

N° d'ordre : 626

50376
1984
18

50376
1984
18

THÈSE

3

présentée à

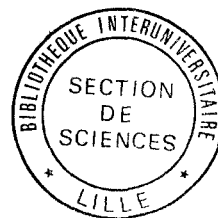
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Didier LIPPENS



**ETUDE DES PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT ET DE CRÉATION DE PORTEURS
PAR IONISATION PAR CHOC EN RÉGIME NON STATIONNAIRE.
APPLICATION A LA SIMULATION DES COMPOSANTS A AVALANCHE
ET TEMPS DE TRANSIT MILLIMÉTRIQUES.**

Soutenue le 21 Juin 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury	M.	G.	SALMER	Président
	M.	E.	CONSTANT	Rapporteur
	M.	R.	CASTAGNE	Rapporteur
	M.	J.P.	NOUGIER	Rapporteur
	M.	A.	MIRCEA	Examineur
	M.	J.P.	DUCHEMIN	Examineur
	M.	P.A.	ROLLAND	Examineur

à Patricia

à Claire et Elen

à mes Parents

Le travail présenté ici a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE. Je remercie Monsieur le Professeur CONSTANT pour l'aide efficace qu'il m'a apportée tout au long de ce travail dont il a assuré la direction.

Monsieur le Professeur SALMER me fait l'honneur de présider mon jury et d'examiner mes recherches. Je l'en remercie sincèrement.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Monsieur ROLLAND pour les discussions que nous avons eues et les conseils qu'il m'a donnés.

Monsieur le Professeur CASTAGNE de l'Institut d'Electronique fondamentale d'ORSAY et Monsieur le Professeur NOUGIER du Centre d'Electronique de MONTPELLIER me font l'honneur de juger mes travaux. Je leur en suis vivement reconnaissant.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur MIRCEA du Centre National d'Etudes et Télécommunications de BAGNEUX et à Monsieur DUCHEMIN du Laboratoire Central de Recherches de la THOMSON-CSF qui ont accepté de participer à mon jury et d'examiner les études mentionnées ici.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur WROBLEWSKI pour la sympathie qu'il m'a témoignée et pour la collaboration qu'il m'a apportée.

Je ne saurais oublier l'aide amicale du personnel du Centre Interuniversitaire du traitement de l'information et plus particulièrement Mesdemoiselles et Messieurs DELACROIX, HADOUX, DEFLANDRE et DUBUS ainsi que celle de Monsieur TINEL, qu'ils sachent que sans eux ce travail n'aurait pu aboutir à terme.

Je tiens également à associer à ces remerciements les membres de l'équipe "Composants actifs hyperfréquences" en particulier Mademoiselle FRISCOURT et Monsieur NIERUCHALSKI et l'ensemble du personnel technique et administratif.

Je remercie Madame VANBREMEERSCH qui a eu la tâche ingrate de dactylographier le manuscrit.

J'exprime enfin ma reconnaissance au Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et à la direction des Recherches et Etudes Techniques (DRET) qui m'ont permis de réaliser l'ensemble de ces études.

S O M M A I R E

CHAPITRE I : PROPRIETES GENERALES DES DIODES A INJECTION PAR AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT; SPECIFICITE DES DIODES MILLIMETRIQUES

INTRODUCTION

I : CONCEPTS DE BASE ET RELATIONS FONDAMENTALES

- I.1 INTRODUCTION : EMISSION DE CHAMP ET TRANSIT
- I.2 LE MECANISME DE MULTIPLICATION PAR AVALANCHE
- I.3 LES COEFFICIENTS D'IONISATION
- I.4 LES COEFFICIENTS DE MULTIPLICATION
- I.5 CONDITIONS D'AVALANCHE - TENSION D'AVALANCHE
- I.6 LE MECANISME DE TRANSIT
 - I.6.1 Transit à vitesse saturée
 - I.6.2 Théorème de RAMO-SCHOKLEY
- I.7 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT
- I.8 AVALANCHE EN REGIME DYNAMIQUE
 - I.8.1 L'équation de READ
 - I.8.2 Le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche
 - I.8.3 La dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique
 - I.8.4 Détermination simplifiée de l'impédance de la diode
 - I.8.4.1 Impédance de la zone d'avalanche: pulsation d'avalanche
 - I.8.4.2 Impédance de la zone de transit
 - I.8.5 Le diagramme de phase

II : STRUCTURES DES DIODES - QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR

- II.1 STRUCTURES : PROFILS DE DOPAGE ET CARTES DE CHAMP ELECTRIQUE

- II.1.1 Les épitaxies
- II.1.2 Diodes à double zones de transit
- II.1.3 Diodes confinées et non confinées

II.2 ORDRE DE GRANDEUR DES PARAMETRES DE STRUCTURE

III : SPECIFICITE DES DIODES MILLIMETRIQUES

III.1 HYPOTHESES CLASSIQUES

- III.1.1 Division zone d'avalanche- zone de transit
- III.1.2 Réaction de charge d'espace
- III.1.3 Effets de transit dans la zone d'avalanche
- III.1.4 Courants initialisant l'avalanche
- III.1.5 Modulation de zone désertée
- III.1.6 Diffusion des porteurs

III.2 NON STATIONNARITE SPATIALE ET TEMPORELLE : CONSEQUENCES POUR LES COMPOSANTS IMPATT

- III.2.1 Expérience numérique de transport non stationnaire
- III.2.2 Les temps de relaxation de l'énergie et du moment:
leur importance relative
- III.2.3 Hypothèse fondamentale à la description du transport
non stationnaire
- III.2.4 Modifications présumées des mécanismes de fonctionnement
des diodes IMPATT
 - III.2.4.1 Dans le mécanisme de création paire électron-
trou
 - III.2.4.2 Dans le mécanisme de transit

CONCLUSION

CHAPITRE II : MODELE MICROSCOPIQUE DE DESCRIPTION DU TRANSPORT ET DE L'IONISATION PAR CHOC DANS UN SEMI-CONDUCTEUR EN VOLUME

INTRODUCTION

I : PHENOMENES DE TRANSPORT EN CHAMP ELECTRIQUE ELEVE

- I.1 RAPPELS CONCERNANT LA DESCRIPTION DU TRANSPORT DES PORTEURS EN CHAMPS ELEVES DANS LES MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS
 - I.1.1 Énergie de seuil d'ionisation
 - I.1.2 Structure de bande et zone de BRILLOUIN
 - I.1.3 Taux d'interaction des porteurs avec le réseau aux énergies élevées
- I.2 LE COEFFICIENT D'IONISATION EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE ET LES DISTRIBUTIONS D'ENERGIE
 - I.2.1 Théorie de WOLF
 - I.2.2 Théorie de SCHOKLEY
 - I.2.3 Théorie de BARAFF-CHWANG
 - I.2.4 Les distributions d'énergie
- I.3 SIMULATION MONTE CARLO DU TRANSPORT ELECTRONIQUE A CHAMPS TRES ELEVES
 - I.3.1 Principe de la méthode
 - I.3.2 Résultats pour l'Arséniure de Gallium
 - I.3.3 Résultats pour le Silicium
 - I.3.4 Image physique de l'ionisation par choc
 - I.3.5 Les motivations d'une procédure simplifiée

II : MODELE PARTICULAIRE DU PROCESSUS D'IONISATION PAR CHOC ET DU TRANSPORT DES PORTEURS EN VUE D'UNE APPLICATION AU COMPOSANT

- II.1 LES MECANISMES DE TRANSPORT DANS L'ESPACE GEOMETRIQUE
 - II.1.1 Simulation des phénomènes de diffusion et de dérive dans le champ électrique
 - II.1.2 Détermination de l'énergie individuelle
 - II.1.3 Détermination des paramètres de transport
 - II.1.4 La distribution d'énergie et son incidence sur la dérive des porteurs dans un champ électrique
- II.2 DESCRIPTION SIMPLIFIEE DU MECANISME D'IONISATION PAR CHOC
 - II.2.1 Description de la création paire électron-trou
 - II.2.2 Description de l'état des porteurs résultants après ionisation
 - II.2.3 Détermination de la probabilité d'ionisation
 - II.2.3.1 Sa détermination à partir des coefficients d'ionisation macroscopique

II.2.3.2 Le passage du coefficient d'ionisation moyen
à la probabilité individuelle d'ioniser

II.2.4 Le traitement des survitesses

II.3 ORGANIGRAMME GENERAL DU TRAITEMENT ELEMENTAIRE
APPLIQUE A CHAQUE PORTEUR

CONCLUSION

CHAPITRE III: REGIME STATIQUE

INTRODUCTION

1^{ère} PARTIE : MULTIPLICATION DES PORTEURS EN REGIME STATIQUE

I : TECHNIQUES DE CALCUL POUR LA SIMULATION DU COMPOSANT

I.1 DEFINITION DES STRUCTURES D'ETUDES

I.2 PROCEDES DE SIMULATION

I.2.1 Discrétisation spatiale et temporelle

I.2.2 Conditions aux limites

I.2.3 Réaction de charge d'espace

I.2.4 Procédé de prise en compte d'un courant de saturation

I.2.5 Détermination du courant particulaire et des différentes grandeurs électriques dans la zone active du composant

I.3 CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

II : SIMULATION NUMERIQUE DU REGIME STATIQUE

II.1 ETUDES DE LA REPARTITION SPATIALE DES IONISATIONS

II.1.1 Résultats numériques

II.1.2 Interprétation physique : l'espace noir aux limites

II.2 ETUDE DES CARACTERISTIQUES STATIQUES

II.2.1 L'influence de l'énergie de seuil sur le coefficient de multiplication

II.2.2 Etude des tensions d'avalanche en fonction de la longueur de la zone active

II.2.2.1 Résultats numériques

II.2.2.2 Calcul analytique de la tension de seuil
d'avalanche

II.2.2.3 Comparaison à quelques résultats expérimentaux

II.3 CARACTERISATION D'UNE STRUCTURE DOUBLE DRIFT SILICIUM

II.3.1 Un exemple de structure réelle : définition de la
structure théorique

II.3.2 Résultats numériques

CONCLUSION

2^{ème} PARTIE : DESCRIPTION DU BRUIT EN ABSENCE D'OSCILLATION

I : DESCRIPTION NUMERIQUE DES FLUCTUATIONS DU COURANT PARTICULAIRE

I.1 TECHNIQUES NUMERIQUES DE CARACTERISATION DES FLUCTUATIONS

I.2 RESULTATS DE L'ETUDE NUMERIQUE

I.2.1 Décorrélation et analyse spectrale des fluctuations
du courant particulaire

I.2.1.1 Bruit de diffusion et bruit de grenaille

I.2.1.2 Influence du facteur de multiplication sur
la densité spectrale de bruit

I.2.2 Fluctuations quadratiques moyennes

I.2.2.1 Variance des fluctuations de courant en fonction
du coefficient de multiplication

I.2.2.2 L'influence de l'énergie de seuil

II : DETERMINATION EXPERIMENTALE DU TEMPS DE MONTEE INTRINSEQUE DE L'AVALANCHE τ_i

II.1 PRINCIPE DE MESURE

II.2 DIODES UTILISEES

II.3 RESULTATS DES MESURES DE TEMPERATURE DE BRUIT

II.4 LE TEMPS DE MONTEE INTRINSEQUE DE L'AVALANCHE

CONCLUSION

CHAPITRE IV : SIMULATION PARTICULAIRE DU COMPOSANT EN REGIME VARIABLE DANS LE TEMPS

INTRODUCTION

I : REGIME DE CRENEAU TEMPOREL

- I.1 LE REGIME D'AVALANCHE AUTO ENTRETENUE
- I.2 LE REGIME DE MULTIPLICATION
- I.3 COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES A CEUX OBTENUS A PARTIR DE L'EQUATION DE READ

II : REGIME SINUSOÏDAL

- II.1 PROPRIETES DYNAMIQUES EN REGIME NON LINEAIRE DE DIODES IMPATT A 100 GHz
 - II.1.1 Structure des diodes étudiées
 - II.1.2 Les mécanismes fondamentaux de fonctionnement
 - II.1.3 Les variations du courant particulaire au cours du temps
 - II.1.4 Niveau d'impédance des diodes : variations en fonction de la densité de courant et de la tension HF
 - II.1.5 Performances intrinsèques : rendement et puissance
 - II.1.6 Etude d'une structure à double zone de transit : comparaison théorie-expérience
- II.2 ETUDES DES EFFETS PHYSIQUES PROPRES A INFLUENCER LES PERFORMANCES DES DIODES IMPATT MILLIMETRIQUES
 - II.2.1 La relaxation temporelle de l'énergie des porteurs et son influence sur le mécanisme d'émission de champ
 - II.2.1.1 Mise en évidence numérique
 - II.2.1.2 Traitement analytique simplifié
 - II.2.2 Etude expérimentale de la saturation des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique

CONCLUSION

CHAPITRE V : SIMULATION MACROSCOPIQUE DES STRUCTURES A MODULATION
DE ZONE DESERTEE ET POUR LESQUELLES SE MANIFESTENT
DES EFFETS LIES AU TRANSFERT ELECTRONIQUE

INTRODUCTION

I : RAPPELS DES EFFETS LIES A LA MODULATION DE LA ZONE DESERTEE
ET AU TRANSFERT ELECTRONIQUE : STRUCTURE DES DIODES
ETUDIEES

I.1 LE PREMATURE COLLECTION MODE

I.2 LES EFFETS LIES A LA MOBILITE DIFFERENTIELLE NEGATIVE

I.3 LES STRUCTURES D'ETUDE

II : PRINCIPE ET TECHNIQUES NUMERIQUES DE SIMULATION MACROSCO-
PIQUE DES REGIMES DE FONCTIONNEMENT

II.1 LES EQUATIONS FONDAMENTALES

II.2 PROCEDURE NUMERIQUE D'APPLICATION AUX DIODES A
AVALANCHE

III : RESULTATS NUMERIQUES

III.1 IDENTIFICATION DES PRINCIPAUX EFFETS PHYSIQUES

III.2 NIVEAU D'IMPEDANCE - RENDEMENT ET PUISSANCE

III.3 INTERPRETATION PHYSIQUE

CONCLUSION

INTRODUCTION

Le développement croissant des applications dans le domaine des ondes millimétriques et submillimétriques, en particulier dans les bandes de fréquences centrées sur 90GHz, 140GHz et 220GHz, nécessite la réalisation de sources de puissance à l'état solide de plus en plus performantes.

Les composants IMPATT (Impact Ionization Avalanche Transit Time) font intervenir dans leur fonctionnement un processus d'émission de paires électron-trou par avalanche suivi d'un mécanisme de transit des porteurs dans la zone active de la diode. Ces deux effets conjugués conduisent à une résistance différentielle négative qui permet d'utiliser ces composants comme oscillateurs de puissance jusqu'à présent, essentiellement aux fréquences centimétriques.

L'idée d'extrapoler aux fréquences millimétriques les structures semi-conductrices fonctionnant aux fréquences plus basses semble à priori intéressante. Toutefois, les règles d'extension tendent à être erronées au fur et à mesure que la fréquence d'utilisation des composants augmente. Les causes les plus fondamentales de cette rupture des règles d'extrapolation sont que les dimensions et les temps de réponse des composants deviennent comparables aux libres parcours moyens et aux temps de libre parcours moyen des porteurs de charge. Il en résulte que le régime stationnaire qui traduit un équilibre entre l'action du champ électrique et les interactions que les porteurs subissent avec le réseau cristallin n'est plus atteint. Les grandeurs physiques qui caractérisent le transport et la création de porteurs au sein du semi-conducteur présentent des effets de relaxation vers leurs états stationnaires et les phénomènes physiques observés peuvent alors être très différents de ceux qui se manifestent aux fréquences plus basses. Il en ressort que les théories classiques qui traitent du fonctionnement des diodes IMPATT deviennent inexactes aux fréquences très élevées et qu'une étude

des composants tenant compte des effets de non stationnarité temporelle et spatiale doit être effectuée.

Dans ce but, il est important de se doter d'outils théoriques non seulement les plus exacts que possible mais aussi dont les possibilités soient multiples. En particulier il est impératif de traiter le fonctionnement du composant lorsqu'il est soumis non plus uniquement à des tensions et des courants continus mais à des excitations hyperfréquences en tension et en courant. Les méthodes microscopiques qui individualisent chaque porteur au sein de la structure semi-conductrice ont été largement utilisées au cours de ces dernières années principalement dans l'étude des phénomènes de transport dans les matériaux en volume. Ces études ont montré que les simulations particulières sont bien adaptées à la description du transport non stationnaire. De ce fait, on peut envisager de les appliquer aux composants en avalanche en y incluant outre les conditions aux limites dues à la taille finie des composants et la réaction de charge d'espace, le mécanisme d'ionisation par choc responsable de la multiplication des porteurs

Traiter à l'échelle de la particule les mécanismes de fonctionnement d'une diode à avalanche et temps de transit permet, selon nous, de résoudre deux types de problèmes : Premièrement d'un point de vue physique, il apparaît qu'il est possible d'apporter des éléments de réponse nouveaux quant à l'importance de certains paramètres fondamentaux telle que l'énergie de seuil d'ionisation. Deuxièmement, d'un point de vue application, il s'avère que si ces techniques permettent d'accéder aux fluctuations donnant lieu au bruit de fond il est également possible de déterminer les valeurs moyennes des grandeurs électriques en introduisant un nombre d'hypothèses quelquefois moins restrictives que celles introduites dans les simulations macroscopiques. Ainsi, des éléments utiles pour l'ingénieur tels que le rendement émis et le niveau d'impédance présenté par le composant peuvent être calculés, clarifiant les phénomènes de limitations fondamentales et indiquant les directions à suivre pour une amélioration des performances. Ce sont essentiellement ces deux aspects : compréhension approfondie de

la physique qui sous tend les mécanismes fondamentaux de fonctionnement- détermination des performances potentielles des composants, qui forment la base de notre travail.

Pratiquement, cet exposé sera articulé en cinq chapitres.

Dans un premier chapitre, nous rappelons de manière aussi physique que possible, les concepts de base et les relations fondamentales décrivant le fonctionnement des diodes IMPATT. Après avoir présenté de façon générale les principes d'émission de champ par avalanche et de transit, nous décrivons le mode de fonctionnement ainsi que les structures semi-conductrices qui permettent à l'heure actuelle de réaliser les zones de génération et de transport. Nous discutons enfin des modifications que les effets de dynamique non stationnaires sont susceptibles d'introduire au niveau des mécanismes fondamentaux de fonctionnement.

Les méthodes microscopiques que nous avons développées dans ce travail sont exposées dans le chapitre II. Les éléments concernant la dynamique des électrons et des trous en champ extrêmement élevés, utiles à la simulation, telle que la description des phénomènes d'interaction entre l'électron et le réseau cristallin sont donnés au préalable. Nous exposons ensuite en détail les techniques que nous avons employées et qui sont basées sur un traitement probabiliste des phénomènes de diffusion et d'ionisation par choc.

Dans le chapitre III, nous considérons la multiplication des porteurs en régime statique et le bruit délivré par les composants en absence d'oscillation, en portant une attention particulière au fait que le porteur doit pour pouvoir ioniser, atteindre l'énergie de seuil d'ionisation. Nous montrons l'existence au sein du composant de zones inactives et nous considérons leurs influences sur l'amplitude de la tension à appliquer pour que se manifeste le phénomène d'avalanche dans des structures semi-conductrices ultracourtes. Nous consacrons une partie à l'analyse spectrale des valeurs des fluctuations de courant et nous terminons ce chapitre en présentant quelques résultats expérimentaux concernant la mesure de la puissance de bruit fournie par des diodes en avalanche en fonction de la fréquence.

Les effets physiques qui résultent de l'application d'une tension variable dans le temps font l'objet du chapitre IV. Nous caractérisons tout d'abord "l'inertie" du phénomène d'avalanche à partir de la détermination théorique de la réponse de composants semi-conducteurs du type $p^+ n^+$ à une excitation de tension du type créneau temporel. Nous étudions ensuite les phénomènes non stationnaires qui se manifestent dans les diodes à avalanche et temps de transit lorsque l'on applique à leurs bornes un signal sinusoïdal de grande amplitude. Nous montrons l'importance du phénomène de relaxation de l'énergie des porteurs et nous considérons son influence sur les grandeurs électriques caractéristiques du fonctionnement des composants. Par ailleurs, en vue de préciser l'influence des phénomènes de dynamique non stationnaire sur le mécanisme d'avalanche, nous complétons cette étude du régime dynamique par la détermination, à partir de mesures d'impédances, de la dérivée du coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous en fonction du champ électrique.

Le cinquième chapitre regroupe les études effectuées sur les modes de fonctionnement particuliers connus sous les noms de "premature collection mode" et de "surfing mode". Nous montrons, dans ce cas, l'existence d'un transport des porteurs en régime fortement non stationnaire et qui limitent très sérieusement les rendements d'émission.

Enfin, à titre de conclusion, nous tentons d'établir la portée que les méthodes développées dans ce travail peuvent avoir tant dans le domaine des oscillateurs que dans celui de l'optoélectronique. Nous montrons en particulier que la simulation microscopique du phénomène d'avalanche peut apporter des solutions aux problèmes qui se posent dans l'évaluation des performances potentielles de structures nouvelles telles que celles constituées de plusieurs diodes, réalisées sur la même épitaxie, en interaction mutuelle ou celles qui ont été proposées concernant les photodiodes à avalanche à hétérojonction multicouches.

Les études présentées dans cette thèse n'ont pu être réalisées qu'en se basant sur un certain nombre de recherches antérieures ou effectuées

parallèlement aux nôtres. Pour ne citer que celles qui nous semblent les plus importantes indiquons :

- Les travaux effectués dans notre laboratoire depuis 1966 sur les diodes IMPATT tant dans le domaine de la simulation que dans le domaine de la caractérisation expérimentale des composants.
- Ceux menés à l'Université d'Illinois par l'équipe de HESS sur la physique fondamentale du transport électronique dans le Silicium et l'Arséniure de Gallium en volume [2][3].
- Les travaux effectués à l'Université du MICHIGAN essentiellement par GRONDIN, BLAKEY et HADDAD concernant la mise en oeuvre des modèles macroscopiques applicables aux diodes IMPATT [4][5].
- Les études d'OKUTO et CROWELL [6][7] sur les espaces noirs ainsi que celles de LEE et KUVAS relatives au temps de montée intrinsèque de l'avalanche [8].
- Enfin, les travaux effectués par les différentes équipes du GRECO Microondes et plus particulièrement à l'I.E.F. [9] au C.H.S. [10] et au C.E.M. [11] sur la modélisation des phénomènes de transport non stationnaire.

Par rapport à ces travaux, les points suivants nous paraissent constituer la partie la plus originale de notre apport.

