusoïdal ne peut être envisagé qu'avec des structures SDR largement confinées et dont la zone d'avalanche est suffisamment large pour limiter l'injection de courant tunnel.
  
- Pour les structures à deux zones de dérive de type DR il est apparu judicieux de concevoir des profils de dopage tels que la collection des deux types de porteurs libres soit simultanée. Dans le cas des structures de type HDR, une importante modulation de la zone d'avalanche conduit à un écoulement presque continu des porteurs libres dans la structure au cours du temps. Ces deux solutions réduisent le risque d'instabilité lié à la collection prématurée d'un type de porteurs.

Nous avons conclu ce second chapitre par une comparaison des performances potentielles de trois structures typiques en prenant en compte de façon consistante les effets thermiques. Il apparaît qu'à 14 GHz, pour des composants de type méso montés sur des dissipateurs en cuivre ou en diamant IIA, la structure SDR de type Read, largement déconfinée fonctionnant en régime multifréquence est particulièrement bien adaptée au régime d'oscillations continues. La structure HDR est un compromis peu intéressant, sauf peut être d'un point de vue technologique, tant en régime d'oscillations continues qu'en régime impulsionnel. Par contre, la structure DR est particulièrement bien adaptée au fonctionnement en régime impulsionnel.

Dans le troisième chapitre, le deuxième type de modèle que nous avons développé nous a permis de mener à bien une étude phénoménologique des différents régimes transitoires liés au fonctionnement d'un limiteur passif à diode PIN au silicium.

Ce travail s'est heurté à des problèmes de temps de calculs qui nous ont empêchés de conduire une étude concernant une comparaison systématique entre les différents matériaux susceptibles d'être utilisés pour la réalisation des diodes PIN à savoir le silicium, l'arséniure de gallium et le phosphore

d'indium. Une investigation en fonction de la fréquence et du niveau de puissance d'entrée a également été entravée par ces problèmes. Nous ne disposons actuellement que de résultats partiels qui n'ont pas été présentés dans ce mémoire, mais l'optimisation de notre algorithme devrait permettre un gain en temps important et rendre ce modèle tout à fait opérationnel pour des études plus systématiques et élargir ainsi son champ d'application.

## **BIBLIOGRAPHIE**

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. DALLE  
"Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique"  
Thèse de doctorat d'Université, Lille, 1986.
- [2] J. ZIMMERMAN  
"Etude des phénomènes de transfert électronique dans le silicium de type N en régime stationnaire et non stationnaire par la méthode de Monte Carlo. Application à la simulation de composants submicroniques"  
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1980.
- [3] 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'Etat, Lille, 1984.
- [4] K. TONIZAWA, Y. AWANO, N. HASHIZUME, M. KAWSHIMA  
"Monte Carlo simulation of submicron GaAs n-i-(n)<sup>+</sup>diode"  
IEE PROC, 129 (4), Pt. 1, pp. 131-136, 1982.
- [5] W. FAWCETT, BOORDMAN, S. SWAIN  
"Monte Carlo determination of electron transport properties in Gallium Arsenide"  
J. Phys. and Chem. Solids, Vol. 31, pp. 1963-1990, 1970.
- [6] R.W. HOCKNEY, R.A. WARRINER, M. REISER  
"Two dimensional particle models in semiconductor device analysis"  
Electronics Letters, Vol. 10, pp. 485-486, 1974.

- [7] BLOTECKJAER  
"Transport equations for electrons in two-valley semiconductors"  
IEEE Trans. Elect. Dev. , vol. ED-17, n° 1, pp. 38-47, Jan. 1970.
- [8] M.R. FRISCOURT  
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"  
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [9] A. CAPPY  
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"  
Thèse de Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Lille, 1981.
- [10] A. DE MARI  
"An accurate numerical one-dimensional solution of the P-N junction under arbitrary transient conditions"  
Solid-States Electronics, Vol. 11, pp. 1021-1053, 1968.
- [10] F.A. PADOVANI, R. STRATTON  
"Field and thermoionic field emission in Schottky barriers"  
Solid-State Electronics, Vol. 9, pp. 695-707, 1966
- [12] P. KENNIS  
"Etude de l'influence de l'effet tunnel sur les performances en bande X des oscillateurs à diodes à avalanche à l'AsGa"  
Thèse de doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, Lille, 1977.
- [13] J. PRIBETICH  
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'Arséniure de Gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"  
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1979.

- [14] M. REISER  
"Large-scale numerical simulation in semiconductor device modelling"  
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, pp. 17-38, 1972.
- [15] CHOLEWSKI  
"Mathematical methods for digital computers"  
Editeur E.L. WACHSPRESS (J. WILEY), 1967.
- [16] M. KURATA  
"A computer study of power-limiter diode behaviour"  
Solid-State Electronics, Vol. 17, pp. 951-961, 1974.
- [17] M. KURATA  
"Design considerations of step recovery diodes with the aid of numerical large-signal analysis"  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-19, n° 11, 1972
- [18] W.T. READ  
"A proposed high-efficiency negative resistance diode"  
Bell. Syst. Tech. J., Vol. 37, pp. 401-446, 1958.
- [19] T. MISAWA  
"Negative resistance in P-N junctions under avalanche breakdown conditions"  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-13, n° 1, pp. 137-151, 1966.
- [20] B. CULSHAW, R.A. GIBBLIN and P.A. BLAKEY  
"Avalanche diode oscillators - II. Capabilities and limitations"  
Int. J. Electron., Vol. 37, n° 5, pp. 597-632, 1974.
- [21] 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, 1969