- La mise au point d'une description probabiliste de l'ionisation par choc dans un semi-conducteur tenant compte du caractère non stationnaire de la création paire électron-trou.
- L'élaboration d'une méthode multiparticulaire applicable directement à la simulation des composants en avalanche.
- L'étude du rôle joué par l'énergie de seuil d'ionisation sur les répartitions spatiales des événements ionisants et sur les tensions de polarisation.
- La démonstration de la faisabilité d'une étude des propriétés de bruit de fond dans les composants en avalanche d'un point de vue purement microscopique.
- L'étude, enfin, des non stationnarités temporelles et spatiales qui interviennent dans le fonctionnement des diodes IMPATT millimétriques mettant en particulier en évidence : au niveau du mécanisme de génération, un retard à l'émission

des porteurs non pris en compte par les théories classiques et au niveau des mécanismes de transit l'existence de sous vitesses importantes.

Pour terminer cette introduction, précisons que pour les mécanismes de fonctionnement des diodes à avalanche, les méthodes numériques sont sans conteste un outil inestimable. Cependant, l'interprétation des résultats est souvent difficile en raison de la complexité des mécanismes qui interviennent et qui interfèrent dans le fonctionnement du composant. C'est pourquoi, chaque fois que cela se révélera possible, nous développerons, au prix de simplification, des modèles analytiques dont certains sont originaux afin d'interpréter physiquement les résultats numériques obtenus.

BIBLIOGRAPHIE INTRODUCTION

- [1] Acta Electronica
Vol 12, N°2 et N°3 (1969), Vol 17, N°2 (1974)
- [2] H.SCHICHIJO et K.HESS
Phys.Review B. vol 23, n°8 (1981)
- [3] J.Y.TANG et K.HESS
J.Appl.Phys. vol 54, n°9 (1983)
- [4] R.K.MAINS, G.HADDAD et P.BLAKEY
IEEE Trans.on Electron Devices, vol ED-30, n°10 (1983)
- [5] R.O.GRONDIN, P.A.BLAKEY et J.R.EAST
IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED-31, n°1 (1984)
- [6] Y.OKUTO et C.R.CROWELL
Phys.Review B, vol 10, n°10 (1974)
- [7] R.CHWANG, C.KAO et C.R.CROWELL
Solid State Electronics, vol 22, (1979), pp 599-620
- [8] R.KUVAS et C.A.LEE
J of applied Physics vol 41, n°4 (1970), vol 11 n°7 (1970)
- [9] J.F.PONE, R.C.CASTAGNE, J.P.COURAT et C.ARNODO
IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED-29, n°8 (1982)

[10] B.CARNEZ, A.CAPPY, A.KASZINSKI, E.CONSTANT et G.SALMER

J.Appl.Phys., vol 51, n°1 (1980)

[11] J.P.NOUGIER, J.C.VAISSIERE, D.GASQUET, J.ZIMMERMANN et E.CONSTANT

J.Appl.Phys. vol 52, n°2 (1981)

CHAPITRE I

PROPRIETES GENERALES DES DIODES A INJECTION PAR
AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT : SPECIFICITE DES
DIODES MILLIMETRIQUES

INTRODUCTION

Nous avons divisé ce chapitre en trois parties.

- Dans la première partie, nous présentons les concepts de base nécessaires à la compréhension des propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche et à temps de transit. Après avoir examiné les conditions d'avalanche et de transport des porteurs de charge, nous rappelons comment il est possible d'obtenir une résistance différentielle négative en associant un mécanisme d'émission de champ par collisions ionisantes à la propagation des porteurs ainsi créés. Nous donnons ensuite l'équation fondamentale, établie par READ, qui décrit la multiplication des porteurs en régime dynamique ainsi que le schéma équivalent petit signal de la diode.

- Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présentons les structures semi-conductrices généralement utilisées dans la réalisation des diodes à avalanche millimétriques, puis nous donnons les ordres de grandeurs des différentes grandeurs physiques qui caractérisent les profils de dopage et les cartes de champ électrique.

- L'analyse de ces données nous amène, dans une dernière partie à une étude critique des hypothèses qui sont faites aux fréquences plus basses et à l'introduction des notions de non stationnarité des mécanismes de création et de propagation des porteurs.

I CONCEPTS DE BASE ET RELATIONS FONDAMENTALES

I.1 INTRODUCTION : EMISSION DE CHAMP ET TRANSIT

Il y a quelques années, après la découverte du transistor bipolaire, SCHOKLEY publia un article précurseur sur les effets de résistance différentielle négative dans les semi-conducteurs qui ouvrit un nouveau champ d'application dans le domaine des microondes. Dans cet article, SCHOKLEY suggéra d'étendre le principe du temps de transit utilisé avec succès dans les tubes hyperfréquences aux composants semi-conducteurs pour repousser les limitations fréquentielles inhérentes aux transistors [1] .

L'utilisation du temps de transit dans des structures à l'état solide a été reprise en 1958 par READ qui proposa la première diode à avalanche pour hyperfréquences. La diode à résistance dynamique négative de READ repose sur deux mécanismes fondamentaux : d'une part la création de porteurs libres (électrons et trous) par avalanche dans une jonction semi-conductrice abrupte polarisée en inverse, d'autre part sur le processus de propagation des porteurs engendrés, à travers la zone désertée de la jonction [2]. Ce n'est que vers les années soixante que des instabilités cohérentes dans les jonctions semi-conductrices en régime d'avalanche ont été observées [3][7] .

Parmi tous les chercheurs russes, américains et français engagés sur ce sujet, TAGER[5][6][4] fut l'un des précurseurs. Son travail mené indé-

pendamment, dans des domaines aussi divers que l'étude du régime non linéaire et des propriétés de bruit a permis d'établir les bases tant théoriques qu'expérimentales des mécanismes de fonctionnement.

Aujourd'hui, le développement des technologies et des études physiques laissent à penser que le domaine d'utilisation des diodes à avalanche s'étendra jusqu'aux ondes submillimétriques.

I.2 LE MECANISME DE MULTIPLICATION PAR AVALANCHE

Considérons une jonction semi-conductrice PN polarisée en inverse pour laquelle la zone désertée est comprise entre deux zones semi-conductrices fortement dopées.

A tension faible, la diode est parcourue par un courant souvent négligeable, dû aux porteurs minoritaires injectés par les zones fortement dopées. Ces porteurs diffusent dans un premier temps vers la zone désertée puis y transitent sous l'action du champ électrique, résultant de l'application de la tension. Les électrons entrent dans la zone désertée par la partie p^+ et les trous par la partie n^+ .

Si l'on augmente la tension inverse aux bornes du composant le champ électrique augmente fortement, un électron ou un trou peut gagner assez d'énergie entre deux collisions diffusantes pour ioniser un atome du réseau cristallin. Il crée ainsi, lors de cette collision ionisante, une paire électron-trou. Les porteurs créés vont se déplacer à leur tour dans la zone désertée, gagner de l'énergie sous l'effet du champ électrique et produire d'autres porteurs de charge, les électrons et les trous se déplaçant en sens inverse.

C'est le processus cumulatif de la multiplication des porteurs libres que l'on désigne par avalanche.

Il faut noter que ce phénomène d'avalanche dû à la multiplication successive des porteurs n'est pas un phénomène instantané. Dès que l'on applique une tension aux bornes du composant, un certain temps est nécessaire pour établir le régime d'avalanche, c'est donc un mécanisme d'émission retardé. Une représentation schématique de la multiplication des porteurs de charges est donnée figure I.1. En (a) sont données les conditions aux limites et la direction du champ électrique.

Nous présentons ensuite deux types de mécanismes de multiplication : en (b) les trous ne peuvent ioniser et la création de porteurs en excès est alors unilatérale ; en (c) les électrons et les trous subissent des collisions ionisantes.

I.3 LES COEFFICIENTS D'IONISATION

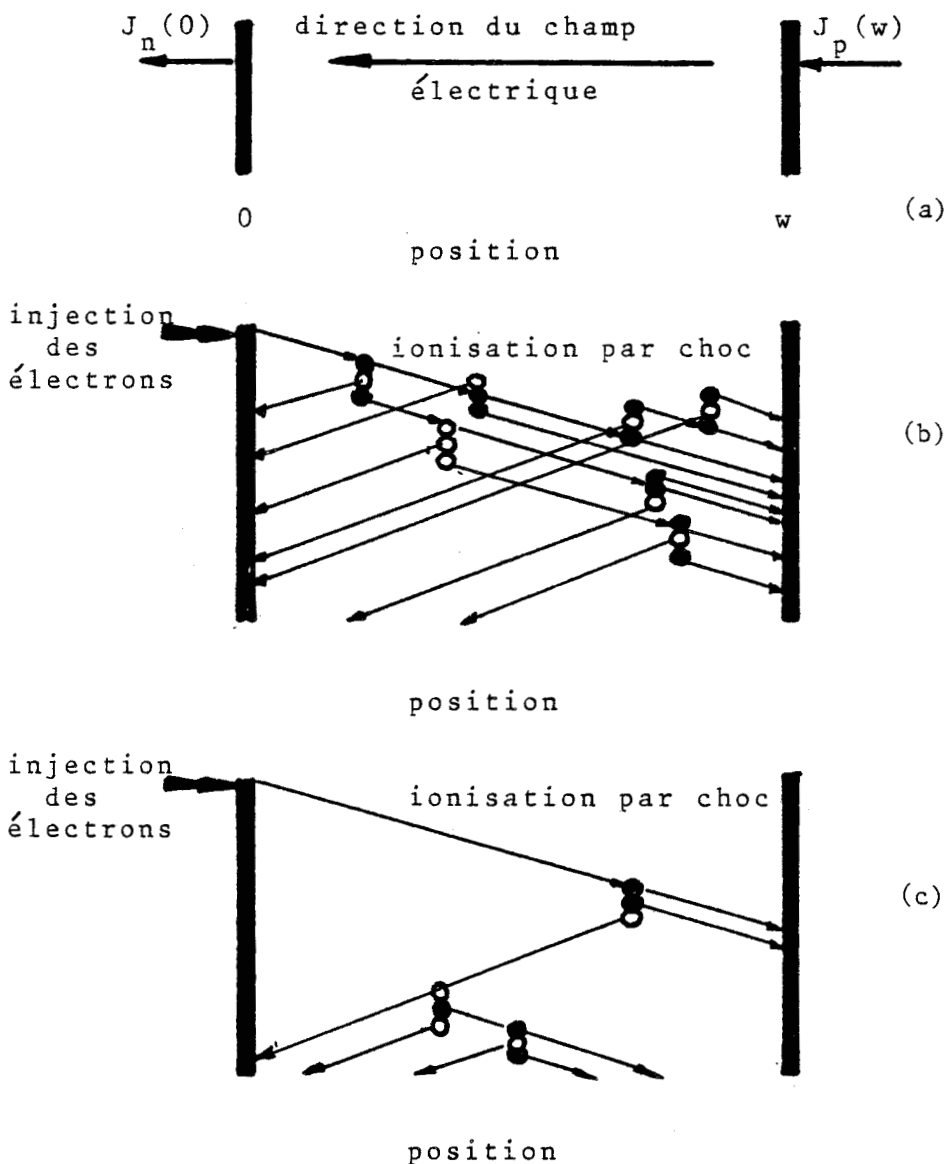
Nous appellerons coefficient d'ionisation le nombre de paires d'électron trou créées par un porteur par unité de distance dans la direction du champ électrique appliqué. Ils sont exprimés en cm^{-1} et nous désignerons le coefficient d'ionisation des électrons par α_n et le coefficient d'ionisation des trous par α_p .

Ainsi, des électrons ou des trous, qui se déplacent à la vitesse v génèrent d'autres porteurs à un taux égal à $\alpha \cdot v \cdot n$ où n représente la concentration de porteurs considérés.

Sur la figure I.2 nous avons représenté les variations des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique pour les trois matériaux

Figure 1.1 Représentation schématique du mécanisme de multiplication par avalanche.

- (a) Définition des conditions aux limites et direction du champ électrique
- (b) Processus où les trous ne peuvent ioniser
- (c) Processus où les deux types de porteurs ionisent.



BU
LILLE

les plus utilisés en hyperfréquence respectivement le Silicium [8] l'Arséniure de Gallium [9] et le Phosphure d'Indium [10] .

On note, quel que soit le matériau considéré ici, les variations très brutales des coefficients d'ionisation $\alpha_{n,p}$ en fonction du champ électrique E. En première approximation, ces variations peuvent être décrites par une relation du type E^k . Pour le silicium, par exemple, k est égal à 6. Il découle de cette remarque la notion suivante : si l'on définit un champ critique pour lequel l'avalanche se produit, l'on peut par une variation même très faible du champ électrique autour de cette valeur critique, déclencher ou " éteindre " le mécanisme d'avalanche des porteurs. Cette remarque est à la base du retard de phase de 90° entre le courant de conduction parcourant la zone d'avalanche et la tension appliquée à ces bornes. Nous y reviendrons dans les paragraphes suivants.

I.4 LES COEFFICIENTS DE MULTIPLICATION

Les relations analytiques définissant les coefficients de multiplication sont obtenues à partir des équations classiques de la physique des semi-conducteurs pour lesquelles on introduit le taux de génération.

Les variations des courants de trous et d'électrons peuvent s'écrire en régime statique :

$$\frac{\partial J_n(x)}{\partial x} = \alpha_n(x) J_n(x) + \alpha_p(x) J_p(x) \quad (I.1)$$

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = -\alpha_n(x) J_n(x) - \alpha_p(x) J_p(x)$$

si l'on se réfère à la direction du champ électrique figurée en I.1(a).

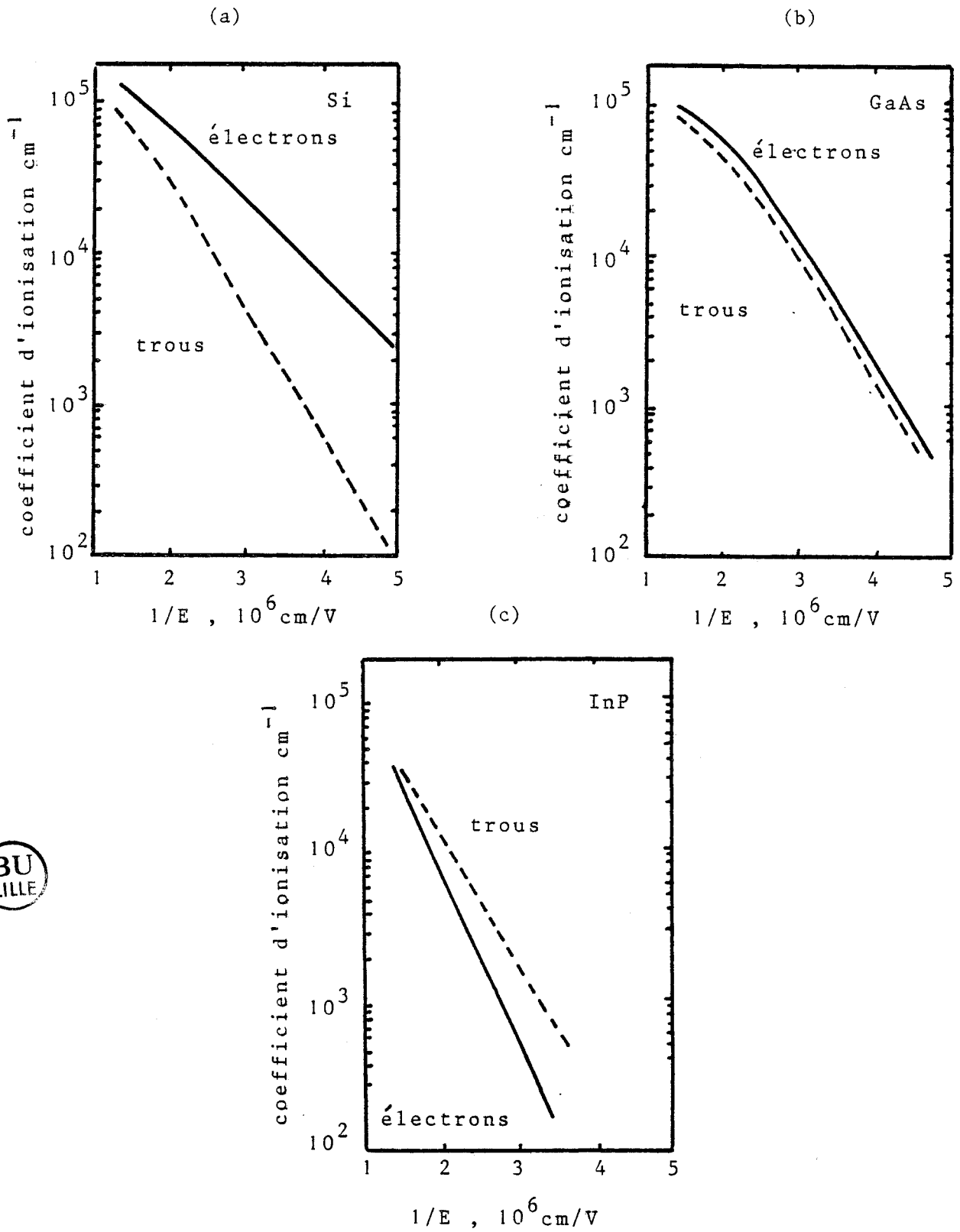


Figure 1.2 Coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique

- (a) Silicium
- (b) Arséniure de Gallium
- (c) Phosphure d'Indium

En utilisant la conservation du courant total

$J = J_n(x) + J_p(x)$ ces deux équations peuvent se réécrire :

$$\frac{\partial J_n(x)}{\partial x} = (\alpha_n(x) - \alpha_p(x)) J_n(x) + \alpha_p(x) J$$

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = (\alpha_n(x) - \alpha_p(x)) J_p(x) - \alpha_p(x) J$$

(I.2)

Ces deux équations peuvent être résolues en introduisant le facteur intégrant suivant :

$$\exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) = \exp(-\bar{\Phi}(x))$$

En intégrant de 0 à l_a , la largeur de la zone de multiplication, nous obtenons : soit

$$J = \frac{J_p(l_a) + J_n(0) \exp(\bar{\Phi}(l_a))}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_p(x) \exp\left(-\int_x^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

(I.3)

soit :

$$J = \frac{J_p(l_a) \exp(-\bar{\Phi}(l_a)) + J_n(0)}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_n(x) \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

(I.4)

L'équivalence de deux relations I.3 et I.4 peut être démontrée en utilisant l'identité :

$$-\int_0^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx = \exp\left(-\int_0^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx\right) - 1$$

(I.5)

En absence de création de porteurs par avalanche, le courant est égal au courant de saturation $J_S = J_n(0) + J_p(l_a)$

Lorsque un seul type de porteurs minoritaires participe au courant de saturation, les facteurs de multiplication correspondant respectivement à l'injection d'électron ou de trou peuvent être définis.

On a :

$$M_n = \frac{J}{J_n(0)} = \frac{1}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_n \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

$$= \frac{\exp \int_0^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_p \exp\left(\int_x^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx} \quad (I.6)$$

$$M_p = \frac{J}{J_p(l_a)} = \frac{1}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_p \exp\left(\int_x^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

$$= \frac{\exp - \int_0^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx}{1 - \int_0^{l_a} \alpha_n \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx} \quad (I.7)$$

Le nombre de travaux consacrés à ces études est relativement important. Ne pouvant les citer tous, nous référons le lecteur à l'article de STILLMANN [11] qui présente une synthèse de ces questions.

I.5 CONDITIONS D'AVALANCHE - TENSION D'AVALANCHE

Un régime d'avalanche auto-entretenu peut s'obtenir lorsque le coefficient de multiplication M devient infini c'est à dire mathé-

matiquement lorsque le dominateur des équations I.6 et I.7 devient nul.

La condition d'avalanche ainsi obtenue s'écrit alors :

$$\int_0^{l_a} \alpha_p \exp\left(\int_x^{l_a} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx = \int_0^{l_a} \alpha_n \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx = 1$$

(I.8)

Dans le cas où les coefficients d'ionisation des électrons et des trous sont égaux ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$), la condition d'avalanche se simplifie et on aboutit à la relation très simple :

$$\int_0^{l_a} \alpha dx = 1 \quad (I.9)$$

La tension d'avalanche est définie comme la tension pour laquelle la condition I.8 ($\alpha_n \neq \alpha_p$) où la condition I.9 ($\alpha_n = \alpha_p$) est réalisée.