- [22] C.M. LEE, R.J. LONAX, G.I. HADDAD  
"Semiconductor device simulation"  
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-22, n° 3, 1974.
- [23] G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE, B. KRAMER  
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator efficiency"  
J. Appl. Phys., Vol. 44, n° 1, pp. 314-324, 1973.
- [24] R. ALLAM  
"Modélisation et caractérisation des diodes A.T.T. de forte puissance à l'arséniure de gallium en bande J"  
Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille, 1984.
- [25] E. ALLAMANDO  
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et à temps de transit"  
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1973.
- [26] P.A. ROLLAND  
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semiconducteur"  
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1978.
- [27] P.A. ROLLAND, M.R. FRISCOURT, D. LIPPENS, C. DALLE, J.L. NIERUCHALSKI  
"Millimeter Wave solid state power sources"  
IEEE International workshop on millimeter waves, April 2-4 th, Rome, 1986.
- [28] R.L. KUVAS et W.E. SHROEDER  
"Premature collection mode in IMPATT diodes"  
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-22, n° 8, pp. 549-558, 1975.
- [29] B. CULSHAW et R.A. GIBLIN  
"Effect of velocity-field characteristics on the operation of avalanche diode oscillators"  
Electronics Letters, Vol. 10, n° 14, pp. 285-286, 1974.

- [30] A. BLAKEY, B. CULSHAW, R.A. GIBLIN  
"Efficiency enhancement in avalanche diodes by depletion-region-width modulation"  
Electronics Letters, Vol. 10, n° 21, pp. 435-436, 1974.
- [31] R. KUVAS  
"Carrier transport in the drift region of Read-type diodes"  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-25, n° 6, June 1978.
- [32] B.B. VAN IPEREN et H. TJASSENS  
"Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes"  
Proc. IEEE, Vol. 59, n° 6, pp. 1032-1033, 1971.
- [33] Y. HIRACHI, K. KOBAYASHI, K. OGASAWARA, Y. TOYAMA  
"A new concept for high-efficiency operation of high-low type GaAs IMPATT diodes"  
IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED-25, n° 6, 1978.
- [34] E. CONSTANT, A. MIRCEA, J. PRIBETICH et A. FARRAYRE  
Effect of transferred-electron velocity modulation in high efficiency GaAs IMPATT diodes"  
J. App. Phys., Vol. 46, n° 9, pp. 3934-3940, 1975.
- [35] Y. OKUTO et C.R. CROWELL  
Phys. Review B, Vol. 10, 1974.
- [36] E. CONSTANT  
"Modeling of sub-micron devices"  
Solid-State Devices, 1980, J.E. Carroll, Ed. , Inst. Phys. Conf. Series n° 57, Adam Hilger,  
Bristol, pp. 141-168, 1981.
- [37] T. MISAWA, N.D. KENYON  
"An Oscillator circuit with "cap" structures for millimeter wave IMPATT diodes"  
IEEE Transactions on MTT, pp. 969-970, 1970.



- [38] N. HAESE  
"Modélisation des circuits en guide d'onde rectangulaire pour la réalisation de fonctions électroniques en gamme millimétrique. Approche quasi-optique d'une tête d'émission réception pour la réalisation de radars à courte portée"  
Thèse de Doctorat d'Université, Lille, 1989.
- [39] K. KUROKAWA  
"Microwave Solid-State Oscillator circuits"  
Microwave devices-Device circuit Interaction - Ed. M. J. Howes and D.V. Morgan.
- [40] X. ZHANG, J. FREYER, G. WEIMANN, W. SCHLAPP  
"MBE GaAs IMPATT diodes with reduced drift region for mm-wave frequencies"  
IEEE Proceedings, Vol. 131, Pt. I, n° 6, 1984.
- [41] O. VANBESIEN  
"Ionisation par choc dans le GaAs, dans le  $Al_x Ga_{1-x} As$  et dans les hétérostructures à multipuits quantiques"  
D.E.A. Sciences des matériaux, Lille, 1987
- [42] J.Ph. COUPEZ, Ingénieur E.N.S.T.Br  
Rapport de stage THOMSON-CSF - Etude d'amplificateurs en réflexion en bande Ku.  
(confidentiel), 1984.
- [43] M.J. DELANEY, M.H. JONES, C. SON  
TRW ELECTRONIC SYSTEMS GROUP  
"20 GHz GaAs Impatt diode development for solid state transmitter"  
IEEE MTT-S, International Microwave Symposium Digest, pp. 525-527, 1985.
- [44] J. F. WHITE,  
AM/A-COM COMPAGNY  
"Microwave Semiconductor Engineering"  
VAN NOSTRAND REINHOLD COMPANY

- [45] H.M. OLSON, M.R. BARBER, K.F. SODOMSKY, A. ZACHARIAS  
Edited by H.A. WATSON  
"Microwave Semiconductor Devices and Their Circuit Application"  
Mc GRAW-HILL BOOK COMPANY
- [46] R. LEGROS  
"Les semiconducteurs"
- [47] R. LYON-CAEN  
"Diode et Transistor"

**ANNEXE I**

## ANNEXE I

Dans cette annexe, nous rappelons brièvement les schémas et les principes des trois types de circuits principalement utilisés pour la caractérisation des oscillateurs A.T.T. de forte puissance en bande Ku, à savoir :

- les circuits à résonateur radial,
- les circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde",
- les circuits à cavité de type Kurokawa.

Nous reprenons ici une toute petite partie des travaux de N. Haese qui a analysé et modélisé l'ensemble de ces circuits dans sa thèse [38].

### **1 - Circuit à résonateur radial et circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde" :**

Le circuit réalisé est schématisé figure AI1. Nous n'en détaillons que les principaux éléments.

- **L'ensemble 1 est :**
  - soit une tige métallique constituant le conducteur central de la ligne coaxiale (figure AI1) ;
  - soit un disque métallique ("cap") permettant de réaliser la configuration de circuit à résonateur radial (figure AI1.b) ;
  - soit une tige métallique terminée par un transformateur d'impédance quart-d'onde à la fréquence centrale. Un anneau de téflon permet d'abaisser l'impédance caractéristique du transformateur d'impédance et d'isoler électriquement cette pièce du reste du circuit. Cet ensemble permet de réaliser la configuration de circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde" (figure AI1.a).

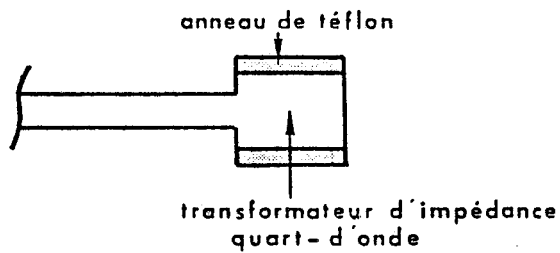


Figure AII.a : Tige métallique terminée par un transformateur quart-d'onde .

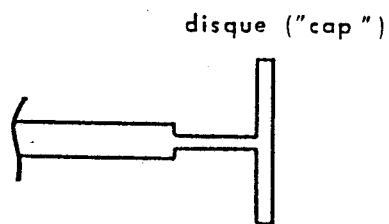


Figure AII.b : Disque "cap"

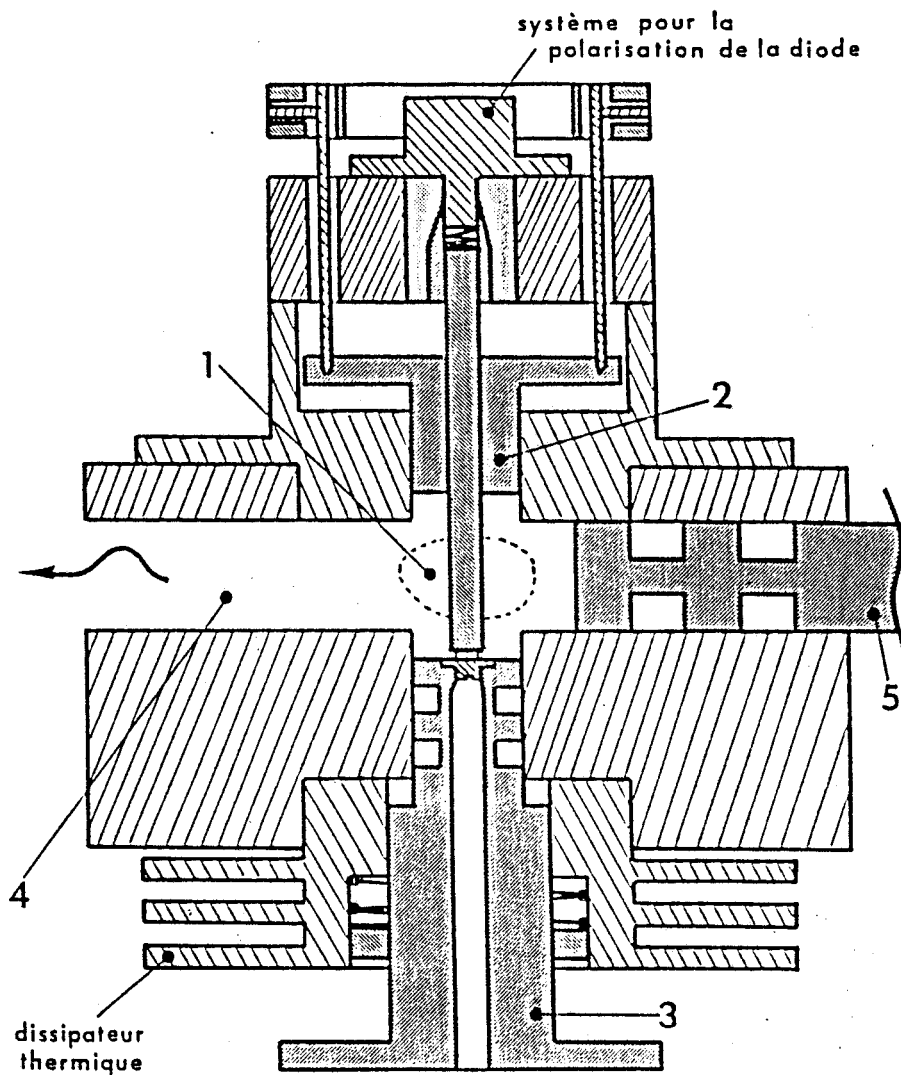


Figure AII : Circuit général utilisé

- **La pièce 2**

constitue un court-circuit mobile placé dans la ligne coaxiale de l'accès 1. Elle est réalisée en aluminium anodisé. La fine couche d'aluminium permet de l'isoler électriquement du reste du circuit, tout en offrant un excellent découplage des ondes hyperfréquences. De plus, ce court-circuit mobile permet un accord réactif "série".

- **La pièce 3 peut être :**

- soit un support de diode mobile à rattrapage de jeu (comme illustré figure AI1). Ce support comporte des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale qui permettent de minimiser les pertes et de mieux définir le plan du court-circuit limitant la ligne coaxiale du côté de la diode ;
- soit une sonde de mesure. Cette sonde est constituée d'une ligne coaxiale de faibles dimensions transversales, d'impédance caractéristique égale à 50 ohms, dont le conducteur central dépasse de 1,03 mm de l'extrémité de la ligne. Pour les mêmes raisons que précédemment, le support de sonde comprend des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale.

- **La pièce 4 constitue le guide d'onde rectangulaire qui peut présenter :**

- une hauteur "normale" (7.9 mm) comme illustré figure AI1 ;
- une hauteur réduite. Les différentes hauteurs retenues sont : 5 mm et 2.5 mm. La transition entre le guide d'onde de hauteur "normale" et celui de hauteur réduite est progressive.