En pratique nous définirons le régime de multiplication lorsque la tension appliquée aux bornes du composant, tout en étant proche de la tension d'avalanche, lui est inférieure. Lorsque la tension d'avalanche sera atteinte, nous dirons au contraire que nous sommes en présence d'un régime d'avalanche auto-entretenu (self sustaining)

I.6 LE MECANISME DE TRANSIT

I.6.1 Transit à vitesse saturée

L'évolution de la vitesse à laquelle se déplace un porteur

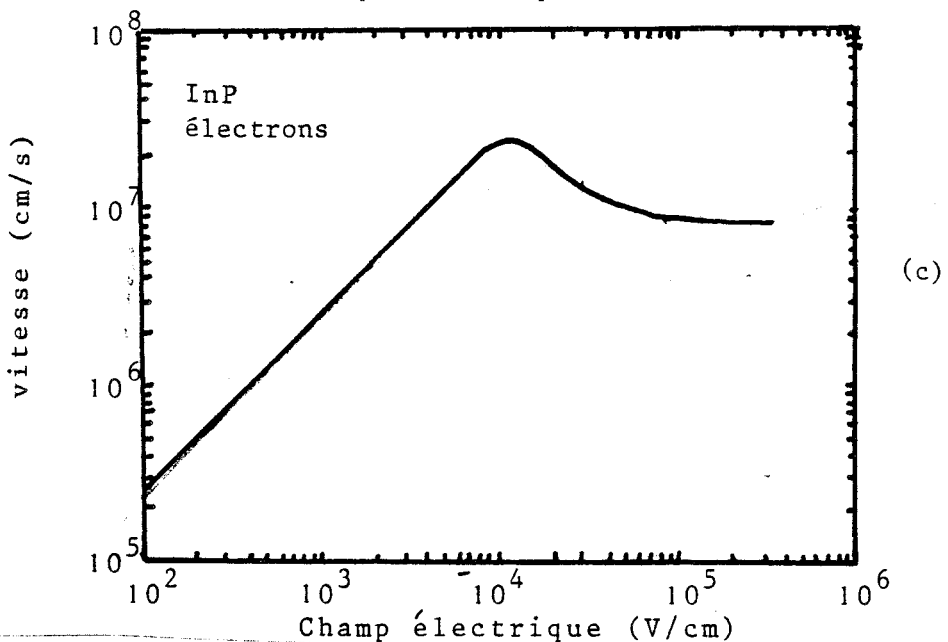
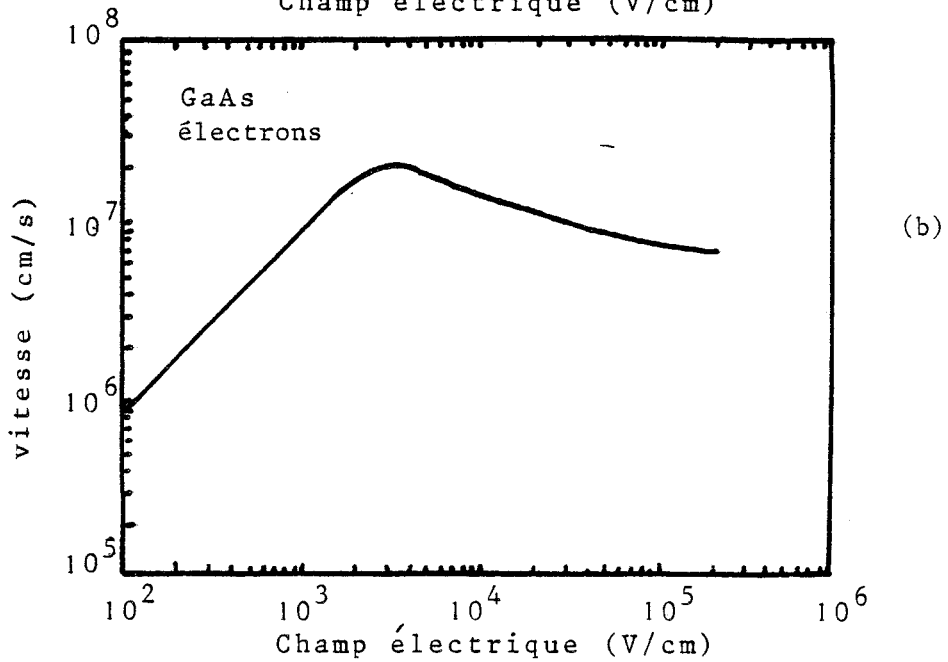
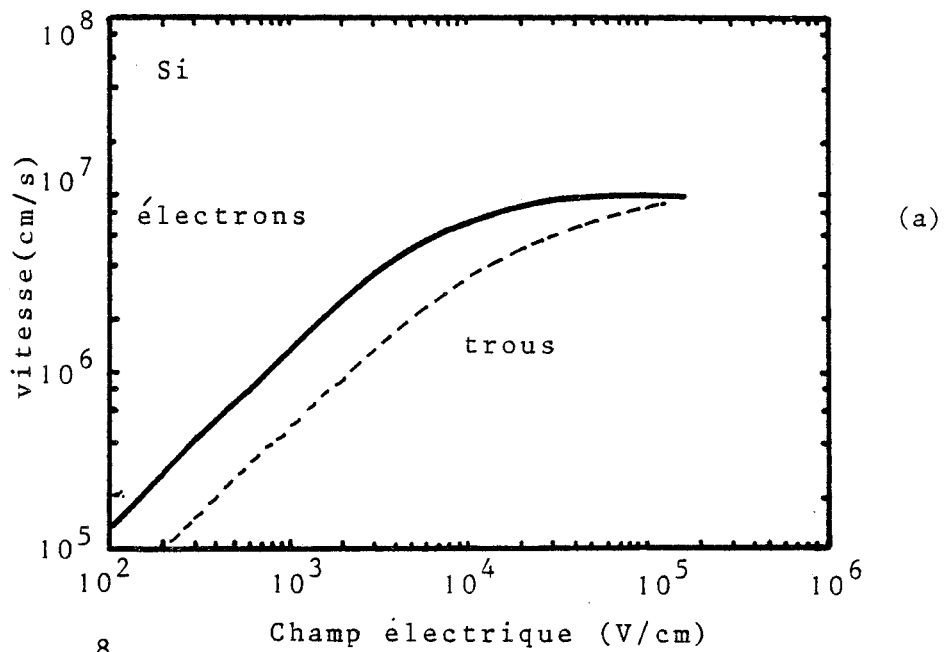


Figure 1.3 Evolution de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique

- (a) Silicium
- (b) Arséniure de Gallium
- (c) Phosphure d'Indium

libre dans un semi-conducteur en fonction du champ électrique fait apparaître 3 types de variation .

Dans le cas où l'on s'écarte très peu du régime d'équilibre ($E = 0$) pour lequel le mouvement des porteurs est purement aléatoire, on observe une vitesse de dérive proportionnelle au champ électrique ($v = \mu E$). μ désigne la mobilité des porteurs, indépendante, pour des champs suffisamment faibles, du champ électrique appliqué.

Dans le cas où le champ électrique est plus élevé ($10^3 < E < 20 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$) la relation linéaire entre la vitesse de dérive et le champ électrique n'est plus valable, la mobilité devient une fonction du champ électrique.

On peut observer alors dans certains matériaux une mobilité différentielle négative due aux transferts électroniques entre des vallées différentes de la structure de la bande.

Au dessus d'un seuil de champ électrique ($E \sim 20 \text{ kV/cm}$) la vitesse de dérive devient comparable à la vitesse d'agitation thermique typiquement de l'ordre de 10^7 cm/s et l'on observe un phénomène de saturation de la vitesse. Les variations de la vitesse fonction du champ électrique sont reportées sur la figure I.2 respectivement pour le silicium, l'arséniure de gallium et le phosphore d'indium .

Classiquement, dans la zone de transit diode à avalanche le champ appliqué est suffisamment élevé pour que le mouvement des porteurs se fasse à vitesse saturée. Ce n'est que dans des modes de fonctionnements bien spécifiques que l'on cherche à s'écarter de ce régime de transit à vitesse constante.

I.6.2 Théorème de RAMO et SCHOKLEY

Le théorème de RAMO et SCHOKLEY permet d'exprimer le courant

induit ou particulaire qui apparaît dans le circuit extérieur par une distribution de charge qui transite entre deux plans conducteurs de surface S . Lorsque la tension appliquée est constante, on montre par application du théorème de GAUSS que le courant particulaire a pour expression:

$$i = Q v / w \quad (I.10)$$

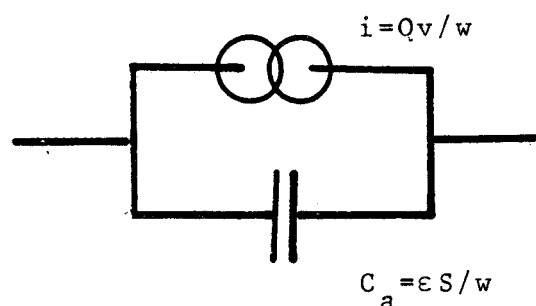
ou Q est la charge se propageant à la vitesse v , w est la distance inter-électrode.

Si maintenant on généralise au cas d'une tension sinuoïdale superposée à la tension continue $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$, le courant qui apparaît dans le circuit extérieur a pour expression :

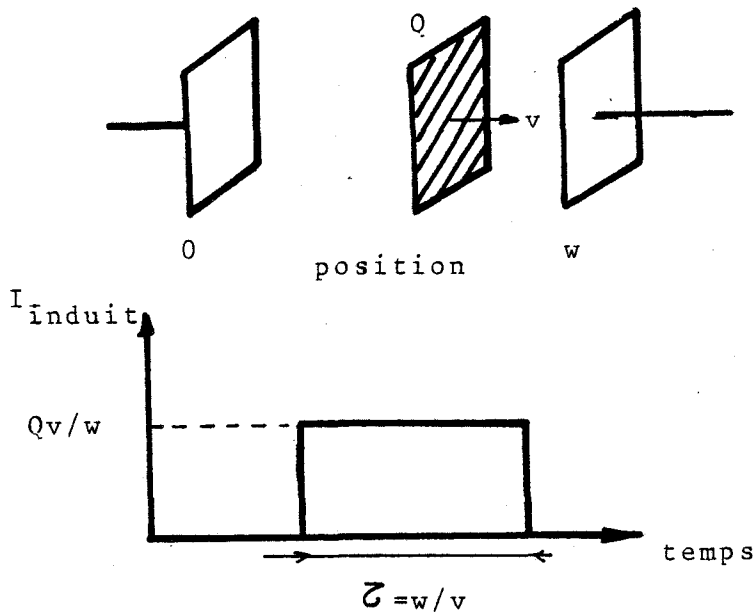
$$i = \frac{Qv}{w} + \frac{\epsilon_{ps} S \omega V_1}{w} \cos \omega t \quad (1.11)$$

L'examen de la relation I.11 permet de conclure que la superposition d'une tension alternative à la tension continue a pour effet d'ajouter un courant égal au courant de déplacement à travers la capacité définie par les deux plans conducteurs.

Ce théorème permet par conséquent de séparer l'effet du courant particulaire, qui détermine les propriétés hyperfréquences de celui du courant de déplacement. En pratique le courant de déplacement peut être pris en compte en ajoutant à la source de courant de particules la capacité $C_a = \frac{\epsilon S}{w}$.



Dans l'approximation d'un plan de densité de charge Q dérivant à vitesse constante v durant le temps $\tau = \frac{w}{v}$, on peut noter que le courant particulaire prend la forme d'un signal rectangulaire de courant de durée τ .



I.7 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Nous venons de rappeler les concepts de multiplication des porteurs consécutive à l'ionisation par choc et de courant induit par la propagation d'une densité de charges libres entre deux plans conducteurs. Ces deux mécanismes sont à la base du fonctionnement des diodes à avalanche et temps de transit ou diodes IMPATT. Nous nous proposons de l'explicitier ici très simplement, l'étude de ces phénomènes étant décrite plus rigoureusement dans les chapitres ultérieurs.

Pour ce faire, nous considérons la structure de diode proposée par READ, pour laquelle on définit sans ambiguïté une zone d'avalanche où se fait pratiquement la totalité des créations de porteurs en excès et une zone de

transit où par conséquent l'ionisation est négligeable.

La diode idéalisée par READ présente un profil de dopage que nous mentionnerons dans le paragraphe II, tel que l'on obtient à la tension d'avalanche une carte de champ électrique du type de celle schématisée sur la figure I.4(a). On peut noter une zone de champ électrique très élevé quelques centaines de kilovolts qui définit la zone d'avalanche où la multiplication des porteurs se produit et une zone dite de transit où le taux d'ionisation est négligeable.

Dans cette dernière zone, cependant, le champ électrique reste toujours supérieur au champ de seuil au dessus duquel la vitesse des porteurs est saturée.

Plaçons nous dans le cas où la diode est polarisée à la tension d'avalanche et parcourue par un courant continu I_0 .

Supposons que l'on superpose à la tension continue V_0 une tension alternative sinusoïdale d'amplitude V_1 à la pulsation

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$$

Ces variations fonction du temps de la tension $V(t)$ sont données sur la figure I.4(b). Ce sont celles que l'on obtient en pratique si la diode est montée dans une cavité résonnante de coefficient de surtension suffisamment élevé.

Lorsque la tension $V(t)$ croît au dessus de la tension d'avalanche, le taux d'ionisation augmente considérablement, un excès de charges libres est créé dans la zone de multiplication. Ce nombre de charges excédentaires augmente tant que la tension est supérieure à la tension continue V_0 . Dès que la tension appliquée $V(t)$ va de nouveau être égale à V_0 ,

l'augmentation au cours du temps des nombres de porteurs de charge dans la zone d'avalanche va cesser et l'on observe une décroissance du nombre de porteurs présents dans cette zone au cours de la fraction négative de la période du signal hyperfréquence.

L'évolution temporelle de la densité de charges qui apparaissent dans la zone d'avalanche est schématisée sur la figure I.4(c). Le courant I_{ca} traversant cette zone s'en déduit immédiatement et l'on remarque qu'il présente un maximum très aigu déphasé de 90° par rapport à la tension alternative.

Connaissant le courant "produit" par la zone d'avalanche il nous faut maintenant déterminer le courant particulaire qui en résulte. Compte tenu de la direction du champ électrique, notons tout d'abord que les trous sont captés par le contact p^+ et par conséquent ne participent pas à la conduction dans la zone de transit, au contraire des électrons qui sont alors injectés dans la zone de transit. Dans cette région de la zone désertée, ils se déplacent à vitesse saturée durant le temps τ , définissant le temps de transit : $\tau = \frac{w}{v}$. Par application du théorème de RAMO et SCHOKLEY les électrons induisent un courant dans le circuit extérieur schématisé sur la figure I.4(d). A l'examen des figures I.4(b) et I.4(d), on peut noter que l'action conjuguée du retard du processus d'avalanche et du temps de transit fini, a produit un courant positif dans le circuit extérieur alors que la tension alternative était dans sa partie négative. La diode délivre donc de l'énergie alternative au circuit extérieur ou en termes de circuit, on dira qu'elle présente une résistance dynamique négative.

Dans le diagramme donné figure I.4(d) la largeur W a été choisie afin que le déphasage entre la tension et la composante fondamentale du courant induit soit inférieur à 180° .

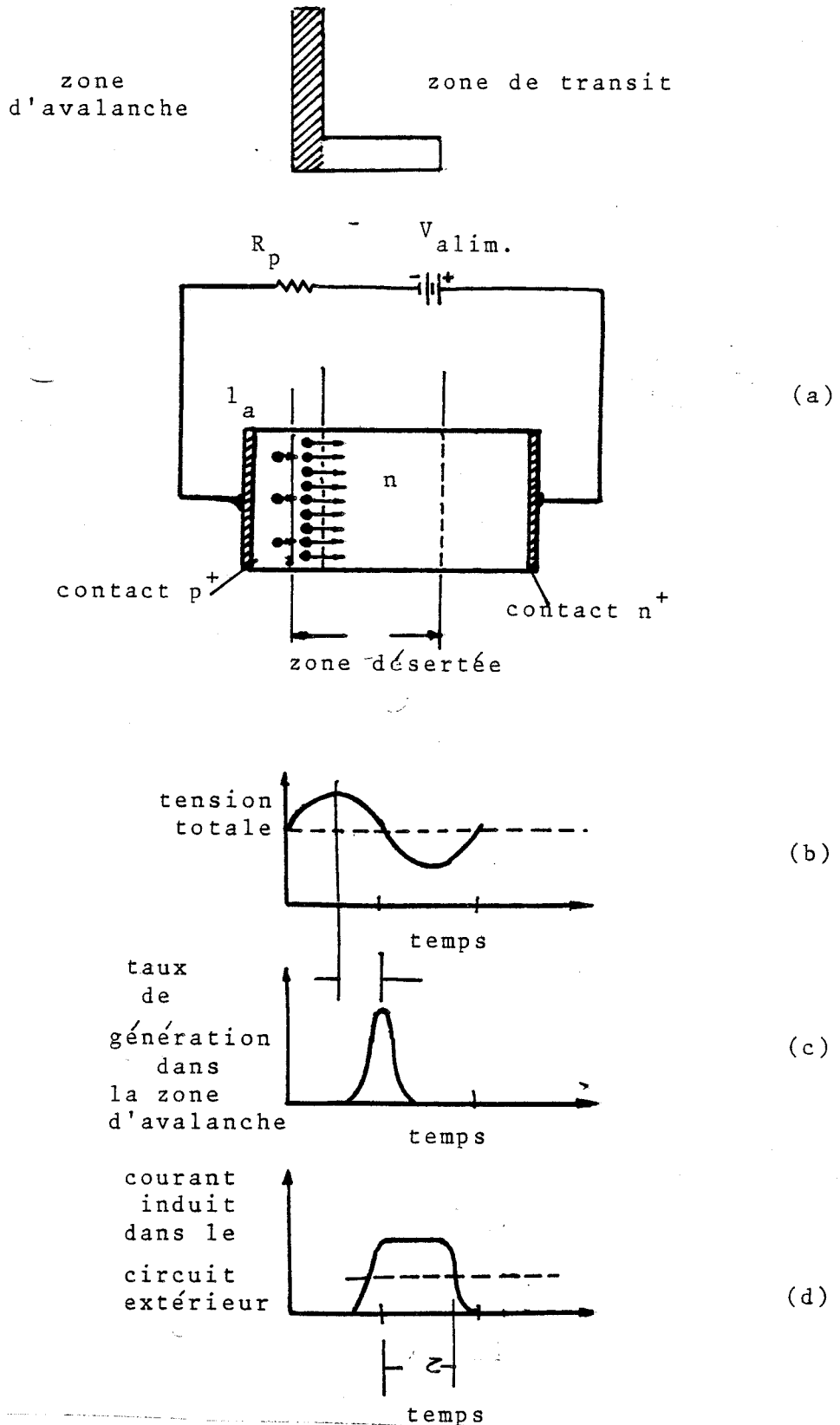


Figure 1.4 Principe de fonctionnement

- (a) Condition de fonctionnement
- (b) Tension appliquée aux bornes du composant durant l'oscillation
- (c) Le courant d'avalanche
- (d) Le courant induit dans le circuit extérieur

Le terme $\omega\tau$ est appelé angle de transit on peut montrer [8] que le maximum de résistance négative est obtenu en fait pour un angle de transit de l'ordre de 0.74π .

Pour satisfaire à cette condition il est évident que plus nous monterons en fréquence, plus les dimensions de la zone désertée vont diminuer, et à surface constante plus la capacité va augmenter. Ce point est très important dans la mesure où la capacité formée par la zone désertée intervient de façon prépondérante dans l'impédance de la diode comme nous le montrerons dans le paragraphe I.8 suivant.

Pour maintenir un niveau d'impédance suffisant, il sera alors nécessaire de diminuer la surface des diodes limitant en conséquence la puissance délivrée.

I.8 L'AVALANCHE EN REGIME DYNAMIQUE

I.8.1 L'équation de READ

Nous venons de voir de façon très qualitative que la croissance des charges par multiplication se poursuivait tant que $V(t) > V_0$ et qu'en conséquence le courant d'avalanche qui en résulte est déphasé de 90° par rapport à la tension sinusoïdale appliquée.

Dans ce paragraphe nous établissons l'équation différentielle qui donne les variations en fonction du temps du courant de particules dans la zone d'avalanche. Cette équation est appelée communément l'équation de READ. Nous allons la déterminer dans le cadre d'hypothèses très simplifiées, sa dérivation, compte tenu d'hypothèses moins restrictives conduisant à des

développements mathématiques complexes qui masquent, dans une première approche, la réalité physique.

Considérons la zone d'avalanche définie précédemment, de dimension l_a et essayons de déterminer la dynamique des variations du courant de particules lorsqu'une tension dépendant du temps apparaît à ces bornes. Le calcul sera fait en prenant les hypothèses suivantes.

- Les électrons et les trous ont des coefficients d'ionisation et des vitesses de saturation identiques ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, $v_n = v_p = v_s$).

- Les variations spatiales du courant de déplacement sont négligeables*. Ce qui revient à dire, si l'on tient compte de la conservation du courant total, que le courant particulaire J qui représente la somme du courant d'électrons $J_n = q \cdot n \cdot v_s$ et de trous $J_p = q \cdot p \cdot v_s$ ne dépend que du temps.

- Les courants de diffusion sont négligeables.

Les équations de continuité dépendant du temps s'écrivent alors pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha v_s (n+p) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} \quad (1.12)$$

pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \alpha v_s (n+p) - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (1.13)$$

*En régime sinusoïdal, cette hypothèse signifie que le champ électrique alternatif ne dépend pas de l'abscisse dans la zone d'avalanche.

Introduisons les conditions aux limites données par les courants de saturation :

$$J_p(0) = J_{ps} \qquad J_n(l_a) = J_{ns}$$

le courant de saturation total est $J_s = J_{ps} + J_{ns}$.

Additionnons les deux équations (I.13) et (I.12) et intégrons sur la zone d'avalanche. Nous obtenons :

$$\frac{1}{v_s} \int_0^{l_a} \frac{dJ}{dt} dx = 2 \int_0^{l_a} \alpha J dx + \int_0^{l_a} \frac{\partial}{\partial x} (J_n - J_p) dx \quad (I.14)$$

Puisque nous avons négligé les variations de J de 0 à l_a l'intégration des différents termes est immédiate :

$$\frac{1}{v_s} \int_0^{l_a} \frac{dJ}{dt} dx = \frac{w}{v_s} \frac{dJ}{dt} \quad (I.15)$$

et

$$2 \int_0^{l_a} \alpha J dx = 2 J \int_0^{l_a} \alpha dx \quad (I.16)$$

alors que le dernier terme s'écrit :

$$\int_0^{l_a} \frac{\partial}{\partial x} (J_n - J_p) dx = [J_n - J_p]_0^{l_a}$$

Le second membre de cette dernière relation peut être déterminé à partir des conditions aux limites.

En s'aidant de la représentation schématique des distributions spatiales des courants d'électrons et de trous donnée figure I.5 et qui est obtenue suivant une procédure de calcul identique que celle développée au paragraphe I.4 [14] ce terme s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} [J_n - J_p]^{l_a} &= J_{ns} - (J - J_{ns}) \\ [J_n - J_p]_0 &= J - 2 J_{ps} \\ [J_n - J_p]_0^{l_a} &= 2 (J_s - J) \end{aligned} \quad (I.17)$$

En reportant les expressions I.15, I.16 et I.17 dans l'équation I.13 nous obtenons l'équation de READ simplifiée [2] :

$$\frac{\tau_a}{2} \frac{dJ}{dt} = J \left(\int_0^{l_a} \alpha dx - 1 \right) + J_s \quad (I.18)$$

où τ_a désigne le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche.

Cette équation est approchée dans la mesure où le champ électrique n'est pas forcément uniforme même lorsque la région d'avalanche est très étroite. Cependant, un résultat plus correct peut être obtenu en modifiant numériquement la valeur de τ_a . Nous reviendrons sur ce point.

Compte tenu d'hypothèses moins restrictives sur l'égalité des coefficients d'ionisation et des vitesses de saturation, cette équation

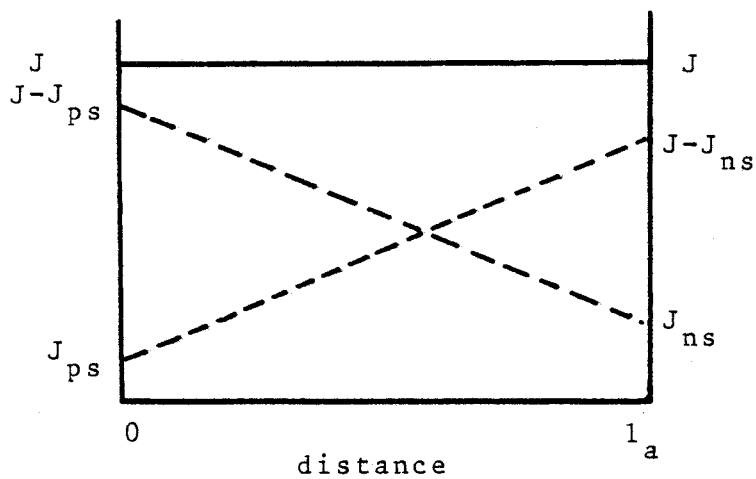


Fig. 1.5 Distribution schématisée des courants de trous et d'électrons [14]
(Les variations spatiales du courant de déplacement) (sont négligées)

peut se généraliser [13]. L'on obtient alors l'expression suivante :

$$dJ/dt = -J/M_n \tau_{1n} + J_{ps}/\tau_{1p} + J_{ns}/\tau_{1n} \quad (I.19)$$

où $\tau_{1n} = \int_0^1 \exp(-\int_0^1 (\alpha_n - \alpha_p) dx') dx / (v_n + v_p)$

$$1/M_n = 1 / (1 - \int_0^1 \alpha_n \exp(-\int_0^1 (\alpha_n - \alpha_p) dx') dx)$$

et $\tau_{1p} = \tau_{1n} \exp(\int_0^1 (\alpha_n - \alpha_p) dx)$

Au delà des développements mathématiques, quelle peut être la signification physique de cette équation ? C'est ce que nous allons essayer de discuter maintenant en introduisant deux grandeurs auxquelles nous ferons continuellement appel dans ce travail. Ces deux paramètres sont :

- le temps de montée intrinsèque de l'avalanche.
- la dérivée du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique.

Pour les introduire, en restant, le plus simple possible, considérons deux cas idéalisés d'application de l'équation de READ.

Dans un premier temps nous appliquerons un créneau temporel de tension de différentes amplitudes aux bornes de la zone d'avalanche.

Ensuite, nous considérons le cas où une tension sinusoïdale est appliquée et nous donnerons la solution "petit signal" de l'équation de READ.

I.8.2 Le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche

L'intégration de l'équation différentielle de READ sous sa forme simplifiée I.18 est immédiate lorsque la perturbation de champ électrique est du type créneau temporel. Pour le cas qui nous intéresse ici, nous supposons que seul le courant de saturation parcourt la diode jusqu'au temps où la perturbation est appliquée. Ce qui veut dire que la diode est polarisée à une tension très inférieure à sa tension de claquage par avalanche. Puis à l'instant t_i , la tension est brutalement augmentée à une valeur telle que la multiplication des porteurs libres soit appréciable. La figure I.6 schématise cette situation.

En (a) nous avons représenté la caractéristique inverse de la diode. La tension de claquage par avalanche est notée V_B . C'est la tension à partir de laquelle le courant n'est plus limité que par le circuit extérieur.

Nous pouvons réécrire formellement l'équation I.17 sous la forme :

$$\tau_i \frac{dI}{dt} = -I/M + I_s \quad (I.20)$$

τ_i est alors égal à $\frac{\tau_a}{2}$; $-\frac{1}{M}$ à $\int_0^{1a} \alpha dx - 1$.

Ce dernier facteur représente le terme de perturbation, puisque chaque modification du champ électrique appliqué au semi-conducteur va se répercuter sur le coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous $\alpha(E)$, entraînant une modification de M .

Dans le cas étudié ici où le champ électrique appliqué aux porteurs est constant pour des temps supérieurs à l'instant t_i où la tension aux bornes est brusquement augmentée, l'intégration de I.20 donne la solution suivante :

$$I(t) = I_s (M - (M-1) \exp(-(M^{-1} \tau_i^{-1}) t)) \quad (I.21)$$

où I_s représente le courant de saturation parcourant la diode aux temps inférieurs au temps t_i .

Trois cas peuvent alors être étudiés suivant la valeur de la tension appliquée $V(t)$.

Si $V(t)$ est inférieure à la tension de claquage V_b , le coefficient M est fini et positif. Dès que M est grand devant l'unité le courant $I(t)$ peut se mettre sous la forme :

$$I(t) = M I_s (1 - \exp(-t/M \tau_i)) \quad (I.22)$$

La réponse transitoire du courant $I(t)$ est analogue dans ce cas à la charge d'un condensateur. Nous l'avons illustrée figure I.6(b).

Si nous nous plaçons à la condition d'avalanche c'est-à-dire pour $\int_0^{l_a} \alpha dx = 1$, la résolution de l'équation de READ simplifiée conduit à la solution suivante :

$$I(t) = I_s / \tau_i t + I_s \quad (I.23)$$

Le courant particulaire croît donc linéairement en fonction du temps comme le montre la figure I.6(c).

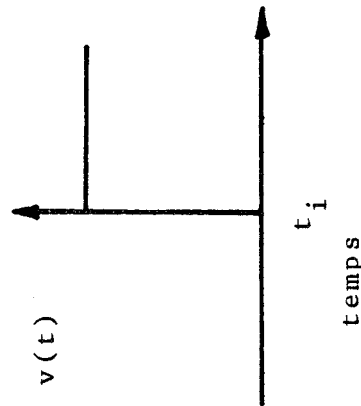
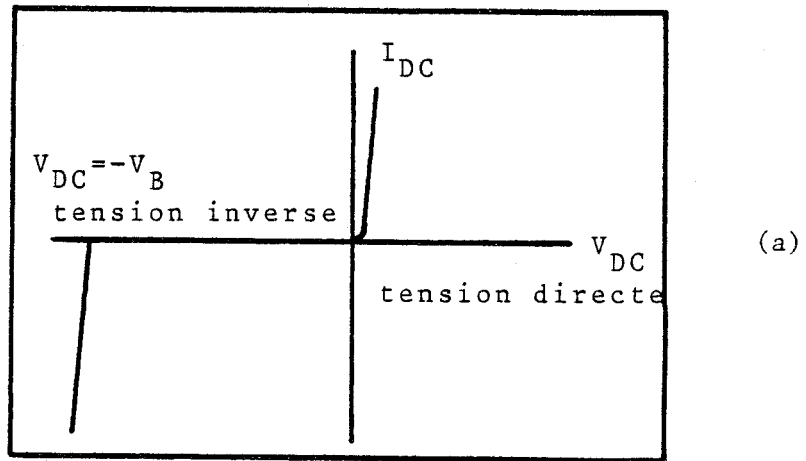
Lorsque, par contre, nous dépassons le seuil de claquage, les variations temporelles du courant I seront pratiquement données par une relation du type :

$$I(t) = I_s \exp(t/M\tau_i) \quad (I.24)$$

La croissance du courant en fonction du temps est exponentielle nous l'avons schématisée sur la figure I.6(d).

Dans chaque "expérience" la réponse du courant à la perturbation du champ électrique dépend du paramètre τ_i . Ce paramètre est désigné dans la littérature comme le temps de montée intrinsèque de l'avalanche. Il est indépendant de la tension appliquée qui est prise en compte par l'intermédiaire du coefficient M.

C'est un paramètre de structure en ce sens qu'il dépend de la largeur de la zone d'avalanche. Il est également propre à chaque matériau car intervient dans sa définition la vitesse des porteurs dans la zone de multiplication. Si l'on s'en réfère à l'équation I.20 τ_i est égal à $\frac{\tau_a}{2}$.



$$I / I_s = t / \tau_i + 1 \quad (c)$$

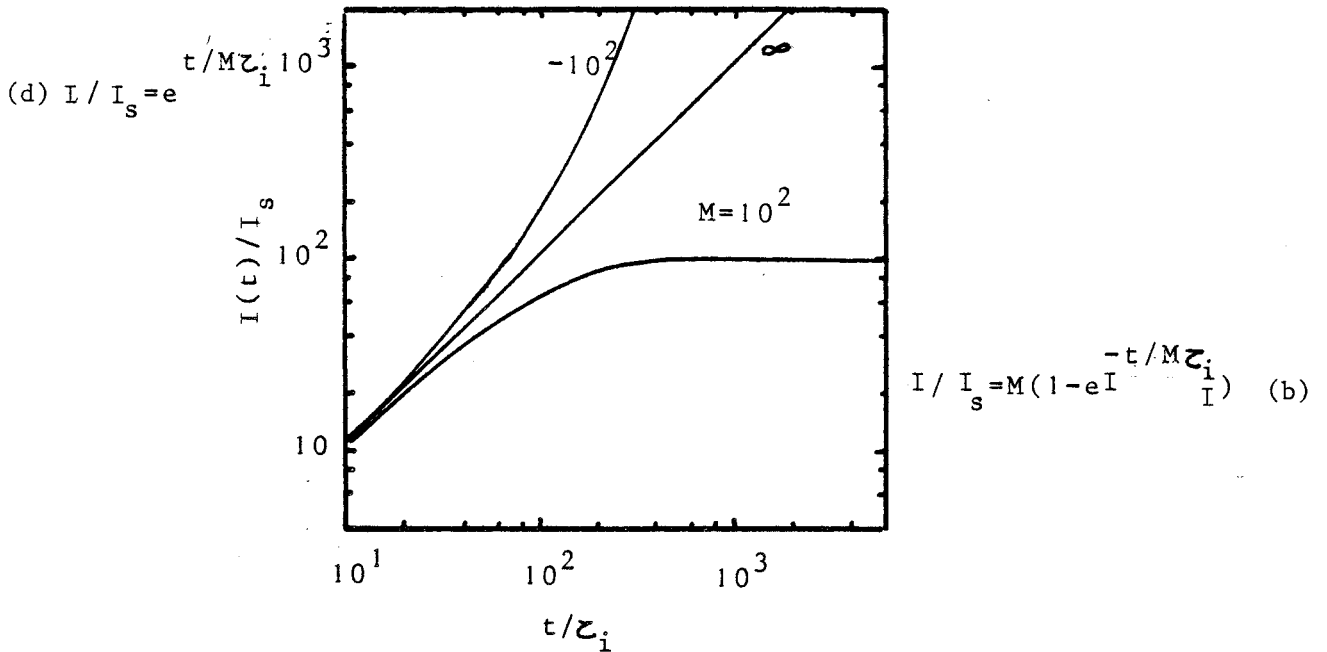


Figure 1.6 Application d'un créneau temporel de champ électrique:
 Définition d'un temps de montée intrinsèque de l'avalanche

- (a) caractéristique statique de la diode
- (b) régime de multiplication
- (c) la croissance du courant à la condition d'avalanche
- (d) régime d'avalanche autoentretenue

En réalité, dans la dérivation de l'équation de READ nous avons négligé un certain nombre de phénomènes physiques tels que la réaction de charge d'espace et les courants de diffusion. Dans ces conditions nous poserons $\tau_i = \frac{\tau_a}{\kappa}$. Ce coefficient sera établi au chapitre III.

La signification physique de τ_i est évidente : il traduit l'inertie du phénomène d'avalanche, le retard à l'émission des porteurs que nous avons déjà mentionné dans le paragraphe I.2. Il ressort que c'est un paramètre essentiel dans les études en fréquence dans la mesure où la période du signal hyperfréquence va devenir comparable à τ_i . A la limite, l'avalanche ne pourra plus s'établir ou tout au moins elle perdra son caractère extrêmement non linéaire et l'on devra substituer au mécanisme d'émission par avalanche d'autres processus d'émission de champ.

I.8.3 La dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique

Après avoir considéré le cas d'une perturbation du champ électrique du type créneau temporel, considérons à présent, le cas d'une perturbation sinusoïdale en la supposant de faible amplitude.

Aux hypothèses déjà posées concernant principalement la non prise en compte des variations spatiales du courant de conduction total nous ajoutons les approximations suivantes valables en régime petit signal.

1 Les quantités qui dépendent du temps peuvent être considérées comme la somme d'une composante continue et d'une composante alternative qui varie en $\exp j\omega t$.

2 La composante alternative étant de faible amplitude, le produit des quantités alternatives peut être négligé.

3 Pour la même raison le terme de perturbation qui est ici également décrit par l'intégrale du coefficient d'ionisation sur la longueur de la zone d'avalanche peut être développée au 1^{er} ordre au voisinage du champ correspondant à la condition d'avalanche.

En tenant compte de ces hypothèses, l'équation de READ peut être linéarisée pour des faibles variations du champ électrique autour de la valeur de claquage. Si le courant de saturation est négligeable on obtient alors:

$$\tau_i \frac{dI}{dt} = I \dot{\alpha} V_a(t) \quad (I.25)$$

avec

$$\dot{\alpha} = \frac{\partial \alpha}{\partial E} \quad \text{et} \quad V_a(t) = \int_0^{l_a} E_a(t) dx$$

En exprimant les composantes de fréquence ω et ω du développement en série de FOURIER du courant, cette équation conduit à faible niveau à la relation suivante :

$$i_{c,a} = \dot{\alpha} I_0 V_a / j \omega \tau_i \quad (I.26)$$

Dans cette relation V_a représente l'amplitude de la tension alternative d'avalanche et i_{ca} désigne la composante alternative du courant de conduction dans la zone d'avalanche à la fréquence ω .

Lorsque la tension alternative devient importante, la linéarisation de l'équation de READ n'est plus justifiée. Cependant l'essentiel des conclusions que nous allons tirer de l'analyse de (I.26) n'est pas modifié.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'amplitude de la composante alternative $i_{c,a}$ qui résulte de l'application de la tension sinusoïdale $V(t)$ est inversement proportionnelle à la fréquence.

C'est une des limitations fréquentielles fondamentales du mécanisme d'avalanche. Plus nous monterons en fréquence, plus la non linéarité du mécanisme d'émission va diminuer.

L'équation I.26 nous permet également de mettre en évidence les deux effets suivants :

- Le premier, que nous avons déjà mentionné qualitativement dans le paragraphe I.7, relatif au principe de fonctionnement est que le maximum des charges créées dans la zone d'avalanche est en quadrature par rapport à la tension appliquée (terme $1/j$ dans l'équation I.26). Il faut bien évidemment garder à l'esprit que la valeur de 90° a été obtenue dans des conditions très idéalisées et qu'en pratique de nombreux facteurs, que nous étudierons dans la suite de ce travail, entrent en ligne de compte.

- Le second point est que l'amplitude des variations du courant de conduction est fonction du temps de réponse τ_i et de la dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique.

Nous allons tenter d'illustrer l'importance de ce dernier

coefficient dans le fonctionnement des diodes IMPATT aux fréquences très élevées.

Considérons une diode fonctionnant aux alentours de 10 GHz. La largeur de sa zone d'avalanche est notée L_{aBF} (figure 1.7) . En première approximation, la valeur du coefficient d'ionisation moyen autour de laquelle vont s'effectuer les variations de $\alpha(t)$ au cours du temps est déterminée par $\alpha = \frac{1}{L_{aBF}}$ compte tenu de la condition d'avalanche $\int_0^{L_{aBF}} \alpha dx = 1$. Un ordre de grandeur typique est $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Au fur et à mesure que nous chercherons à monter en fréquence les dimensions de la zone d'avalanche vont diminuer* et par conséquent la valeur du coefficient d'ionisation au champ d'avalanche va augmenter. Au vue des coefficients d'ionisation expérimentaux rappelés dans le paragraphe I.3, il apparaît une saturation de ces coefficients à champs électriques élevés, que nous nous contenterons pour le moment de simplement mentionner. Il en résulte consécutivement à la montée en fréquence, une décroissance de la non linéarité du courant de conduction par l'intermédiaire du paramètre α .

Nous venons d'introduire deux paramètres fondamentaux dans le fonctionnement des diodes IMPATT. Ce sont τ_i le temps de montée intrinsèque de l'avalanche et $\dot{\alpha}$ la dérivée du coefficient d'ionisation. Nous avons vu également par un exemple très simple que la non linéarité du mécanisme d'émission faisant intervenir l'ionisation par choc décroît comme l'inverse de la fréquence de fonctionnement. Nous terminerons cette partie concernant les concepts de base par un calcul simplifié de l'impédance d'une diode à avalanche. En effet le niveau d'impédance présenté par la diode est important dans la mesure où sa valeur doit être suffisante pour être adaptée au

*Cette diminution est nécessaire si l'on veut diminuer le temps de réponse τ_i et garder une zone d'avalanche dont les dimensions sont très inférieures à celles de la zone de transit.

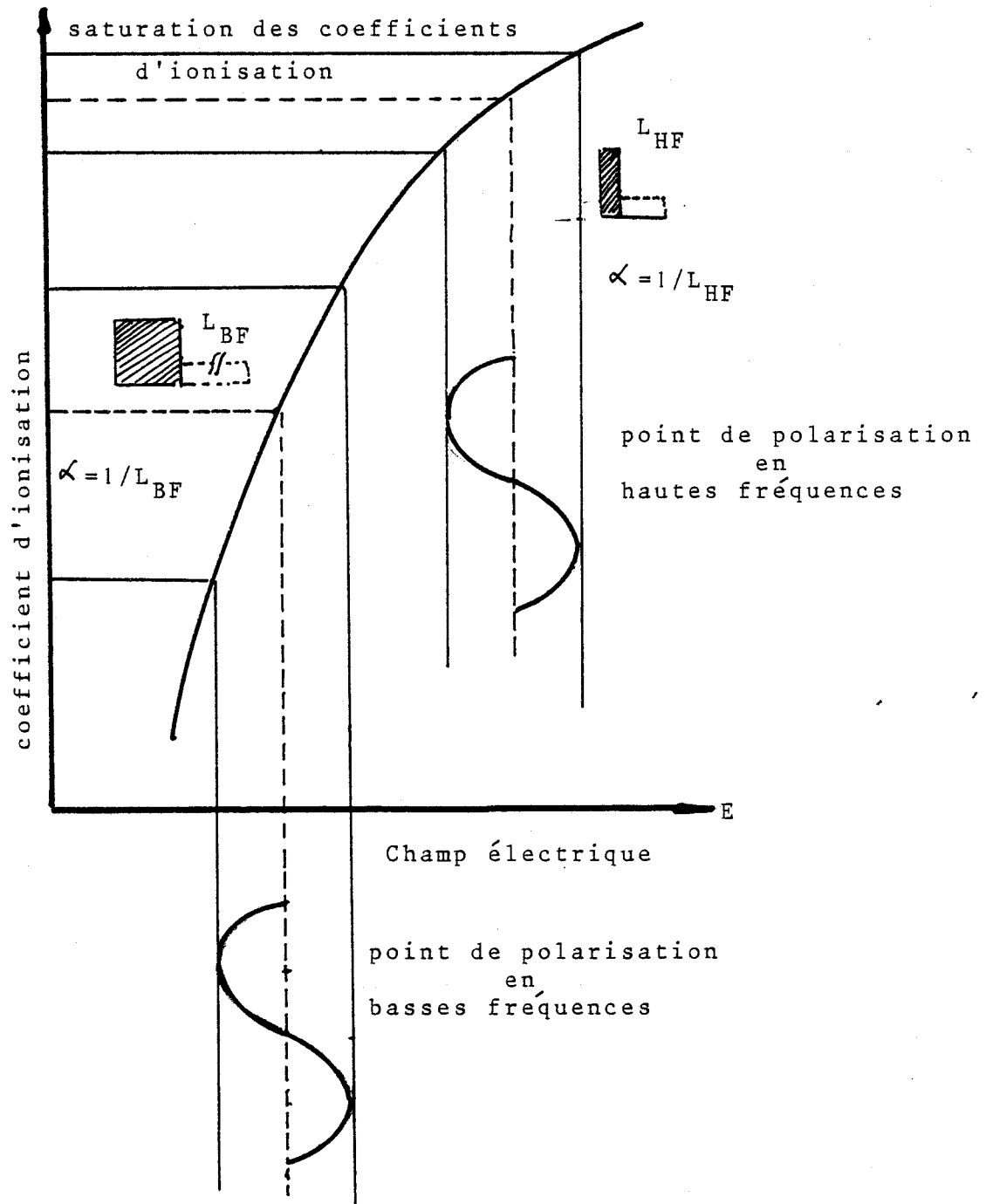


Figure 1.7 Illustration schématique de la décroissance de la non linéarité du courant de conduction dans la zone d'avalanche aux fréquences millimétriques.

circuit extérieur. Ce dernier point constitue la troisième composante^{**} des limitations que l'on rencontre aux fréquences millimétriques.

I.8.4 Détermination simplifiée de l'impédance de la diode

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler le calcul de l'impédance d'une diode à avalanche proposé par GILDEN et HINES [15]. Précisons tout d'abord que ce calcul ne peut rendre compte de l'impédance des diodes à zones d'avalanche étendues, ni du fonctionnement en grand signal que nous étudierons dans la suite de ce travail.

Il a néanmoins l'avantage incontestable d'être simple et de mettre en évidence les mécanismes physiques qui déterminent l'impédance de la diode. Nous aborderons successivement le calcul des impédances de la zone d'avalanche et de la zone de transit. Nous continuerons à utiliser les indices a pour la zone d'avalanche et nous introduisons les indices t pour la zone de transit, d pour le courant de déplacement et c pour le courant de conduction.

I.8.4.1. Impédance de la zone d'avalanche : pulsation d'avalanche

L'équation (I.26) en termes de circuits localisés, traduit le fait que le courant de conduction dans la zone d'avalanche est inductif par rapport à la tension appliquée.

L'inductance par unité de surface est alors définie par la relation :

$$L_a = \tau_i / \omega \quad (I.27)$$

^{**} Nous ne parlerons pas des problèmes thermiques qui ne sont pas abordés dans le cadre de ce travail.

Le courant total i_T est la somme du courant de conduction $i_{c,a}$ et du courant de déplacement $i_{d,a}$.

En régime sinusoïdal $i_{d,a}$ a pour expression:

$$i_{d,a} = j\omega C_a v_a \quad (I.28)$$

en définissant la capacité C_a de la zone d'avalanche.

Par conséquent l'impédance équivalente de la zone de génération est constituée par l'inductance L_a en parallèle avec la capacité C_a par unité de surface donnée par la relation:

$$C_a = \epsilon_{ps} / L_a \quad (I.29)$$

La pulsation de résonance de ce circuit, schématisé sur la figure I.8(a), est appelée la pulsation d'avalanche petit signal. Elle a pour expression en exprimant C_a et compte tenu de nos hypothèses simplificatrices :

$$\omega_{a0}^2 = 2 \alpha J_0 v_s / \epsilon_{ps} \quad (I.30)$$

où J_0 est la densité de courant qui traverse la diode.

En introduisant l'expression de la pulsation d'avalanche dans la relation établissant l'impédance Z_a de la zone d'émission de champ par avalanche nous obtenons :

$$Z_a = 1 / (j\omega C_a (1 - \omega_a^2 / \omega^2)) \quad (I.31)$$

Pour obtenir l'impédance totale présentée par la diode, nous devons exprimer à présent l'impédance de la zone de transit.

I.8.4.2 Impédance de la zone de transit

Dans la zone de transit le courant injecté $i_{c,a}$ subit un déphasage qui s'écrit $\frac{\omega x}{v}$ à l'abscisse x **.

Le courant de conduction $i_{c,t}$ en tout point de la zone de transit a pour expression :

$$i_{c,t} = i_{c,a} \exp(-j\omega x/v) \quad (I.32)$$

Ici encore le courant total est la somme du courant de conduction i_{ct} et du courant de déplacement :

$$i_T = i_{c,t}(x) + i_{d,t}(x) \quad (I.33)$$

En régime sinusoïdal :

$$i_{d,t}(x) = j\omega e_t(x) \quad (I.34)$$

où e_t représente la composante alternative du champ électrique dans la zone de transit.