- **La pièce 5**

constitue un court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire (cf figure AI1). Il comporte des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale. Ils permettent, comme précédemment, une bonne définition du plan de court-circuit et des pertes minimales à cette fréquence.

Pour les deux types de circuits envisagés, nous disposons de plusieurs paramètres d'accord classifiés en deux catégories :

- **les éléments pouvant être continûment ajustables :**

- la position de la diode dans la ligne coaxiale ou dans le guide d'onde rectangulaire ;
- la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire ;

- **les autres paramètres géométriques du circuit**, importants quant au comportement électromagnétique de ce dernier mais qui sont soit figés, soit seulement interchangeables après démontage de la cellule du fait de la constitution mécanique de cette dernière. Ces paramètres sont :

- le diamètre de la tige ;
- le diamètre du "cap" ;
- le diamètre extérieur des lignes coaxiales ;
- la hauteur du guide d'onde.

Nous allons rappeler succinctement l'influence de ces paramètres pour les deux types de circuits envisagés.

#### **Circuit à résonateur radial :**

- **Influence de la hauteur de la ligne radiale.**

La hauteur de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire est déterminante pour la valeur du couplage du résonateur radial au guide d'onde. Plus cette hauteur est importante, plus le résonateur est sensible à l'environnement extérieur.

- **Influence du diamètre du disque et de la tige.**

Le diamètre du disque permet l'ajustement de la réactance ramenée au niveau du composant, tout en conservant de très faibles niveaux de résistance ramenée si le disque est situé à une faible distance du fond du guide d'onde rectangulaire. La tige est physiquement indispensable pour assurer la polarisation continue de la diode. Son diamètre a une forte influence sur le niveau de résistance ramenée sur la diode alors que la réactance ramenée est relativement insensible à ce paramètre.

- **Conclusion**

Ces résultats nous conduisent à distinguer deux modes d'utilisation possible de ce type de circuit suivant la position du résonateur radial dans le guide d'onde rectangulaire.

1. Un fonctionnement où les éléments d'accord externes sont prédominants pour l'adaptation du composant. C'est le cas où le disque est fortement surélevé dans le guide d'onde rectangulaire. Ce type de fonctionnement nécessite un ajustement convergent de tous les paramètres d'accord (court-circuit mobile, accord coaxial, hauteur du disque, diamètres du disque et de la tige . . . ). Cette utilisation sera plutôt réservée à la caractérisation de composants vu la grande plage d'accord possible.
2. Un fonctionnement où la géométrie du disque impose presque à elle seule l'accord fréquentiel du composant, la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire ne permettant plus qu'un ajustage de la valeur de la résistance ramenée donc de la puissance d'un oscillateur par exemple. Ceci correspond au cas où le disque est placé à très faible distance du fond du guide d'onde rectangulaire. On notera cependant que la plage d'accord de la résistance augmente avec le diamètre du disque

#### **Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde"**

- **Influence de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire.**

La position du court-circuit mobile est un paramètre d'accord essentiel. Il permet en particulier d'obtenir des plans de réglage tels que l'impédance ramenée dans le plan de la diode présente de très faible niveau de résistance. Cette position a aussi une influence déterminante sur la valeur de la réactance et donc de la fréquence de travail.

- **Influence des accords coaxiaux**

En ajustant :

- la position du court-circuit constitué par le filtre de polarisation,
- la position de la diode dans la ligne coaxiale,
- la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire ;

ce circuit permet d'adapter pratiquement toutes les valeurs d'impédance quelle que soit leur localisation sur l'abaque de Smith. Cette propriété suppose que les court-circuits soient parfaits.

Les deux accords coaxiaux conjugués à l'action du court-circuit mobile en guide d'onde permettent de satisfaire à la condition principale d'adaptation d'une diode : obtention d'un faible



niveau de résistance pour une valeur de réactance fixée.

De plus, l'influence de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire est fortement dépendante de la position du court-circuit en ligne coaxiale supérieure mais peu de la position de la diode. Ceci montre qu'après un choix judicieux de la position de la diode, l'accord du circuit pourra se limiter aux positions des court-circuits mobiles dans la ligne coaxiale et dans le guide d'onde rectangulaire.

- **Influence du diamètre de la tige coaxiale**

Le diamètre de la tige a une forte influence sur l'impédance ramené dans le plan de la diode. Il est cependant peu judicieux d'utiliser le diamètre comme élément d'accord pour des raisons mécaniques. Ce diamètre est donc choisi conformément au standard des lignes coaxiales utilisées suivant les bandes de fréquence.

- **Influence de la hauteur du guide d'onde rectangulaire**

Plus la hauteur du guide d'onde diminue, plus le coefficient de qualité externe du circuit devient faible. Il convient donc de figer ce paramètre avant la réalisation du circuit. La sélectivité du circuit devra donc être convenablement analysée avant la définition et la conception de ce dernier.