Si on intègre la relation I.33 sur l'épaisseur de la zone de

* La diffusion des porteurs est ici négligée, v est supposée égale à la vitesse limite. Elle est de ce fait indépendante de l'abscisse.

transit, en introduisant C_t , V_t et θ respectivement la capacité, la tension alternative et l'angle de transit de la zone de glissement défini par $\theta = \omega l_t$, on trouve :

$$i_T = i_{c,a} \frac{(1 - \exp(-j\theta))}{j\theta} + j\omega C_t v_t \quad (I.35)$$

Dans la zone d'avalanche, le champ étant constant on a également :

$$i_T = i_{c,a} + j C_a \omega v_a \quad (I.36)$$

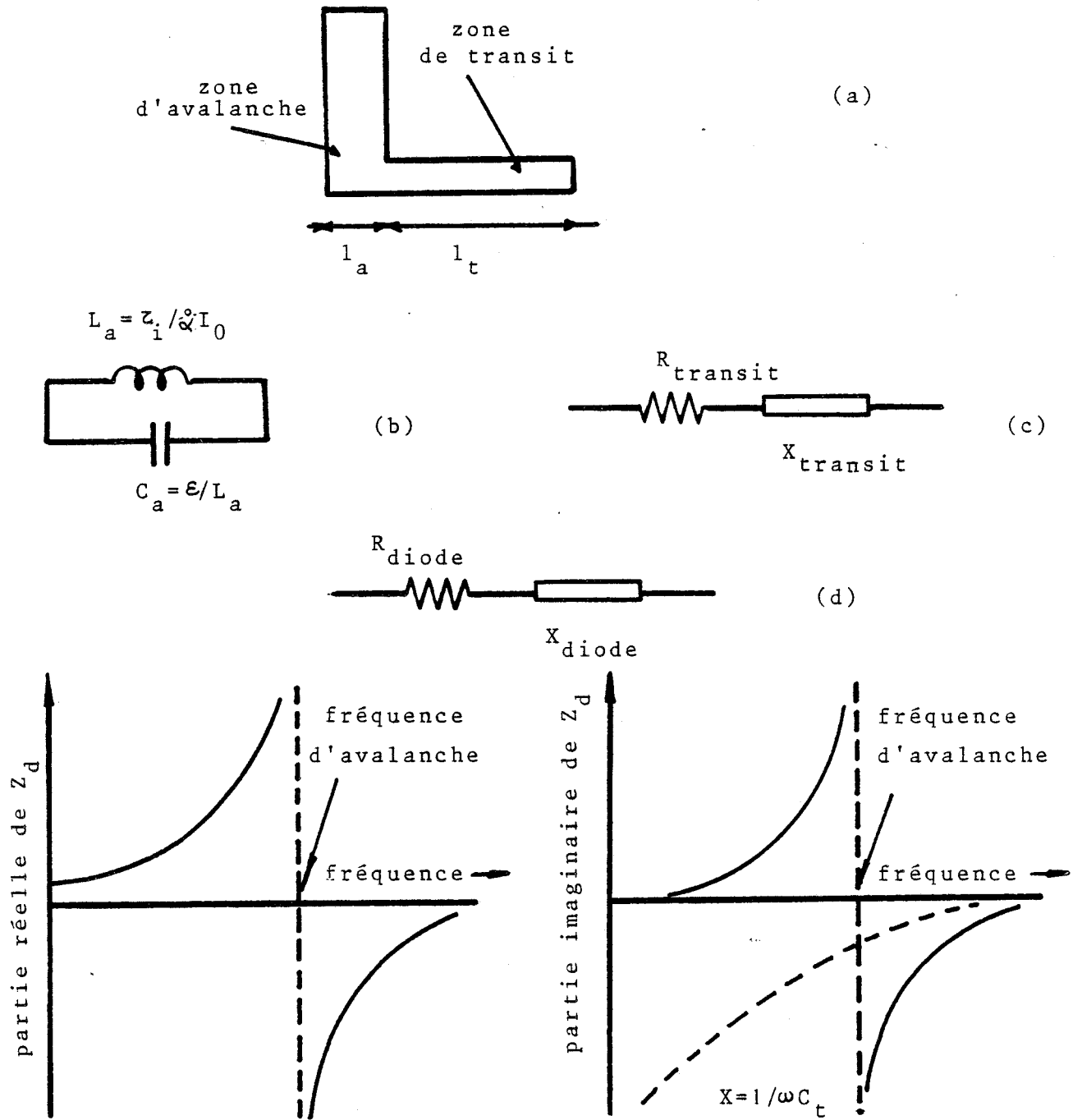
Des équations I.33 et I.34, on tire l'expression du courant total d'où l'on déduit la relation qui donne l'impédance de la zone de transit :

$$Z_t = \frac{1}{j\omega C_t} \left(1 - \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \frac{\sin \theta}{\theta} \right) + \frac{1}{\omega C_t} \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \quad (I.37)$$

Les paramètres qui dépendent de l'angle de transit θ sont appelés les facteurs de transport. On les désigne usuellement par :

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \lambda(\theta) = \frac{\sin(\theta)}{\theta}$$

La combinaison de l'impédance de la zone d'avalanche et de l'impédance de la zone de transit donne l'impédance totale de la diode.



BU
LILLE

Fig. 1.8 Impédance petit signal d'une diode à avalanche et temps de transit (Théorie de GILDEN et HINES)

(a) structure de READ: distinction zones d'avalanche et de transit

(b) impédance de la zone d'avalanche

(c) impédance de la zone de transit

(d) variation en fonction de la fréquence de la partie réelle et imaginaire de l'impédance totale $Z_d = R_d + jX_d$ présentée par la diode

Le circuit équivalent petit signal peut se mettre sous la forme représentée sur la figure I.8(a) et (b). L'évolution en fonction de la fréquence de la partie réelle R_d et de la partie imaginaire x_d est figurée en I.8(c) et I.8(d) .

On peut noter que la résistance différentielle est négative pour des fréquences supérieures à la pulsation d'avalanche. La valeur de la pulsation d'avalanche fixe donc le seuil fréquentiel à partir duquel la diode supposée, de zone d'avalanche peu étendue, présente une résistance différentielle négative.

En régime grand signal, ce calcul n'est plus exact. On peut mettre en évidence, dans ce cas, une diminution de la pulsation d'avalanche au fur et à mesure que l'amplitude de la tension alternative aux bornes du composant augmente [16][17]. En régime fortement non linéaire, la diode peut présenter théoriquement une résistance négative pour des fréquences inférieures à ω_a .

La pulsation d'avalanche est une fonction du matériau par l'intermédiaire de α mais aussi des conditions de fonctionnement. Elle est proportionnelle en effet à la racine carrée de la densité de courant continu J_0 . Généralement la fréquence qui correspond aux performances optimales, se situe entre 1,5 et 2 fois la fréquence d'avalanche.

Pour ces fréquences, le schéma équivalent de l'élément actif se simplifie en la combinaison d'une résistance R_d en série avec la réactance x_d (figure I.8)

Trois points importants peuvent être à ce stade soulignés.

Premièrement, la valeur de la résistance négative est généralement beaucoup plus faible que celle de la résistance x_d .

Deuxièmement, dans la plupart des cas, x_d peut être approximé par la réactance calculée à partir de la capacité de la jonction à la tension d'avalanche.

Troisièmement, pour obtenir le maximum de puissance la surface de la diode est choisie la plus grande possible, il en résulte des valeurs de résistances négatives très faibles en comparaison des impédances caractéristiques des lignes de transmission. On sera donc amené à définir une impédance minimum adaptable.

I.8.5 Le diagramme de phase

Il nous a semblé intéressant de reporter sur un diagramme de phase les différents courants et tensions dont la combinaison conduit à l'obtention d'une résistance négative (figure I.9).

La tension alternative v_T est appliquée aux bornes de la diode considérée^{**}. Une fraction v_a de cette tension est à l'origine d'un courant de conduction $i_{c,a}$ dans la zone d'avalanche avec un retard de phase de 90° par rapport à v_a . Le courant de déplacement $i_{d,a}$ dans la zone de génération est en avance de 90° par rapport à v_a . Les deux courants $i_{c,a}$ et $i_{d,a}$ sont par conséquent en opposition de phase. A la fréquence d'avalanche ces deux courants sont égaux ($i_{c,a} = i_{d,a}$). Ainsi

** C'est celle qui existe en pratique aux bornes du composant dans un fonctionnement en oscillateur.

Zone d'avalanche

Zone de transit

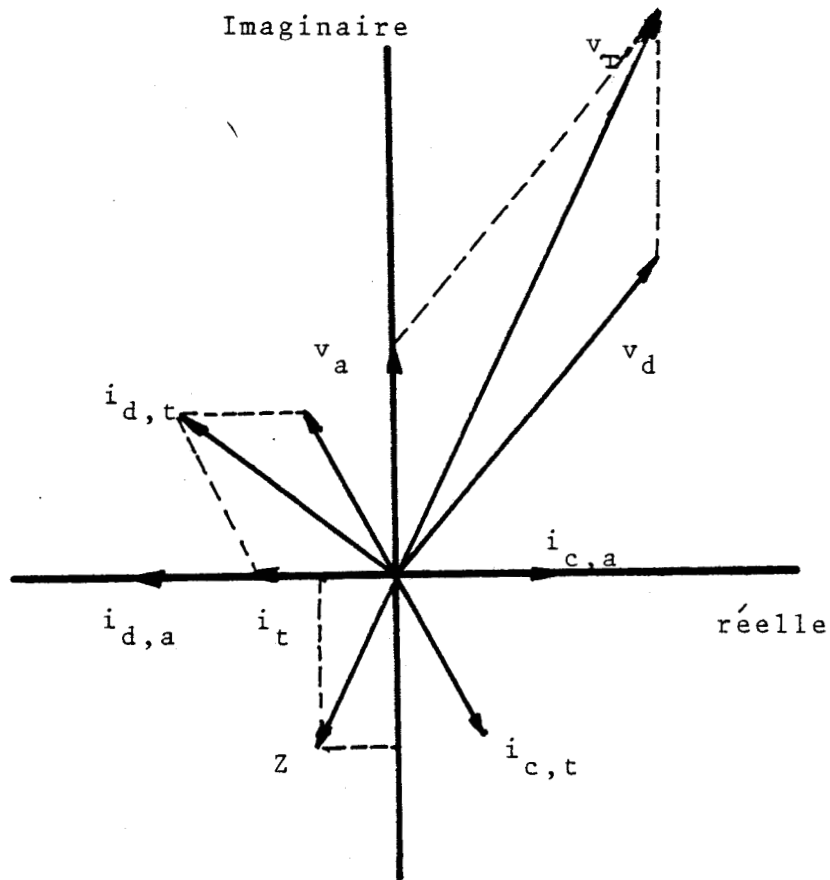
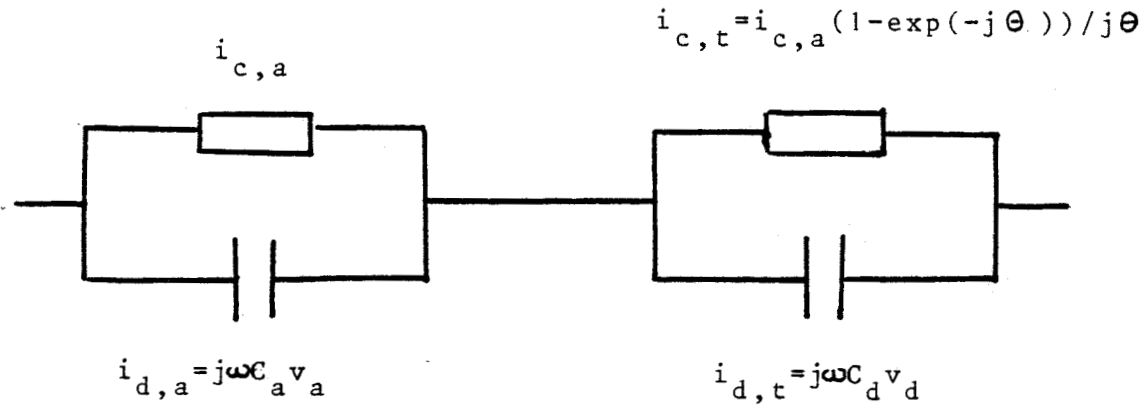


Figure 1.9 Le diagramme de phase

(a) Définition des courants et tensions

(b) La représentation dans le plan complexe

pour une valeur donnée de i_{ca} , v_a et c_a le courant total i_T est en phase ou en opposition de phase avec i_{ca} suivant la valeur de la fréquence. Pour qu'il y ait oscillation, c'est à dire que la diode présente une résistance différentielle négative, le courant de déplacement i_{da} doit être par conséquent supérieur au courant de conduction $i_{c,a}$.

Le diagramme vectoriel peut être complété en figurant le courant de conduction $i_{c,t}$ dans la zone de transit. Il est déphasé par rapport à i_{ca} conformément à la relation I.32. De la conservation du courant total dans la zone de transit (équation I.35) on déduit le courant de déplacement dans cette zone i_{dt} . A partir de son expression $i_{dt} = j\omega c_t v_t$ la tension aux bornes de la zone de transit v_t peut alors être représentée.

II STRUCTURES DES DIODES - QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR

Nous abordons dans ce paragraphe plus précisément les structures qui sont pratiquement utilisées pour satisfaire aux conditions d'injection et de transit. Par quelques exemples numériques nous tenterons de mettre en évidence la spécificité des diodes fonctionnant dans la gamme des ondes millimétriques.

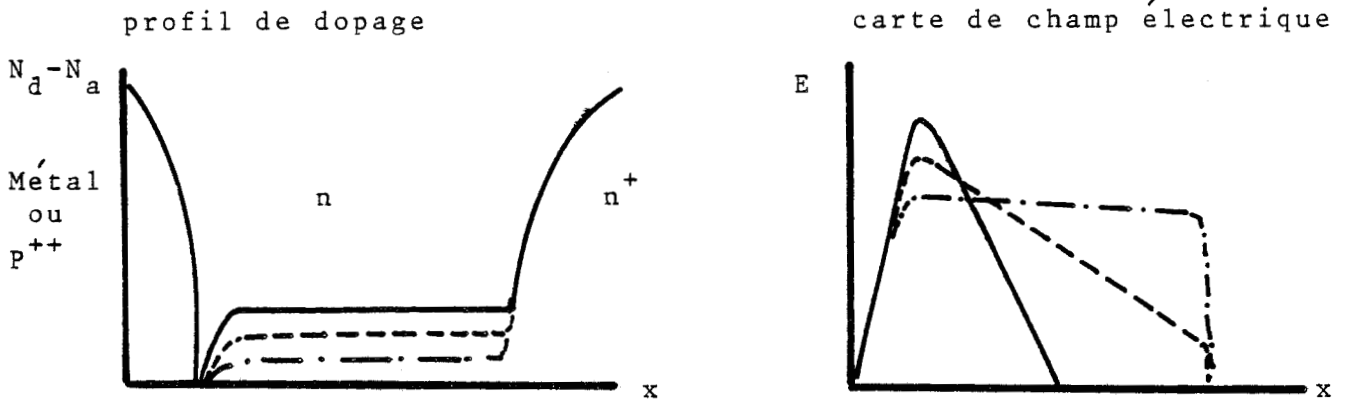
II.1 STRUCTURES : PROFILS DE DOPAGE ET CARTES DE CHAMP ELECTRIQUE

II.1.1 Les épitaxies

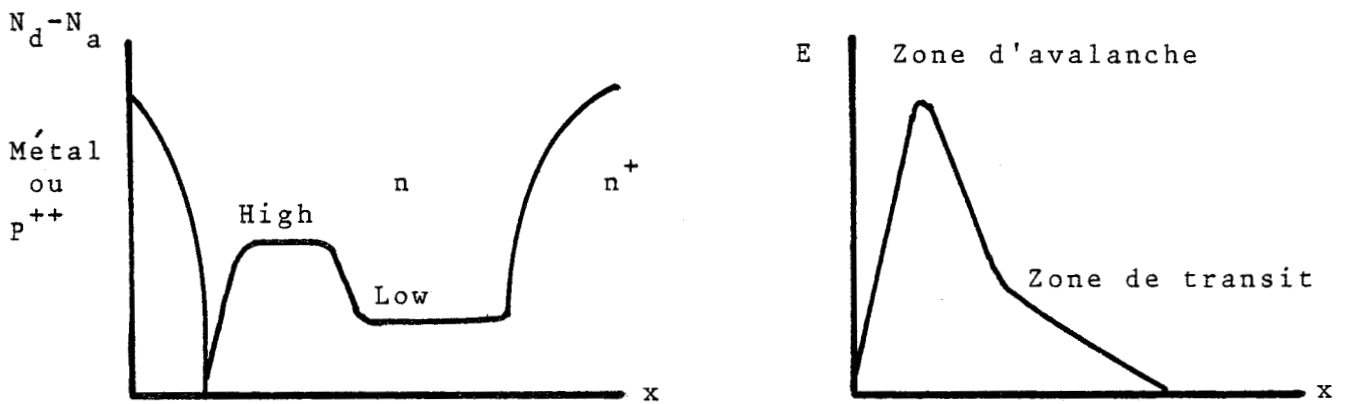
On peut distinguer essentiellement 2 types d'épitaxies réalisées sur substrat n^+ permettant d'obtenir différents profils de champ électrique.

1 Le profil de dopage en impuretés est constant ou ne présente pas de variations brutales. Les paramètres ajustables sont la concentration en atomes ionisés et la largeur de la zone épitaxiée. Un dopage faible N_D par exemple de l'ordre de 10^{15} at/cm³, correspond à un profil de champ électrique qui s'apparente à une diode du type PIN. La figure I.10 (a) représente quelques profils de concentrations en impuretés qui peuvent être réalisés ainsi que les cartes de champ électrique obtenues au seuil d'avalanche à partir de ce type d'épitaxie.

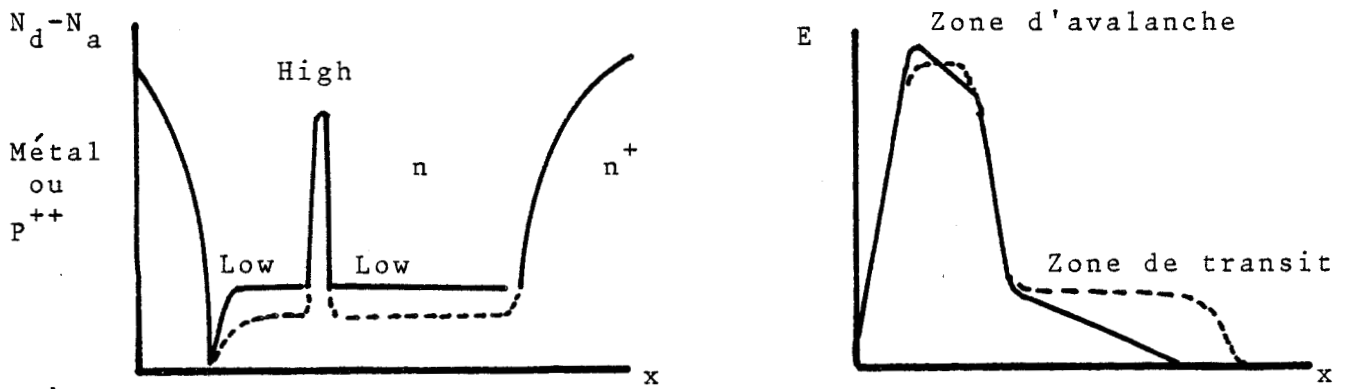
2 Le profil de dopage en impuretés est différencié. Ce qui veut dire que très localement des concentrations importantes d'impuretés



(a) profil à dopage constant



(b) profil High-Low



(c) profil Low-High-Low

Figure 1.10 Profils de dopage et cartes de champs électriques au seuil d'avalanche de diodes utilisées en pratique

- (a) Diodes abruptes et diodes PIN
- (b) Diodes HIGH-LOW
- (c) Diodes LOW-HIGH-LOW



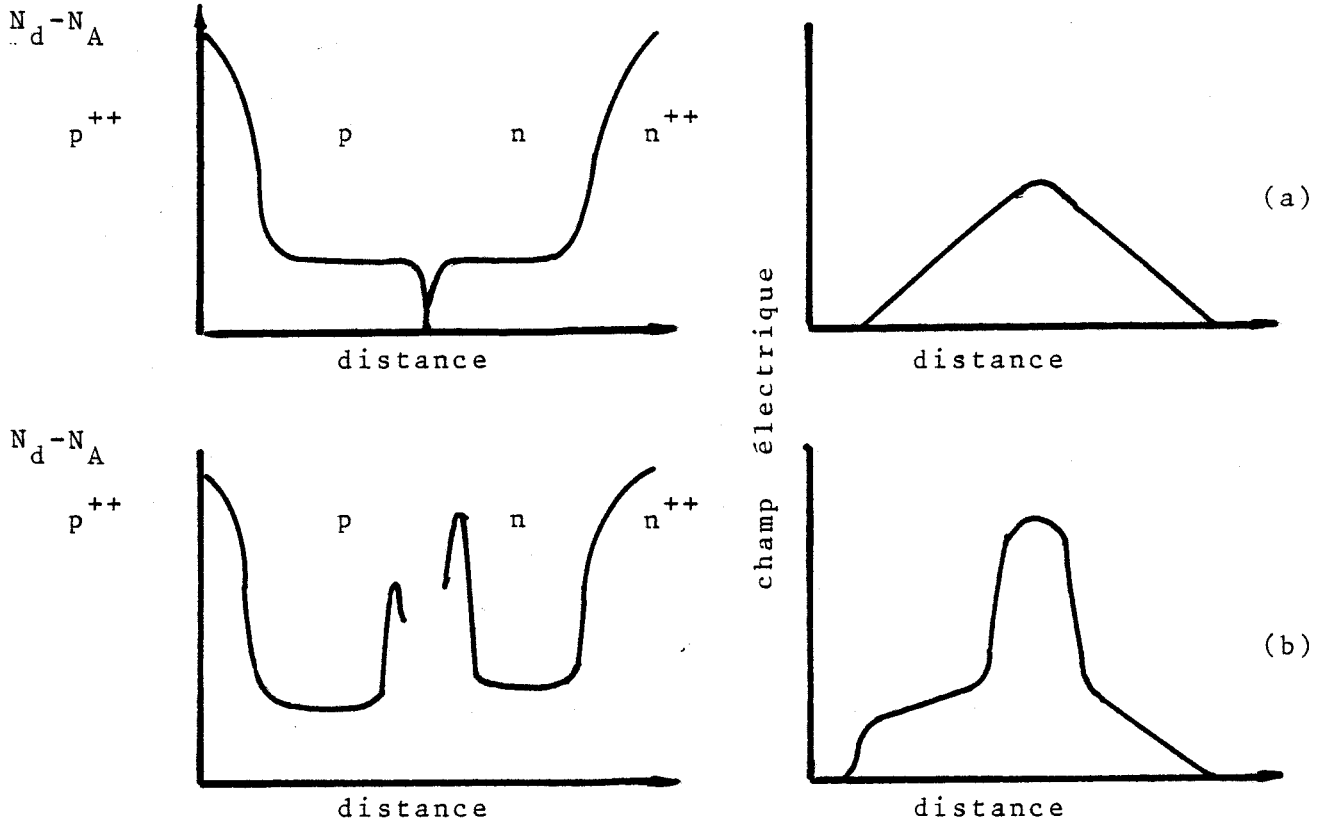


Fig. 1.11 Les diodes à double zone de transit
(a) diode abrupte
(b) diode à profil de dopage différencié

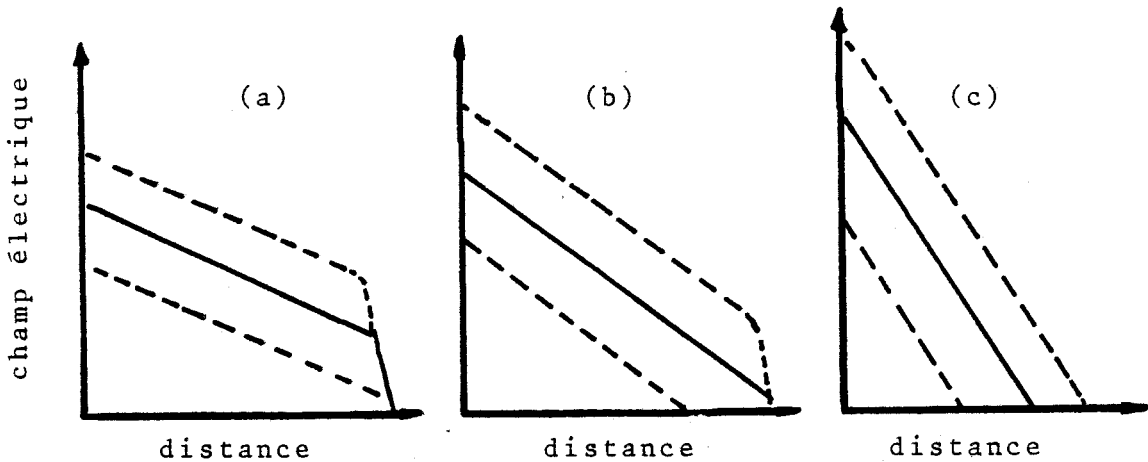


Fig. 1.12 Confinement et déconfinement
(a) Diode toujours confinée dans les conditions d'utilisation
(b) Diode se déconfinant sous l'action d'une tension hyperfréquence
(c) Diode toujours déconfinée

--- Limites extrêmes du champ électrique

ont été introduites. Ce sont des structures de diodes qui se rapprochent des structures théoriques proposées par READ.

On distingue :- le profil de dopage HIGH-LOW qui est la contraction anglaise de dopage élevé- dopage faible. Il est donné figure I. 10(b). Ce type d'épitaxie permet d'obtenir une carte de champ électrique à la tension d'avalanche analogue à celle schématisée sur la figure I.10(b). La transition entre zone à champ électrique élevé et zone à champ électrique faible est ici graduelle.

- Le profil de dopage LOW-HIGH-LOW qui fait apparaître un pic de concentration en impuretés comme le montre la figure I.10(c). La charge intégrée dans ce pic ainsi que son positionnement par rapport à la jonction des zones p^+ et n^+ permet d'obtenir différents profils de champ électrique dont un exemple est représenté sur la figure I.10(c).

Cette structure est très proche des modèles théoriques que nous avons utilisés pour expliciter les principes de fonctionnement. La division entre régions d'avalanche et de transit est ici franche, les champs électriques variant relativement peu en fonction de l'abscisse dans ces différentes zones.

II.1.2 Diodes à double zones de transit

Les diodes à double zones de transit (DDR double driftregion) consistent en une zone d'avalanche centrale encadrée par deux zones de transit. Deux exemples de profils de concentration en impuretés qui permettent de réaliser en pratique ce composant sont donnés sur la figure I.11(a) et (b). Les distributions spatiales de champ électrique obtenues au seuil d'avalanche sont également représentées. Ces composants constituent actuellement

les seules variantes aux structures classiques à une zone de transit (SDR single drift region) qui sont développées au niveau industriel. Bien que plus complexes à réaliser d'un point de vue technologique, elles présentent des performances intéressantes dans le domaine des ondes millimétriques.

Leur intérêt réside essentiellement dans le fait qu'elles présentent une zone active plus importante permettant ainsi de s'affranchir en partie des limitations liées à l'impédance que nous avons introduites au paragraphe I.8.

II.1.3 Diodes confinées - diodes non confinées

Pour une tension de fonctionnement donnée, une diode sera dite confinée si la largeur de la zone désertée correspondante à cette tension est plus importante que la dimension de la zone épitaxiée. Dans le cas contraire, elle est dite non confinée.

Il est important de remarquer qu'une diode peut être confinée pour la tension continue d'avalanche et se déconfiner sous l'action d'une tension hyperfréquence appliquée à ses bornes. Sur la figure I.12 nous avons schématisé trois cas rencontrés en pratique. Les traits pointillés représentent les valeurs extrêmes du champ électrique que l'on obtient lorsqu'une tension alternative est superposée à la tension continue.

En (a) la diode est toujours confinée quelle que soit la tension appliquée. Le niveau d'impureté de la couche épitaxiale est peu important, la dimension entre la zone p^+ et le substrat n^+ est faible.

En (b) la diode se déconfiner progressivement au fur et à mesure que la tension décroît à ses bornes, par conséquent durant l'alternance

négative de la tension hyperfréquence appliquée.

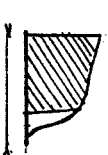
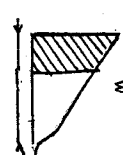
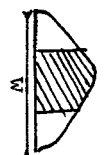
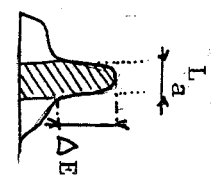
En (c) la diode est toujours déconfinée quelles que soient les conditions de tension présentes aux bornes. Le dopage de la zone n est important, le substrat n^+ se situe assez loin de la jonction métallurgique p^+n .

Les conséquences du déconfinement des diodes sont multiples, nous les verrons par ailleurs en détail. Cependant on peut dire à présent très succinctement qu'il va apparaître d'une part une modulation de l'épaisseur de la zone désertée et d'autre part que la zone épitaxiée non désertée va jouer un rôle prépondérant aux fréquences millimétriques en introduisant une résistance série non négligeable.

II.2 ORDRE DE GRANDEUR DES PARAMETRES DE STRUCTURE

Dans le tableau 1, nous avons fait figuré les ordres de grandeur des paramètres fondamentaux de quelques structures réelles fonctionnant dans la gamme des fréquences millimétriques. Nous avons précisé le matériau utilisé, le champ maximum obtenu à la jonction des zones de type P et de type N, le niveau d'impureté N_D , la dimension totale de la zone désertée et la fréquence de fonctionnement. Nous rappelons également très schématiquement la carte de champ électrique.

En ce qui concerne le profil de dopage différencié nous donnons ΔE l'amplitude de la transition de champ électrique entre les zones d'avalanche et de transit ainsi que la dimension de la zone de champ élevé L_a fixée pratiquement par la position du pic de concentration en impuretés.

profil de dopage plat	matériau	E_{max} $V \cdot cm^{-1}$	N_D cm^{-3}	W μm	Fréquence Fonctionnement GHz	$E(x)$
SDR - PIN	Si	$5 \cdot 10^5$	10^{16}	0.2	100	
SDR - abrupte	Si	6	$1 - 2 \cdot 10^{17}$	0.3	100	
DDR - abrupte	Si	$4 \cdot 10^5$	$1 - 2 \cdot 10^{17}$	0.5	100	
profil différencié	matériau	E_{max} V/cm	N_D Low cm^{-3}	ΔE V/cm	Fréquence de Fonctionnement Ghz	
DDR Low high Low	$AsGa$	$6 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^5$	35	

TABIEAU 1

Paramètres de structures de diodes Fonctionnant en ondes millimétriques.

Ces valeurs numériques appellent plusieurs remarques:

- 1 Les largeurs de zone désertée, et à fortiori, les épaisseurs de zone d'avalanche sont largement submicroniques typiquement inférieures à $0.5\mu\text{m}$
- 2 Les champs électriques appliqués en particulier au voisinage de la jonction métallurgique sont très élevés et atteignent des valeurs dans certains cas supérieures à 600 kV/cm .
- 3 Les gradients spatiaux de champ électrique peuvent être importants
- 4 Notons par ailleurs qu'aux fréquences millimétriques les variations temporelles de la tension appliquée vont être également extrêmement rapides.

Il en résulte que certaines hypothèses communément admises dans les modèles de simulation basses fréquences (typiquement 10 GHz) ne sont plus justifiables. C'est ce que nous nous proposons de montrer dans le paragraphe suivant.

III SPECIFICITE DES DIODES IMPATT MILLIMETRIQUES

La modélisation des diodes centimétriques à injection et temps de transit fait intervenir des approximations qui sont introduites soit pour simplifier le traitement analytique ou numérique du composant, soit parce que les caractéristiques de fonctionnement font que certains effets peuvent être négligés.

Nous nous proposons de montrer dans ce paragraphe que si l'on veut simuler les mécanismes physiques qui interviennent dans les diodes millimétriques, dont nous venons de situer les dimensions et les caractéristiques principales, un certain nombre d'hypothèses introduites dans la plupart des modèles antérieurs doivent être remises en question.

Les unes sont classiques, c'est le cas notamment des effets de diffusion et de réaction de charge d'espace. Leur influence sur les performances des diodes est relativement connue tout au moins, sur les diodes fonctionnant aux fréquences plus basses typiquement 10 GHz.

Les autres sont plus fondamentales. Elles tendent à être erronées dans la mesure où le composant fonctionne à des fréquences de plus en plus élevées et que les dimensions sont nettement submicroniques.

Envisageons respectivement ces deux aspects.

III.1 HYPOTHESES CLASSIQUES

III.1.1. Division zone d'avalanche - zone de transit

Le concept d'une zone d'avalanche, même dans le cas d'une

jonction abrupte où la zone de génération n'est plus matérialisée par un plan de dopage, trouve sa justification dans les relations extrêmement non linéaires qui lient les coefficients d'ionisation au champ électrique. Il en résulte que lorsque le champ électrique appliqué aux porteurs tombe en dessous d'un certain seuil, l'ionisation devient négligeable. On peut définir une partie de la zone désertée où se produit la presque totalité des créations paires électron-trou. Ce concept de zone d'avalanche est illustré sur la figure I.13. Nous y avons schématisé, pour une diode millimétrique, la carte de champ électrique, le profil d'ionisation $\alpha(x)$ et l'intégrale d'ionisation $\int_0^x \alpha(x') dx'$. Au vu de cette figure, l'on conçoit que cette approximation tend à ne plus être justifiée lorsque les dimensions de la zone de transit deviennent de plus en plus faibles.

Il est à remarquer, par ailleurs, que lorsque la tension hyperfréquence qui apparaît aux bornes du composant est de grande amplitude, le taux d'ionisation va dépendre considérablement du temps. Il en résulte une délocalisation de la zone d'avalanche.

Il faut souligner enfin que la remise en cause de cette hypothèse complique singulièrement le traitement du composant et demande de faire appel aux techniques numériques. C'est la raison pour laquelle, dans un certain nombre de cas, en particulier dans les calculs analytiques, nous conserverons la distinction entre zone d'avalanche et de transit.

III.1.2 Réaction de charge d'espace

Nous avons rappelé au paragraphe I.8 qu'une diode à avalanche ne présente une résistance négative que pour des fréquences supérieures à la fréquence d'avalanche qui est fonction du courant de polarisation. Ainsi,

pour obtenir une résistance différentielle **négative importante** aux fréquences millimétriques, il est nécessaire de travailler à des densités de courant très élevées, typiquement supérieures à $10\ 000\ \text{A/cm}^2$. Il en résulte que la réaction de charge d'espace est importante. C'est ce point que nous avons voulu montrer sur la figure I.14. Pour deux diodes caractéristiques, une diode abrupte et une diode PIN, nous avons tracé respectivement les distributions spatiales de champ électrique lorsque les densités de courants sont faibles de l'ordre de $1000\ \text{A/cm}^2$ et importantes ($> 10\ 000\ \text{A/cm}^2$).

Dans le cas des diodes abruptes, on peut observer essentiellement une augmentation du champ électrique dans la zone de transit. On pourra alors obtenir d'une part une ionisation non négligeable dans cette zone et d'autre part une modification de la largeur de la zone désertée lorsque la diode est non confinée.

En ce qui concerne les diodes PIN, il est intéressant de noter que la réaction de charge d'espace importante scinde la zone de champ élevé en deux zones. Cette configuration de champ électrique se rapproche alors des structures proposées dans la littérature sous le nom de diodes à double zones d'avalanche [18].

III.1.3 Effets de transit dans la zone d'avalanche

La majorité des études antérieures sur les diodes IMPATT néglige les effets de transit dans la zone d'avalanche. La raison tient au fait qu'aux fréquences centimétriques où étaient utilisés les composants, le temps de transit dans la zone d'avalanche est négligeable par rapport à la période du signal hyperfréquence. En termes mathématiques l'angle de

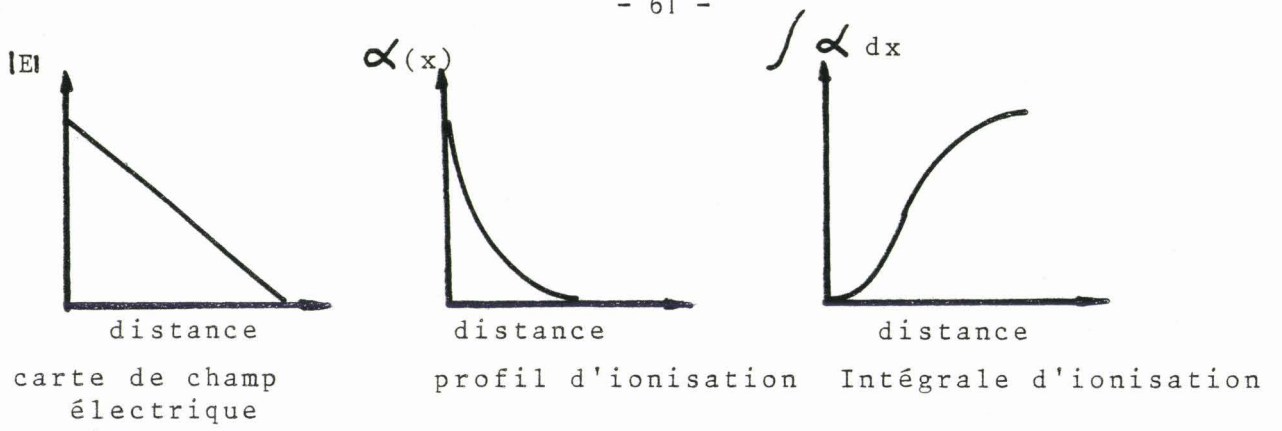


Fig. 1.13 Le concept d'une zone d'avalanche

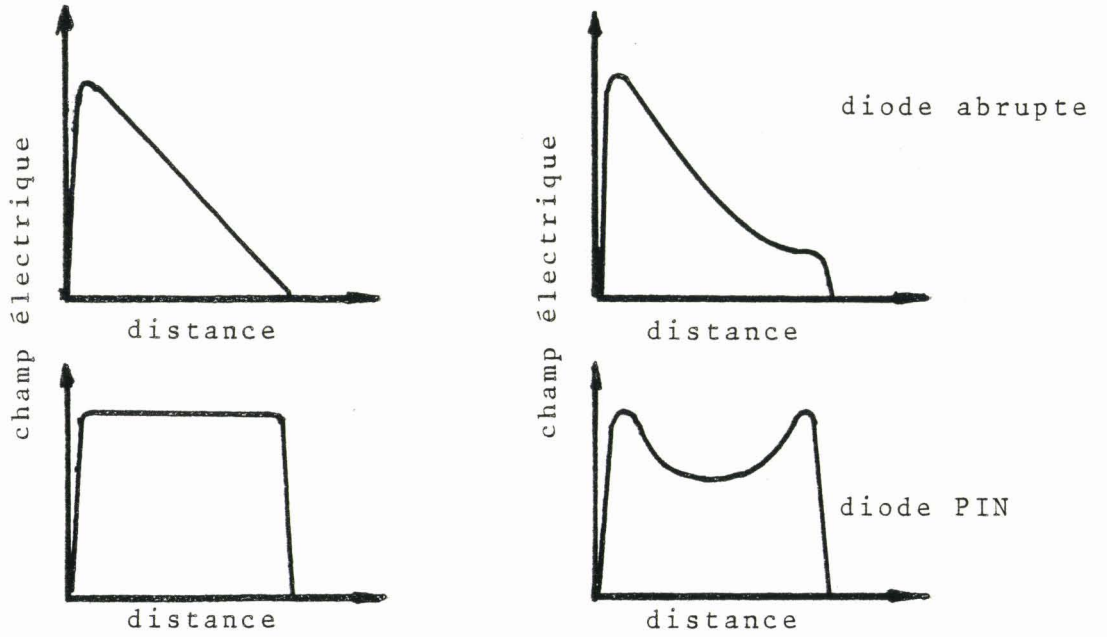


Fig. 1.14 Influence de la réaction de charge d'espace sur le profil de champ électrique

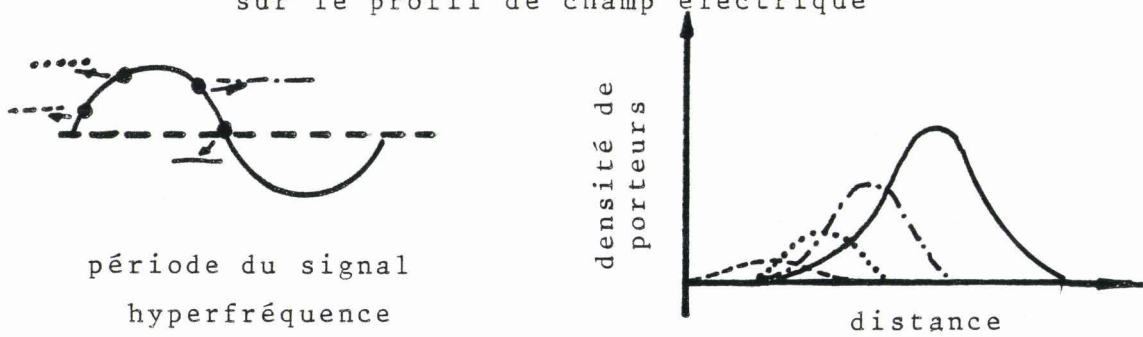


Fig. 1.15 Illustration des effets de transit dans la zone d'avalanche

transit dans la zone de génération est petit devant l'unité. Compte tenu des ordres de grandeur des épaisseurs des zones d'avalanche, cette relation n'est plus vérifiée aux fréquences millimétriques. On peut chercher à obtenir une relation entre le champ électrique et le courant de conduction dans la zone d'avalanche en partant d'hypothèses plus correctes que celles qui sont mentionnées dans le paragraphe I.18.1 . On montre [16][19] en première approximation, que l' effet de transit dans la zone de création des porteurs a pour conséquence un accroissement du déphasage entre le courant de conduction et le champ électrique (relation I.26 du paragraphe I.8.3) qui peut devenir ainsi supérieur à $\Pi/2$. Si cette contribution est négligeable aux fréquences centimétriques, il n'en n'est pas de même aux fréquences millimétriques où ces effets pourront être à l'origine de très bonnes performances globales.

Ces effets sont illustrés pratiquement sur la figure I 15 où nous avons schématisé, pour différents instants du signal hyperfréquence, ce que peut être l'évolution temporelle de la répartition spatiale du paquet de porteurs généré dans la zone à champ électrique très élevé.

III.1.4 Courants initialisant l'avalanche

Les rappels concernant le fonctionnement des diodes à avalanche ont été établis en supposant que le mécanisme de multiplication des porteurs était exclusivement initialisé par les porteurs minoritaires des zones fortement dopées qui forment le courant de saturation. Or, cette condition peut n'être plus vérifiée dans les diodes à avalanche millimétriques.

D'une part, il est certain que plus les dimensions des structures diminuent, plus le champ électrique nécessaire pour satisfaire la

condition d'avalanche augmente. Si le champ électrique au niveau de la jonction p-n atteint des valeurs très élevées, c'est notamment le cas durant la fraction positive du signal hyperfréquence, le mécanisme d'émission par avalanche peut être fortement perturbé par l'effet tunnel des porteurs à travers la barrière semi-conductrice [20][21].

D'autre part, les réactions de charges d'espace importantes dans la zone de transit peuvent entraîner une ionisation non négligeable dans cette zone. Les trous ainsi créés sont alors injectés dans la zone d'émission et apportent de ce fait une contribution supplémentaire aux courants initialisant l'avalanche[22].

Ces deux effets sont schématisés sur la figure I.16: en (a) l'injection des porteurs par effet tunnel que l'on obtient lorsque la tension aux bornes du composant est fortement modulée, en (b) l'ionisation en zone de transit qui résulte de la charge d'espace importante.

III.1.5 Modulation de zone désertée

L'effet de modulation de la zone désertée est l'un des effets le plus souvent négligé dans l'étude des propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche et temps de transit. Un certain nombre d'études réalisées en bande ont montré cependant que le déconfinement des diodes conduit à des effets paramétriques et de modulation de vitesses favorables à l'obtention de rendements élevés[23] [24] [25].

Nous constaterons ici simplement que la montée en fréquence des composants, en accélérant les variations temporelles de la tension

hyperfréquences va en accentuer les effets. Ceux-ci sont particulièrement importants pour des structures à profil de dopage différencié. La figure I.17 schématise la modulation de l'épaisseur de la zone désertée qu'impriment les variations de la tension hyperfréquence lorsque le taux de modulation est important pour une diode LOW-HIGH-LOW.

III.1.6 La diffusion des porteurs

Dans toutes les relations fondamentales que nous avons rappelés, les termes de diffusion ont été négligés^{**}. Cette hypothèse tend à être incorrecte au fur et à mesure que la fréquence de travail augmente et ceci pour la raison suivante :

La dispersion des porteurs, dès leur formation retarde l'établissement du courant d'avalanche. La diffusion tend par conséquent à augmenter le temps de montée intrinsèque du phénomène de multiplication des électrons et des trous τ_i . Rappelons le rôle capital de ce paramètre au niveau des propriétés dynamiques (paragraphe I.8.2).