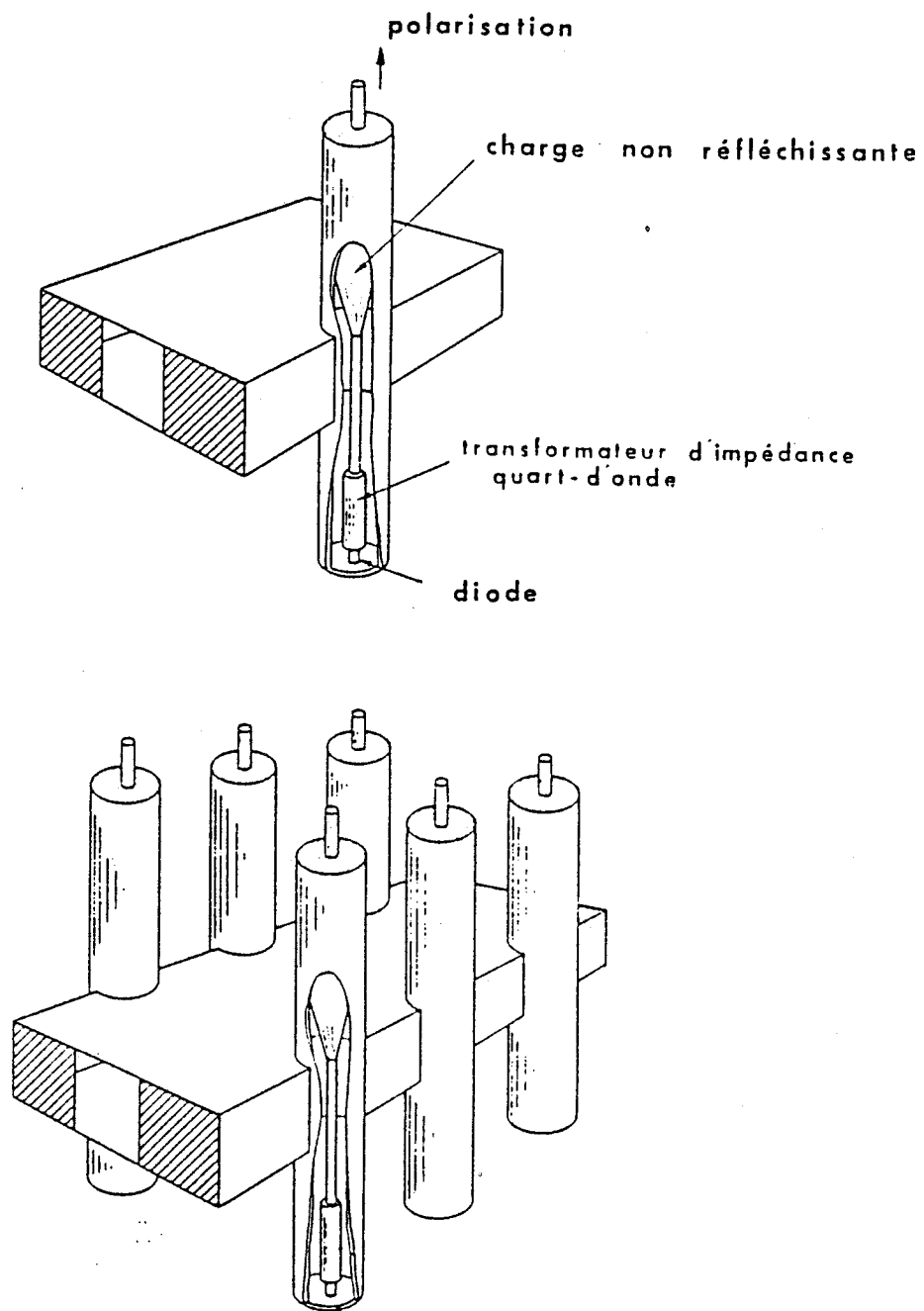
- **Conclusion**

Ce circuit très souple permet d'adapter presque tous les niveaux d'impédance présentés par le composant au prix d'un double réglage des positions du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire et de celui situé dans la ligne coaxiale supérieure. Il peut s'avérer extrêmement intéressant :

- pour caractériser les composants dont les éléments parasites d'encapsulation sont mal connus, notamment en gamme millimétrique où les éléments de connectique peuvent être prédominants sur l'impédance présentée par la diode ;
- pour la réalisation d'oscillateurs en régime d'oscillations continues ou impulsionnel présentant une large bande de synchronisation par injection.

## **2 - Circuits à cavité de type Kurokawa**

A partir de la structure d'oscillateur présentée par Rucker [1], Kurokawa a imaginé de coupler



**Figure A1.2 :** Circuit de type Kurokawa :  
 (a) à simple diode,  
 (b) additionneur de puissance.

fortement une ou plusieurs lignes coaxiales à une cavité métallique résonnante [2], [3]. Les composants actifs sont disposés à l'une des extrémités de la ou des lignes coaxiales, l'autre étant fermée par une charge non réfléchissante. Ce circuit conduit à la réalisation d'oscillateurs doublement stabilisés : la fréquence de travail est imposée par la géométrie de la cavité tandis que les signaux parasites éventuels non couplés à la cavité sont absorbés par la charge non réfléchissante. Un tel circuit est illustré figure AI2 dans une configuration à simple diode et en additionneur de puissance. Cette structure de circuit est sans doute l'une des meilleures existant à l'heure actuelle pour la réalisation des sources stables. Le principe de base de ce type de circuit est de coupler très fortement la ligne coaxiale à la cavité de façon à minimiser les pertes introduites par la charge non réfléchissante. Ainsi il est possible en première approximation d'ajuster séparément la fréquence d'oscillation sur une faible plage (quelques pour cent) par accord de cavité, et le niveau de puissance de l'oscillateur par variation du couplage de sortie.

## BIBLIOGRAPHIE ANNEXE I

- [1] C.T. RUCKER  
"A multiple-diode high average power avalanche diode oscillator"  
IEEE. Trans MTT 17, 1969.
- [2] M.J. HOWES, D.V. MORGAN  
"Microwave Devices"  
Edition J. Wiley
- [3] F.M. MAGALAHES, K. KUROKAWA  
"A single tuned oscillator for impatt characterizations"  
Proc. IEEE. Vol. 58, pp. 813-832, May 1970.