Il est à noter également, qu'au niveau de la zone de transit, le paquet va diffuser au cours de sa propagation dans la zone désertée. Ce dernier effet, bien qu'il ne soit pas spécifique aux diodes millimétriques doit néanmoins être pris en compte. Nous l'avons schématisé sur la figure I. 18.

Nous venons de passer très rapidement en revue les principaux effets classiques dont il nous faudra tenir compte dans nos simulations.

^{**} Aucun terme de diffusion n'apparaît dans les équations de continuité.

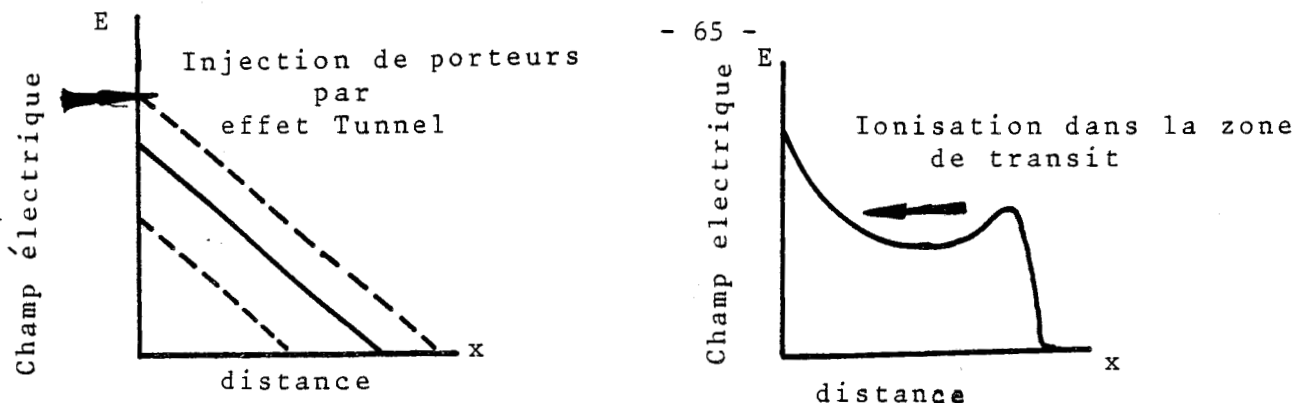


Fig. 1.16 Les courants initialisant l'avalanche

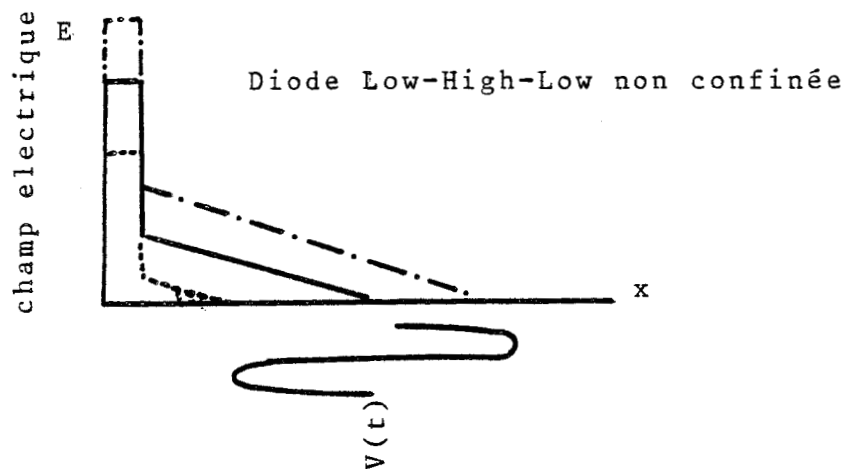


Fig. 1.17 Effet de modulation de zone désertée

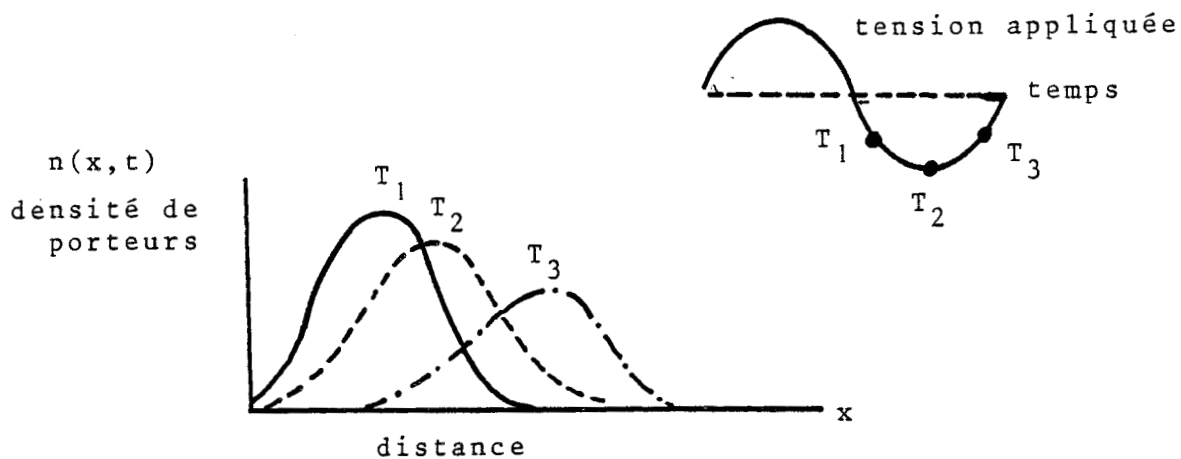


Fig. 1.18 Dispersion d'un paquet de porteurs au cours de son déplacement dans la zone désertée.

Les problèmes de dissipation thermique, d'effet de peau et de boîtier n'ont pas été abordés dans ce paragraphe. Ils sont importants, leur étude cependant sort du cadre de ce travail. On trouvera dans les références [26][27] et [28] une étude des limitations fréquentielles qu'ils peuvent entraîner.

Nous continuerons notre étude des problèmes auxquels nous sommes conduits, en abordant à présent, le caractère de non stationnarité spatiale et temporelle des phénomènes de transport que l'on rencontre dans l'étude des diodes millimétriques.

III.2 NON STATIONNARITE SPATIALE ET TEMPORELLE : CONSEQUENCES POUR LES COMPOSANTS IMPATT

Les modèles antérieurs de simulation des diodes IMPATT ont été dans leur très grande majorité développés pour simuler des composants fonctionnant dans la bande des fréquences centimétriques.

A ces fréquences, et en tenant compte des structures réalisées en pratique, la grandeur physique la plus importante est le champ électrique qui est appliqué aux porteurs. Tous les paramètres qui caractérisent le transport et la création des porteurs en excès tels que la vitesse de dérive et le coefficient d'ionisation ne sont fonctions que du seul champ électrique.

Cette hypothèse n'est plus justifiable au fur et à mesure que la fréquence d'utilisation des composants augmente et que les dimensions deviennent de plus en plus restreintes et ceci pour la raison suivante :

Au sein d'une structure semi-conductrice les porteurs de

charges subissent d'une part l'action déterministe du champ électrique et d'autre part des collisions essentiellement diffusantes en interagissant avec le réseau cristallin. On caractérise ces interactions par le libre parcours moyen λ qui représente la distance parcourue par les porteurs entre deux collisions diffusantes et par le temps de libre parcours moyen τ_m .

Lorsque les gradients spatiaux et temporels de champ électrique au sein de la structure semi-conductrice présentent des caractéristiques de distance et des échelles de temps qui deviennent comparables à λ et τ_m les mécanismes physiques de fonctionnement peuvent alors être très différents de ceux que l'on observe aux fréquences plus basses.

Les grandeurs physiques tels que la vitesse, l'énergie des porteurs ou encore le taux d'ionisation ne dépendent plus uniquement du champ électrique local mais de l'ensemble des valeurs de champ électrique auxquelles les porteurs ont été soumis dans le passé.

Nous nous proposons dans ce paragraphe de montrer dans quelle mesure ces phénomènes nouveaux peuvent influencer les mécanismes fondamentaux d'émission de champ et de transit à travers la zone désertée.

Pour cela, nous présenterons tout d'abord quelques exemples simples de mise en état non stationnaire d'un semi-conducteur en volume. Nous introduirons ensuite les phénomènes de relaxation en les situant dans l'échelle des temps. Nous verrons alors que l'hypothèse fondamentale à toute modélisation de composant millimétrique consiste à supposer que toutes les grandeurs physiques ne sont plus des fonctions du champ électrique local mais de l'énergie des porteurs. Enfin nous nous efforcerons d'introduire les modifications éventuelles résultant des mécanismes de relaxation que l'on pourra observer dans les mécanismes de création et de transport des porteurs.

III.2.1 Expérience numérique de transport non stationnaire

De très nombreuses études [29][30][31] ont montré que lorsqu'un semi-conducteur est soumis à des variations extrêmement rapides de champ électrique, l'évolution temporelle des grandeurs physiques qui décrivent le transport est différente de celle que l'on pourrait déduire des caractéristiques statiques.

Pour illustrer ces effets, dans des exemples simples, nous allons considérer le cas d'un volume de semi-conducteur soumis à un créneau temporel de champ électrique et dont la réponse en fonction du temps est étudiée à l'aide de la méthode de MONTE CARLO. Cet exemple, s'il ne donne en aucun cas la solution exacte du fonctionnement en composant, permet cependant d'appréhender les mécanismes physiques mis en jeu.

Sur les figures I. 19 et I. 20, nous avons présenté l'évolution de la vitesse moyenne et de l'énergie moyenne en fonction du temps que l'on calcule numériquement lorsque l'on soumet les électrons d'un semi-conducteur initialement à l'équilibre, à un créneau temporel de champ électrique de quelques dizaines de kilovolts. Ces résultats concernent respectivement le Silicium et l'Arséniure de Gallium [32][33].

Les vitesses moyennes figurées en (a) augmentent tout d'abord très rapidement, dépassent leurs valeurs stationnaires correspondant à celles obtenues aux temps longs, puis relaxent vers ces dernières valeurs en des temps de l'ordre de la picoseconde. On dit alors que l'on observe un phénomène de survitesse qui se manifeste ici pour les deux matériaux considérés.

En ce qui concerne l'évolution des énergies moyennes en fonction du temps visualisées en (b), on n'observe pas de surénergie.

Elles tendent vers leurs valeurs stationnaires avec un certain retard à l'échelle de la picoseconde.

L'expérience inverse qui consiste à couper brutalement un champ électrique de chauffage est rappelée de la même façon sur ces figures.

La vitesse moyenne et l'énergie moyenne présentent ici également un régime transitoire. Les vitesses moyennes tendent à s'annuler assez rapidement en quelques fractions de picosecondes . Les variations de l'énergie moyenne fonction du temps sont par contre plus lentes. La thermalisation des porteurs se fait au bout d'un temps comparable à la picoseconde.

Au vu de ces résultats nous pouvons tirer la conclusion suivante :

A l'échelle de la picoseconde, toute modification brutale de l'état d'un porteur se déplaçant dans un semi-conducteur ne peut se faire instantanément. Les grandeurs qui caractérisent le transport, présentent des phénomènes de relaxation vers un état de "pseudo" équilibre* qui correspond au régime stationnaire.

Avant d'aborder l'hypothèse centrale d'une méthode de modélisation de composant faisant intervenir ces mécanismes de relaxation, nous allons essayer de chiffrer ces retards dans la réponse d'un semi-conducteur à une perturbation brutale de champ électrique et ceci à partir de temps caractéristiques : les temps de relaxation moyen de l'énergie et du moment.

* Le régime d'équilibre correspond en toute rigueur à $E=0$.

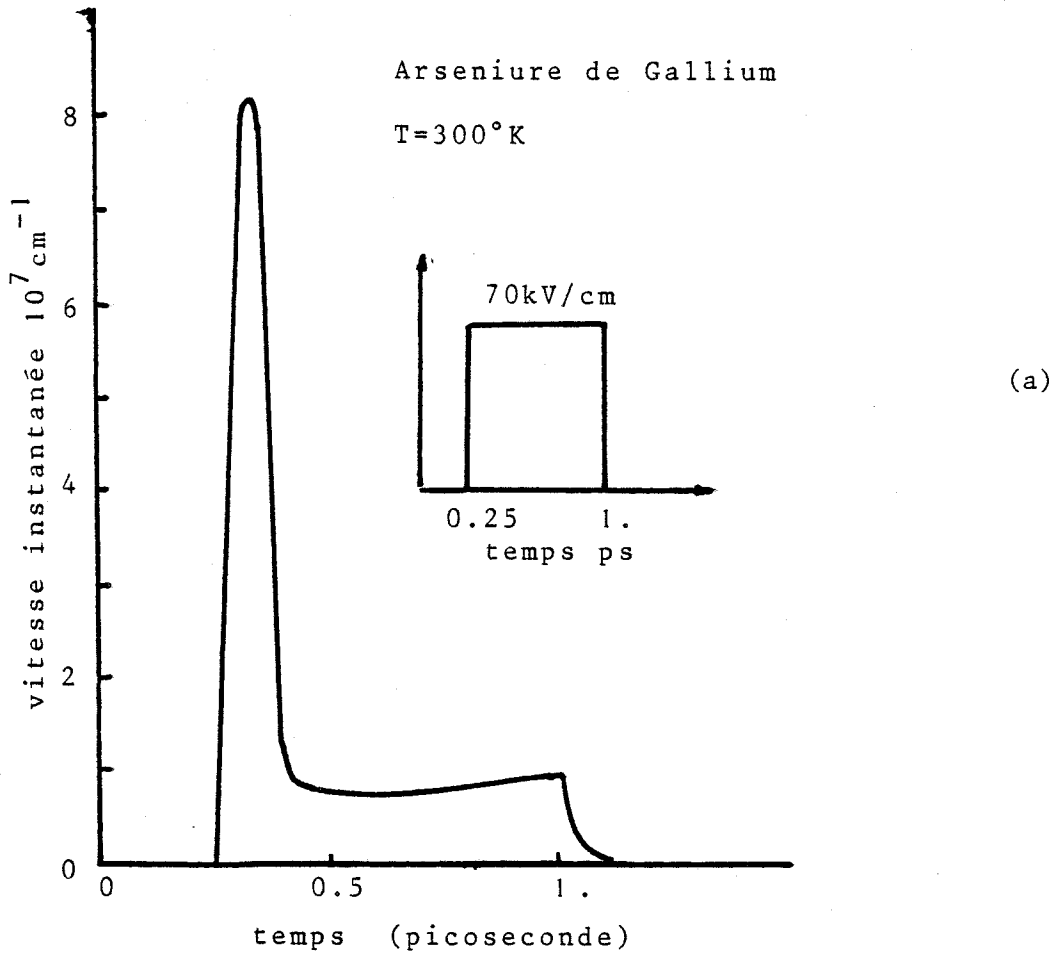
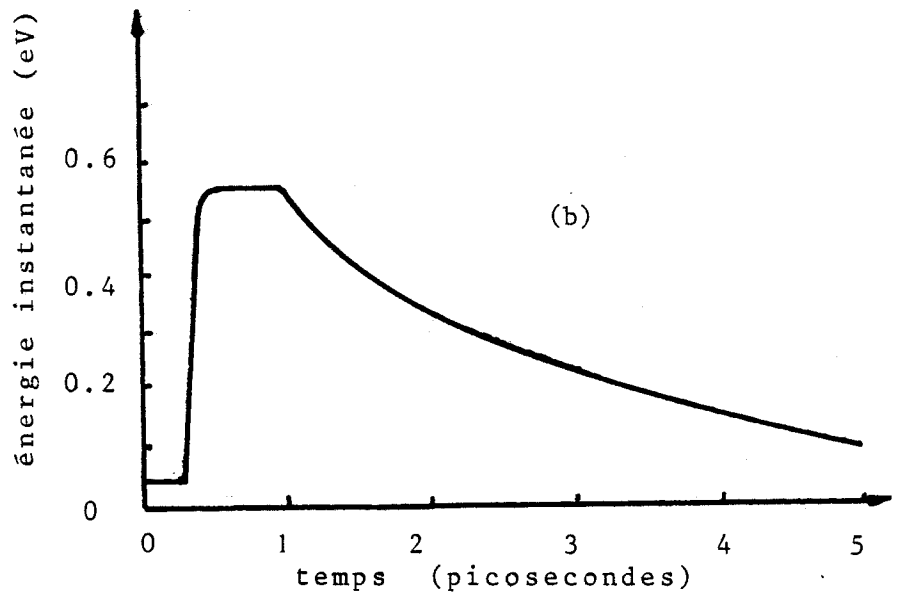


Figure 1.19 Dynamique électronique non stationnaire dans l'Arséniure de Gallium : réponses transitoires en vitesse (a) et en énergie (b) à une impulsion de champ électrique [32]



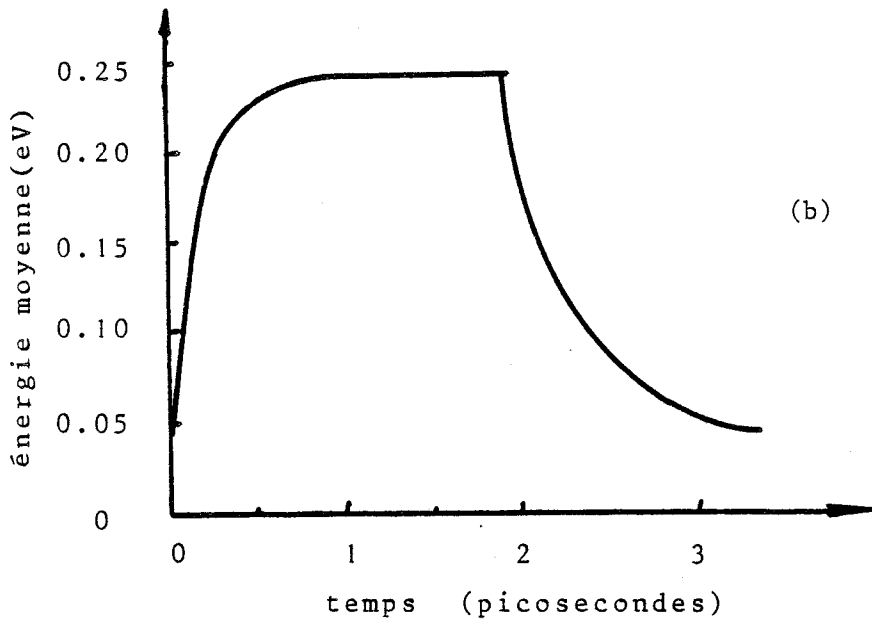
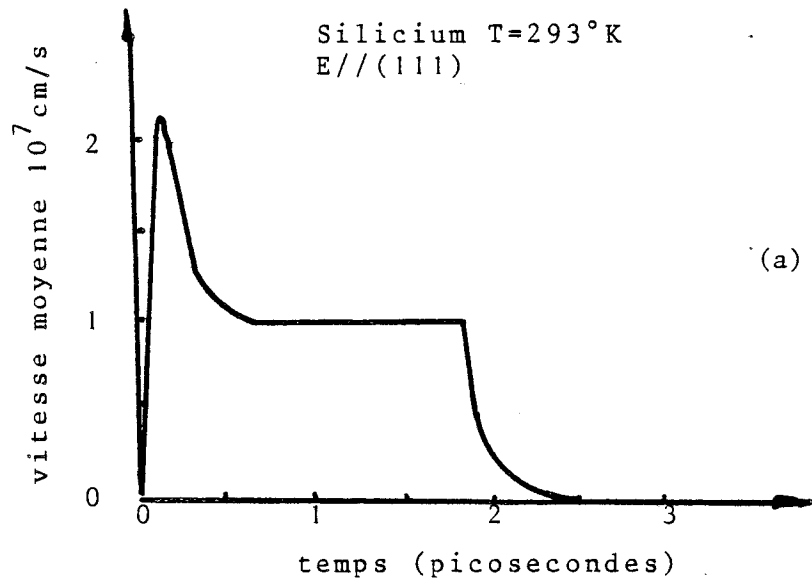


Figure 1.20 Dynamique électronique non stationnaire dans le Silicium : réponses transitoires en vitesse (a) et en énergie (b) à une impulsion de champ électrique [33]

III.2.2 Les temps de relaxation de l'énergie et du moment : leur importance relative

Un traitement rigoureux de la réponse d'un ensemble de particules, par exemple un gaz électronique, à une perturbation de champ électrique doit faire intervenir la distribution des différentes grandeurs caractéristiques de la population de porteurs. On peut cependant appréhender correctement les mécanismes physiques mis en jeu à l'aide des équations de conservation de l'énergie et de la vitesse moyenne de l'ensemble de la population des porteurs.

Dans le cas où le champ électrique appliqué ne dépend pas de l'espace ces équations s'écrivent [35].

$$\frac{dm(\epsilon)v_d}{dt} = qE - \frac{m(\epsilon)v_d}{\tau_m} \quad (I.39)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = qEv - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon} \quad (I.40)$$

Dans ces équations m^* est la masse effective, v_d et ϵ sont la vitesse moyenne et l'énergie moyenne, τ_ϵ et τ_m sont les temps de relaxation de l'énergie du moment.

Les équations I.39 et I.40 traduisent simplement le bilan des forces au cours du temps. Les interactions avec le réseau sont ici traitées

à l'aide de l'approximation des temps de relaxation.

Ces temps caractéristiques sont fonction de l'énergie moyenne. On conçoit en effet que les interactions que subissent les porteurs soient différentes suivant la valeur de l'énergie moyenne de la population d'électrons ou de trous au cours du temps. Il en est de même de la masse effective lorsque les bandes d'énergie dans la structure de bande ne sont pas paraboliques.

La figure I.21 représente pour le Silicium et l'Arséniure de Gallium les temps de relaxation en fonction de $\varepsilon - \varepsilon_0$; ε_0 étant l'énergie thermique à $E = 0$. On remarque que le temps de relaxation de l'énergie est de l'ordre de la picoseconde alors que le temps de relaxation du moment est voisin de 10^{-13} seconde.

On peut observer, en règle générale, que les temps de relaxation du moment sont inférieurs aux temps de relaxation de l'énergie. C'est cette différence dans leur valeur respective qui fait que l'on note une décroissance plus lente de l'énergie moyenne en comparaison de celle de la vitesse sur la (figure I.20) lors de la suppression brutale du champ électrique.

III.2.3 Hypothèse fondamentale à la description du transport non stationnaire

Les équations I.39 et I.40 ont déjà été utilisées avec succès pour caractériser le régime transitoire de la vitesse et de l'énergie, lorsque la perturbation de champ électrique est du type créneau temporel [34][35] Nous n'y reviendrons pas ici. Considérons simplement quelques cas asymptotiques lorsque le champ appliqué est brusquement augmenté.