**ANNEXE II**

## ANNEXE II

### Données matériau relatives à l'arséniure de gallium

- [1] J. PRIBETICH  
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"  
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1979
- [2] G.E BULMAN, V.M ROBBINS, G.E STILLMAN  
"The determination of impact ionization coefficients in (100) gallium arsenide using avalanche noise and photocurrent multiplication measurements"  
IEEE Trans. on elect. devices, Vol. ED-32, No 11, November 1985
- [3] G.E BULMAN, V.M ROBBINS, G.E STILLMAN  
"Experimental determination of impact ionization coefficients in (100) GaAs"  
IEEE Electron device letters, Vol. EDL-4, No 6, June 1983

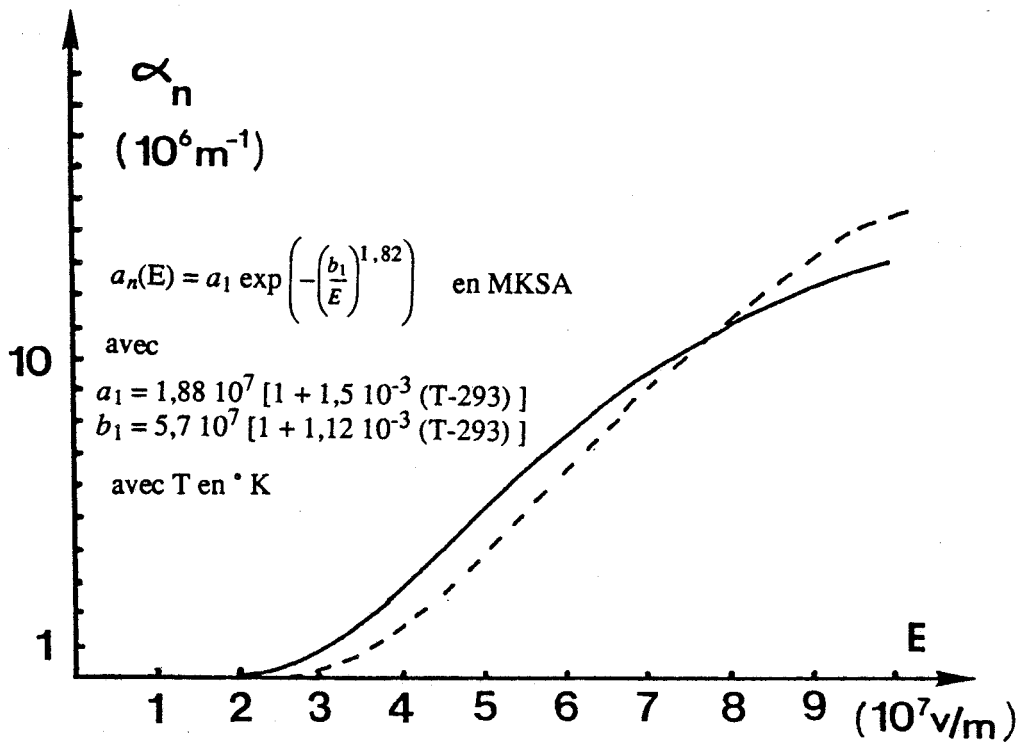


Figure AII.1 : Evolutions des taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

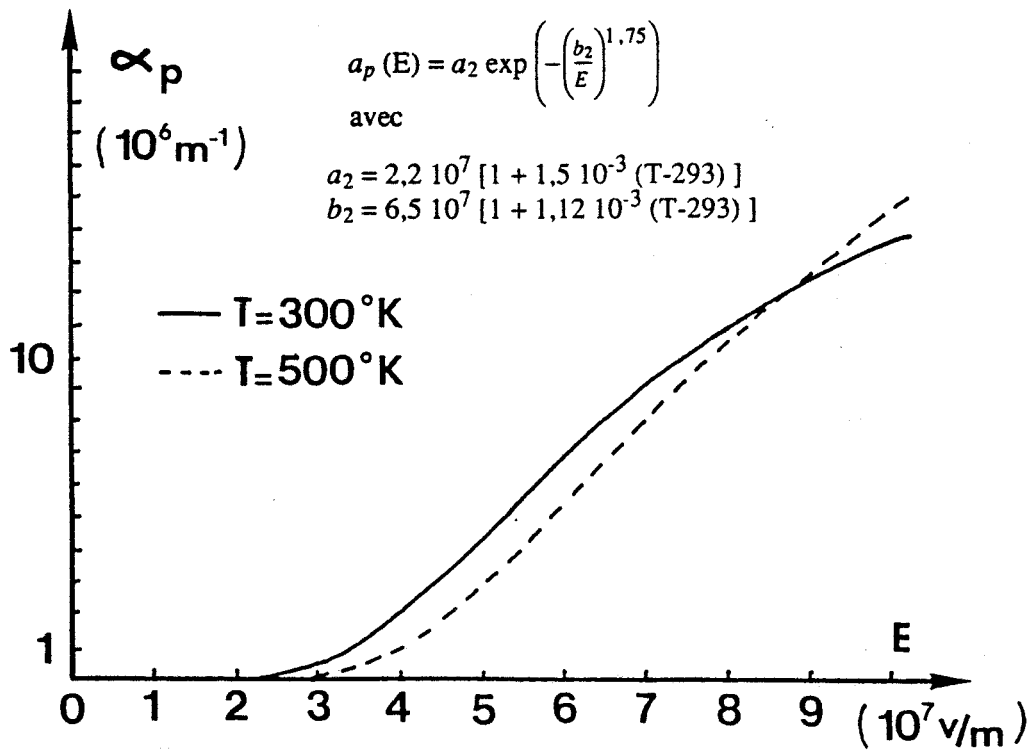


Figure AII.2 : Evolutions des taux d'ionisation des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

**ANNEXE III**



## ANNEXE III

### Données matériau relatives au silicium

- [1] N.D. ARORAA, 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, 1982.
  
- [2] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI, A. ALBERIGI QUARANTA  
"A review of some charge transport properties of Silicon"  
Solid-State Electronics, Vol. 20, pp. 77-89, 1977.
  
- [3] W.N. GRANT  
"Electron and hole ionization rates in epitaxial Silicon at high electric fields"  
Solid-State Electronics, Vol. 16, pp. 1189-1203, 1973.
  
- [4] J.Y. TANG, K. HESS  
"Impact ionization of electrons in Silicon (steady state)"  
Journal of Applied Physics 54(9), pp. 5139-5151, 1983.

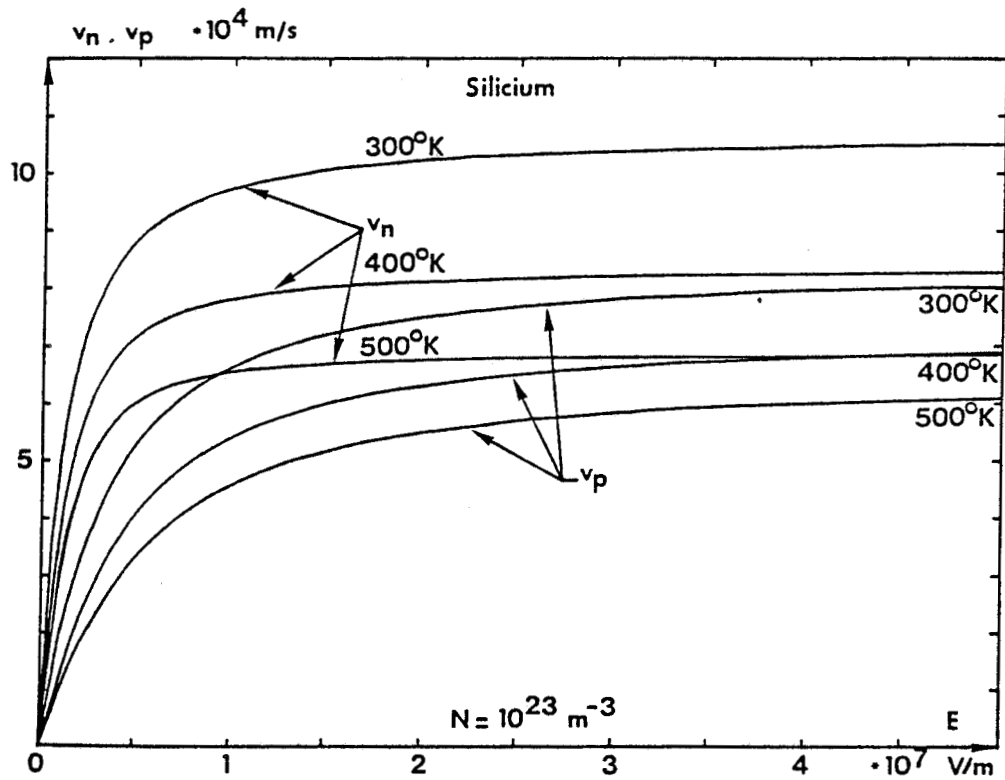


Figure AIII.1 : Evolutions des vitesses des électrons et des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

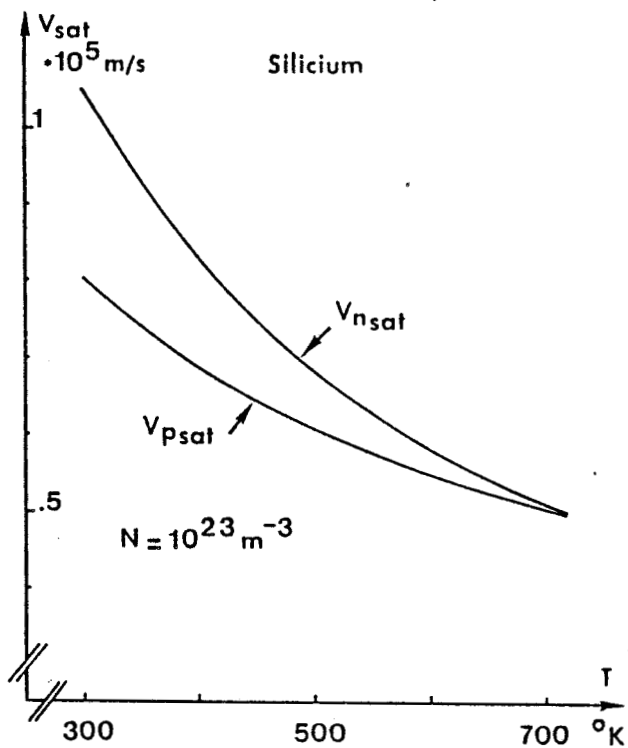
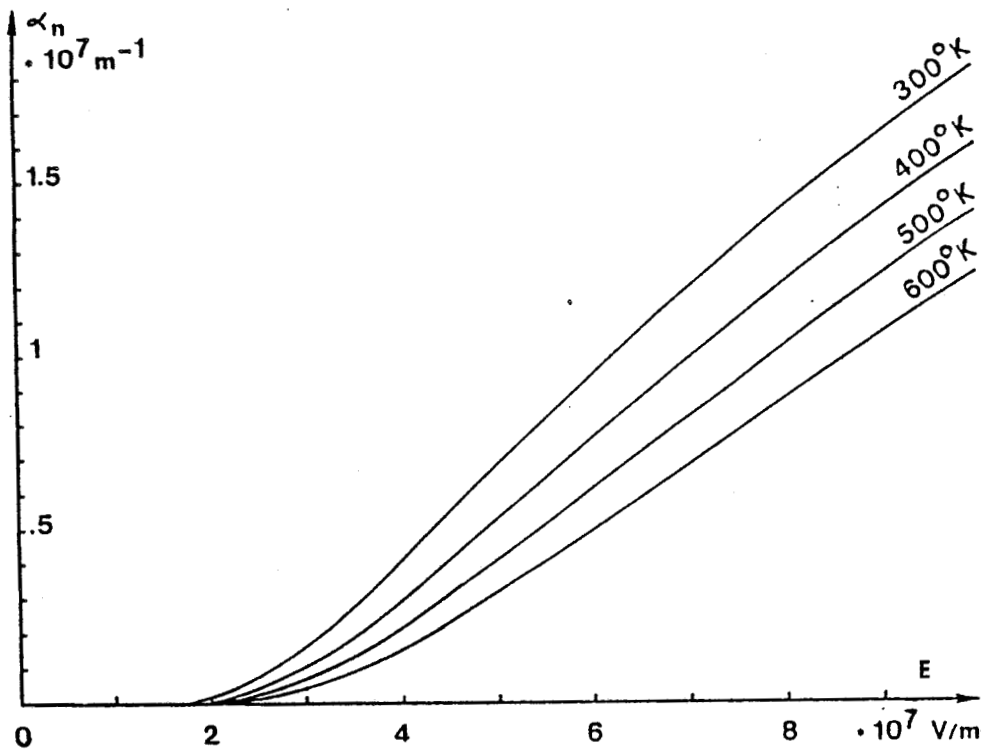
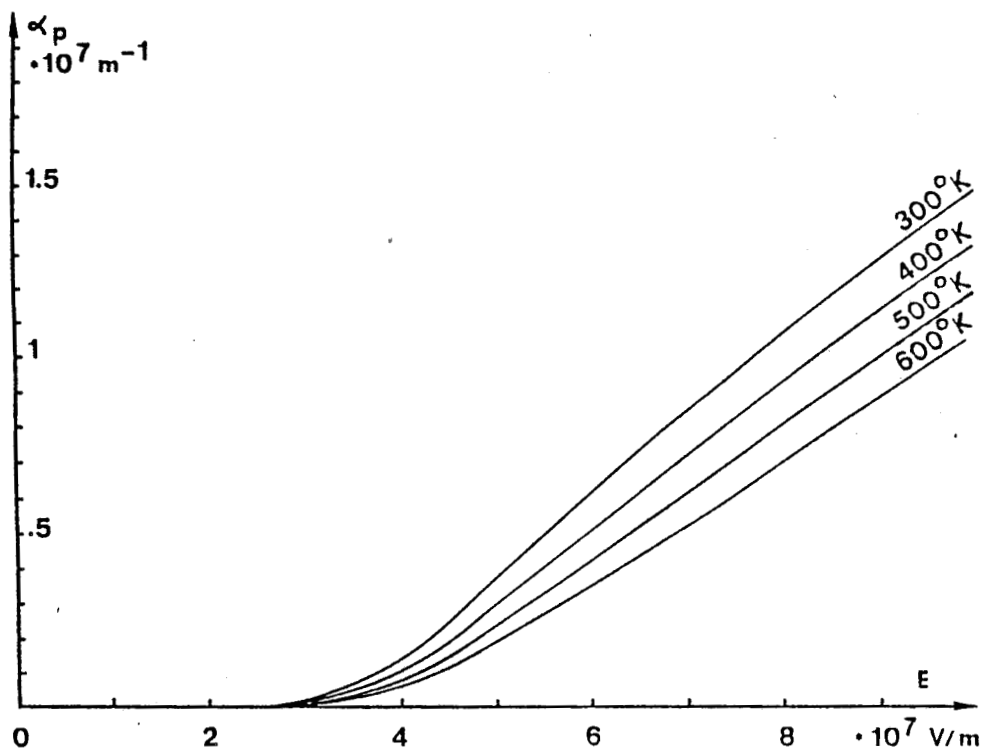


Figure AIII.2 : Evolutions des vitesses limites des électrons et des trous en fonction de la température.



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



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

## RESUME

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une modélisation des dispositifs à jonction PN en vue de l'étude du fonctionnement des oscillateurs à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium en bande Ku d'une part, et des limiteurs passifs à diode PIN au silicium d'autre part.

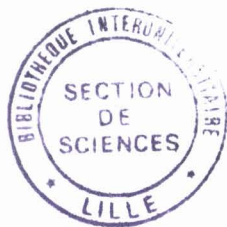
Nous avons développé deux modèles complémentaires. Le premier permet de simuler le fonctionnement de structures semiconductrices à jonction PN ne faisant pas intervenir d'effet quantique. Dans le deuxième modèle, le composant semiconducteur est associé à son circuit de charge défini simplement sous forme d'éléments localisés.

Grâce au premier type de modèle, nous étudions les diodes à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium en bande Ku. Ces résultats constituent une contribution originale à l'analyse du fonctionnement de ces composants. Nous mettons plus particulièrement en évidence des phénomènes physiques tels que : le fonctionnement multifréquence, la collection prématurée des porteurs et nous envisageons ainsi de nouvelles structures. Une comparaison de leurs performances potentielles, qui tient compte des effets thermiques, conclut cette première étude et montre que la structure à zone de dérive unique de type Read est particulièrement bien adaptée pour un fonctionnement en régime d'oscillations continues. Les performances les plus intéressantes sont obtenues en régime impulsionnel avec une structure à deux zones de dérive de type Read.

Le deuxième type de modèle est utilisé pour l'analyse des différents régimes transitoires auxquels est soumis un limiteur passif à diode PIN au silicium pendant son fonctionnement complexe. Nous considérons en particulier l'influence de la phase à l'origine et de l'enveloppe du signal d'entrée appliqué. Cette dernière partie met en évidence les améliorations possibles de notre modèle et elle est le point de départ nécessaire pour une comparaison systématique et ultérieure des performances potentielles des différents matériaux susceptibles d'être utilisés pour la réalisation des diodes PIN (Si, AsGa, Inp).

### MOTS CLES

Modèle  
Jonction PN  
Diode à avalanche et temps de transit  
Diode PIN  
Oscillateur  
Limiteur passif



Model  
PN junction  
Impatt diode  
PIN diode  
Oscillator  
Passive limiter