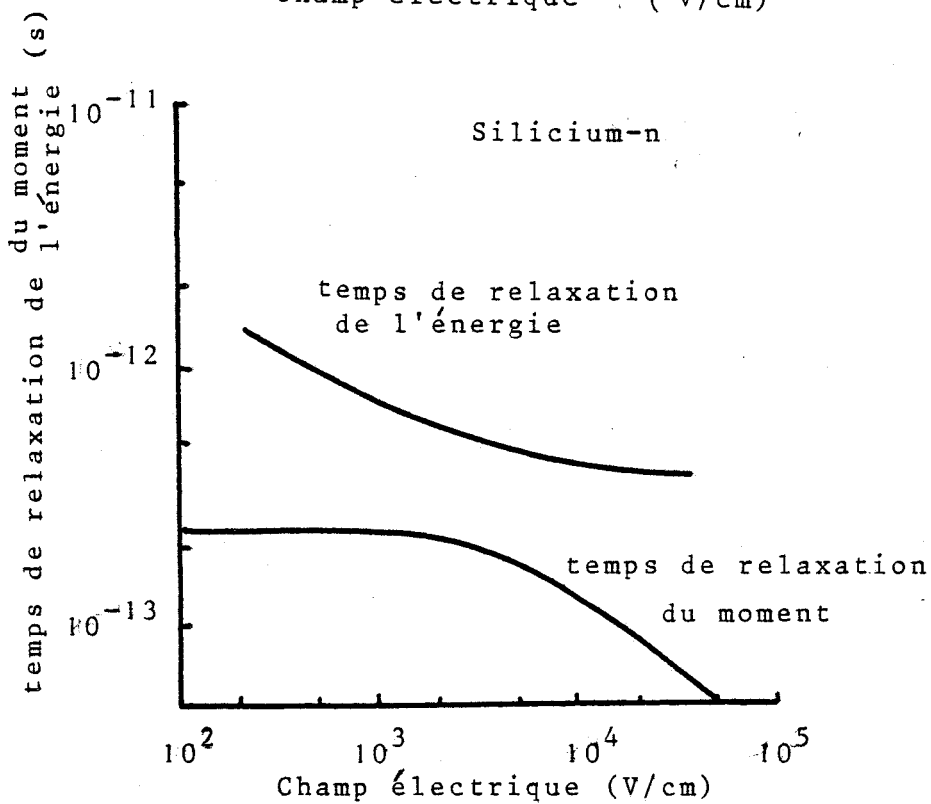
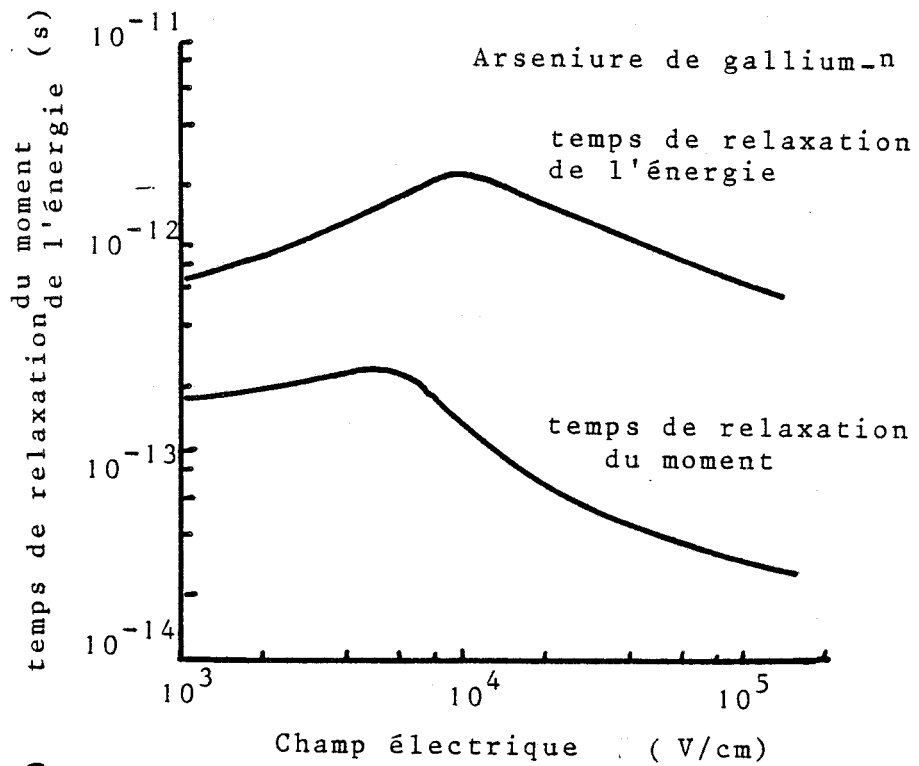


Figure 1.21 Les temps de relaxation de l'énergie τ_e et du moment τ_m : leurs variations respectives en fonction du champ électrique

Pour des temps d'observation inférieurs à τ_m le terme de "friction" $\frac{m'' v d}{\tau_m}$ peut être négligé et l'équation I.39 s'écrit :

$$dm^* v / dt = qE \quad (I.41)$$

Cette équation traduit un mouvement ballistique c'est à dire que le porteur ne subit pas encore d'interactions avec le réseau. Pour une valeur constante du champ électrique et en considérant une vallée parabolique le mouvement est uniformément accéléré. C'est ce que l'on observe sur la figure I.19 juste après l'application du créneau de champ.

Pour des temps supérieurs à τ_m , nous pouvons négliger le terme $\frac{d}{dt} m'' v d$ et l'équation I.39 se simplifie. Nous obtenons :

$$v = q z_m / m^* = \mu(E) E \quad (I.42)$$

$\mu(E)$ est alors la mobilité des porteurs.

La remarque essentielle est que la vitesse de dérive ne dépend pas ici seulement du champ électrique mais aussi de la valeur instantanée de l'énergie moyenne qui peut être obtenue en résolvant l'équation I.40.

Au cours du temps l'énergie moyenne croît progressivement de sa valeur ϵ_0 correspondant à l'énergie thermique à sa valeur stationnaire obtenue lorsque $\frac{d\epsilon}{dt}$ est nul.

Dans la plupart des semi-conducteurs $\mu(\epsilon)$ est une fonction décroissante de l'énergie moyenne. Il en résulte une vitesse de drift instantanée plus importante au début du mouvement lorsque ϵ est proche de ϵ_0 que la valeur de vitesse moyenne obtenue lorsque l'énergie est stationnaire. On obtient ainsi une image physique très simple de la survitesse.

Considérons à présent les expériences complémentaires qui consistent à interrompre très brutalement le champ électrique. En faisant E égal à zéro dans les équations I.39 et I.40 nous obtenons :

$$dm^* v / dt = - mv_d / \tau_m \quad (I.43)$$

$$d\epsilon / dt = - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon}$$

Lorsque l'on suppose les masses effectives et temps de relaxation constants en fonction de l'énergie, on obtient au cours du temps une décroissance exponentielle de la vitesse moyenne et de l'énergie moyenne, faisant intervenir les temps caractéristiques τ_ϵ et τ_m , analogues à celles de la figure I.20.

On aborde ainsi l'hypothèse centrale à toute modélisation tenant compte des mécanismes de dynamique non stationnaire.

Lorsque les variations du champ électrique appliqué aux porteurs seront extrêmement brutales, ou se feront très rapidement, par exemple à l'échelle de la picoseconde, les grandeurs qui caractérisent le transport ne seront plus des fonctions du seul champ électrique mais de l'énergie moyenne.

Il en sera de même pour toute grandeur qui traduira la création

de porteurs en excès tels que les coefficients d'ionisation ou les fluctuations de vitesse caractérisées par les coefficients de diffusion.

La question qui se pose maintenant est de savoir si ces effets interviennent de façon significative dans le fonctionnement des diodes IMPATT millimétriques, c'est à dire de reconnaître dans quelles situations pratiques les variations de champ électrique appliquées aux porteurs sont brutales ou extrêmement rapides.

Pour cela, considérons successivement le mécanisme de création des porteurs en excès puis le mécanisme de transport dans la zone désertée.

III.2.4 Modifications présumées des mécanismes de fonctionnement des diodes IMPATT

III.2.4.1 Dans le mécanisme de création paire électron-trou

Pour présumer des modifications éventuelles que les phénomènes de dynamique non stationnaire vont introduire dans le mécanisme d'émission de porteurs, il nous faut remonter à des notions plus fondamentales que celles décrites dans les concepts de base qui n'envisagent que la conséquence d'un point de vue macroscopique du phénomène d'ionisation par choc : la multiplication des porteurs (paragraphe I.2).

Pour cela considérons l'ionisation par choc à l'échelle de la particule .

Un porteur initial peut créer une paire électron-trou au cours d'une collision ionisante que s'il possède une énergie cinétique au moins

égale à la hauteur de la bande interdite du semi-conducteur. Cette condition nécessaire^{**} vient du fait qu'un électron lié de la bande de valence ne peut devenir un porteur libre de la bande de conduction que s'il absorbe une énergie au moins égale à la différence d'énergie entre la bande de conduction et de valence. Si il y a eu ionisation, le porteur initial crée automatiquement un trou dans la bande de valence qui contribue aussi à la conduction.

Après le choc, le porteur initial et ceux qui ont été créés ont une énergie cinétique faible. Même si le porteur avant le choc avait une énergie cinétique très supérieure à celle du seuil d'ionisation il a transmis cet excédent d'énergie sous forme de phonons. L'ionisation par choc a donc pour conséquence de créer des porteurs de faibles énergies donc des porteurs "froids" dans un environnement de champ électrique extrêmement élevé (typiquement 500 kV , paragraphe I.22).

Une situation analogue se retrouve en ce qui concerne les porteurs formant le courant de saturation. Ils sont principalement issus des zones fortement dopées pour lesquelles l'amplitude du champ électrique est relativement peu élevée.

On peut tout d'abord remarquer qu'en ayant une énergie très faible juste après une collision ionisante ou une injection dans la zone de champ élevé, les porteurs ne satisfont immédiatement pas à la condition nécessaire à la production de paire électron-trou énoncée au préalable.

De plus il se retrouve dans la situation décrite figure I.15. Leurs vitesse et énergie vont passer par un régime transitoire dont la durée

^{**} Nous verrons que cette condition n'est pas suffisante au chapitre 2 .

va dépendre de l'amplitude de la perturbation.

Ces deux effets interagissent dans la mesure où le temps durant lequel le porteur ne pourra créer une nouvelle paire électron trou va dépendre de la durée du transport non stationnaire.

Ces effets ne seront significatifs que si le nombre de collisions ionisantes devient une fraction non négligeable du nombre total d'interactions que subissent les porteurs. Cette condition est remplie dans le cas des diodes IMPATT millimétriques si l'on considère que les champs électriques élevés obtenus à l'interface de la jonction PN augmentent sensiblement la température électronique donc le nombre de collisions ionisantes. On peut noter enfin que les dimensions extrêmement faibles des zones d'avalanche peuvent limiter le nombre de chocs diffusants.

Il faut également remarquer qu'en reconnaissant le rôle de l'énergie dans le mécanisme d'ionisation, nous introduisons implicitement le fait que le mécanisme d'émission de champ faisant intervenir les collisions ionisantes ne pourra pas suivre instantanément les variations temporelles extrêmement rapides du champ électrique.

Ces deux effets:

- survitesse et temps ou distance nécessaire à la création d'une nouvelle paire électron trou.

- retard au chauffage des porteurs.

sont les deux effets principaux qui résultent des mécanismes non stationnaires que l'on pourra observer au niveau du mécanisme de création de porteurs en excès.

III.2.4.2 Dans le mécanisme de transit

Le transit des porteurs dans la zone désertée sera non stationnaire chaque fois que les variations du champ électrique que "voient les porteurs" en se déplaçant seront très rapides au cours du temps.

- Ces variations pourront être induites uniquement par les variations temporelles de la tension appliquée . C'est le cas notamment des diodes fortement confinées pour lesquelles le champ électrique est uniforme spatialement.

Pour ces diodes, les mécanismes de dynamique non stationnaire vont introduire une modulation de la vitesse à laquelle transitent les porteurs. Pour le comprendre, il suffit d'utiliser la relation I.42 qui définit la mobilité des électrons ou des trous comme une fonction de l'énergie. Celle-ci ne pouvant suivre instantanément les variations du champ électrique à l'échelle de la picoseconde, il s'en suit une modulation de la vitesse des porteurs [36] [37]. Rappelons que lorsque les structures confinées sont utilisées en basses fréquences la vitesse de transit des électrons ou des trous est toujours saturée.

- Ces variations pourront résulter des gradients spatiaux importants que l'on rencontre dans les diodes non confinées et dont nous avons chiffré les ordres de grandeurs au paragraphe II.2 .

En régime dynamique, ces gradients spatiaux sont conjugués aux variations très rapides du champ électrique au cours du temps. Pour le montrer, nous avons représenté sur la figure I.22 ce qui pourrait être l'évolution temporelle du champ électrique appliqué à un électron qui vient d'être produit par la zone d'avalanche et qui se déplace dans la zone de transit supposée ici non confinée.

En (a) nous avons schématisé la carte de champ électrique à différents instants durant l'alternance négative de la tension appliquée. Le porteur dont la position est repérée par un point, est injecté à la moitié de la période hyperfréquence dans la zone de transit. Il se déplace à partir de cet instant dans le reste de la zone désertée. Les variations temporelles du champ électrique local appliqué à l'électron sont alors représentées sur la figure I.22 (b).

Les structures non confinées qui permettent généralement d'obtenir des rendements élevés ont des fonctionnements relativement complexes [23][24][25]. Nous leur consacrerons un chapitre dans la suite de ce travail. Nous retiendrons cependant, dans ce paragraphe d'introduction, que l'originalité de ces structures non confinées est d'introduire une augmentation du courant particulaire consécutive à une augmentation de la vitesse des porteurs suivi de la collection prématurée du paquet de porteurs émis par la zone d'avalanche.

Dans la mesure où la vitesse des porteurs est fonction de leur énergie, nous ne pourrions obtenir les effets escomptés que dans le cas où les porteurs qui sont issus de la zone d'avalanche à l'origine, sont suffisamment refroidis durant le début de leur transit pour que leurs mobilités redeviennent élevées.

Il va en résulter que les phénomènes de dynamique non stationnaire vont introduire dans ce cas un retard, dans les effets d'exaltation de vitesse propre à ces structures, qui va se traduire par une détérioration de la collection prématurée des porteurs de charges.

Pour résumer ce qui concerne le transit, le transport non stationnaire va introduire :

- une modulation de la vitesse des porteurs dans les diodes fortement confinées

- un retard dans l'augmentation de la vitesse de transit dans les diodes non confinées.

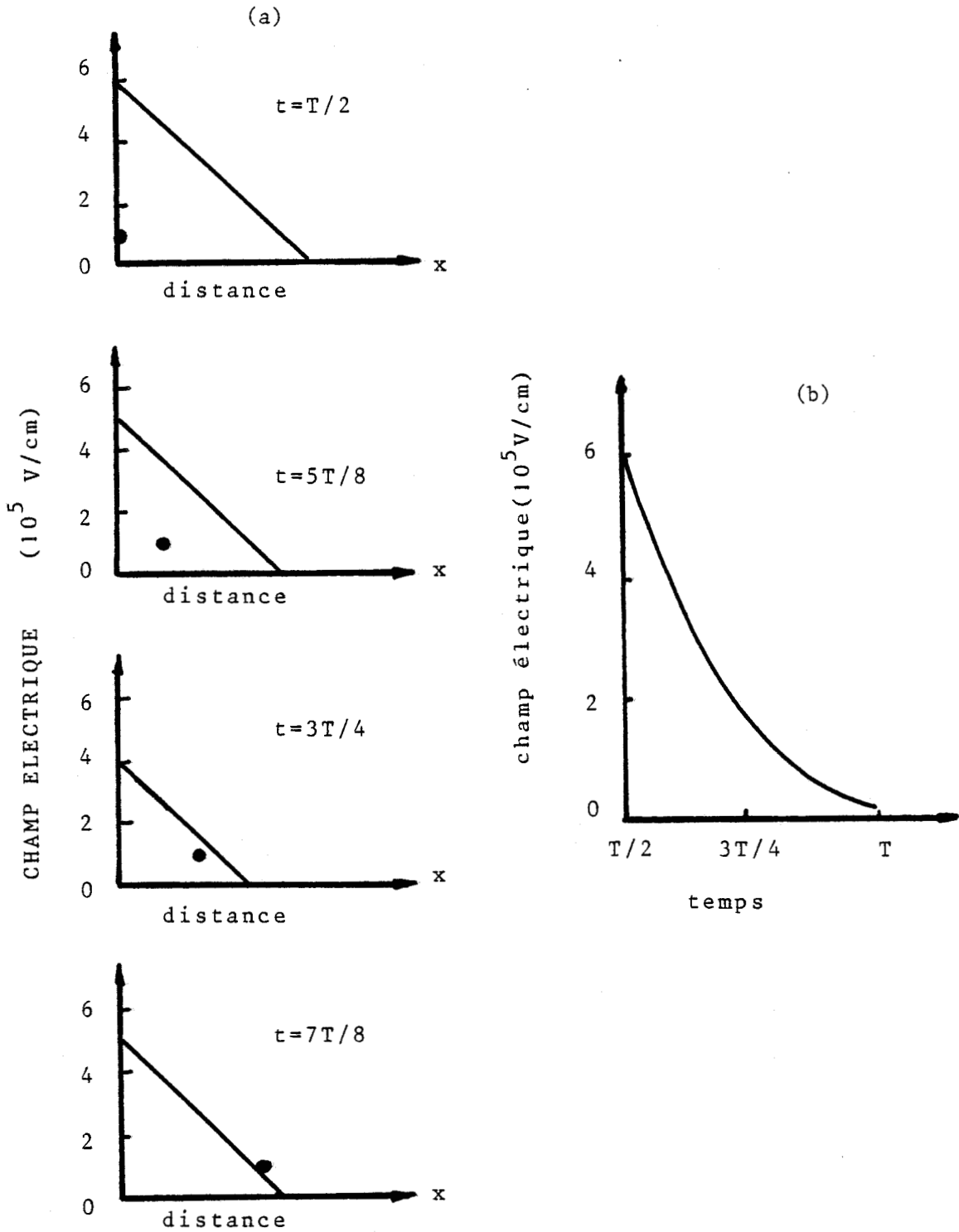


Fig. 1.22 Illustration des variations temporelles du champ électrique appliqué aux porteurs dans les structures non confinées

(a) Le profil de champ électrique à différents instants de la période alternative. Le point repère la position du porteur représentatif de l'ensemble des électrons

(b) Le champ électrique appliqué à ce porteur au cours du temps

CONCLUSION AU CHAPITRE I

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes efforcés de présenter la diode IMPATT fonctionnant en ondes millimétriques dans le cadre général des études effectuées sur ce composant et sur les mécanismes de transport non stationnaire.

Au préalable, nous avons décrit les concepts de base que sont les mécanismes physiques de multiplication et de transit de porteurs. Nous avons ensuite cherché à expliciter le fonctionnement du composant de manière aussi simple que possible, en nous limitant volontairement aux relations fondamentales.

Nous nous sommes enfin intéressés plus particulièrement au temps de montée intrinsèque de l'avalanche, à la dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique ainsi qu'au niveau d'impédance de la diode.

Dans un second temps, nous avons abordé un certain nombre de problèmes auxquels nous serons confrontés et qui ont été la motivation de ce travail. Que ce soient les problèmes classiques abordés de façon marginale dans la littérature et qui ne peuvent plus être ignorés dans cette étude de composants millimétriques ou les problèmes nouveaux de dynamique non stationnaire qui vont se manifester chaque fois que les variations de champ électrique seront extrêmement rapides à l'échelle de la picoseconde.

Nous nous proposons de présenter dans le chapitre suivant les outils qui nous ont permis d'étudier ces problèmes.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE I

- [1] W. SCHOKLEY
Bell Sys.Tech.J.33, 799-826 (1954)
- [2] W.T.READ
Bell Sys.Tech.J. 37,401-446 (1958)
- [3] C.A.LEE, R.L.BATDORF, W.WIEGMANN et G.KAMINSKY
Appl.Phys.lett. Vol 6, N°5, (1965)
- [4] A.S.TAGER, A.I.ME L'NIKOV, G.P.KOBEL'KOV et AM.TSEBIEV
Brevet Russe n°185965 (1959)
- [5] A.S.TAGER et A.D.KHODNEVICH
Brevet Russe n°855164 (1963)
- [6] A.S.TAGER
Soviet Physics USPEKHI , vol 9, n°6 (1967)
Usp.Fiz.Navk.90, 631-666 (1966)
- [7] R.L.JOHNSTON, B.C.DELOACH et B.G.COHEN
Bell Syst Tech.J. vol 44 (1965)
- [8] G.GRANT
Solid state electronic vol 16,1189-1203 (1973)

- [9] G.E.BULMAN, V.M.ROBBINS, K.F.BRENNAN, K.HESS et G.E.STILLMAN
IEEE Electron Dev lett. vol EDL 4, n°6 (1983)
- [10] I.UMEBU, A.N.M.M CHOUDHURY et P.N.ROBSON
Appl Phys.lett 36, (4) (1980)
- [11] G.E.STILLMAN et C.M.WOLFE
Semiconductors and Semi-metals vol 12 R.K. Willardson and A.C.Beer
Eds New York Academic Press (1977)
- [12] S.M.SZE
Physics of Semiconductor Devices Wiley Interscience, NY , (1969)
- [13] C.A.LEE, R.L.BATDORF, W.WIEGMANN et G.KAMINSKY
J.Appl.Phys Vol 38, n°7 (1967)
- [14] B.CULSHAW, R.A.GIBLIN et P.A.BLAKEY
Int.J. Electronic, vol 37, n°5 (1974)
- [15] M.GILDEN et M.E.HINES
IEEE Trans on Electron Devices. vol ED 13, n°1 (1966)
- [16] D.DELAGEBEAUDEUF
Onde Electrique, vol 48 (1948)
- [17] E.ALLAMANDO, E.CONSTANT, G.SALMER et A.SEMICHON
Acta Electronica vol 12, n°3 (1969)

- [18] B.CULSHAW, R.A.GIBLIN et P.A.BLAKEY
Int.J.Electronic, vol 40, n°6 (1976)
- [19] J.MISAWA
IEEE Trans on Electron Device, vol ED 13, n°4 (1966)
- [20] M.ELTA
IEEE Trans on Electron Device, vol ED 26, n°6 (1979)
- [21] M.CHIVE
Thèse d'Etat Université des Sciences et Techniques de LILLE (1978)
- [22] THOREN, G.C.DALMAN et C.A.LEE
IEEE Electron Device letters vol EDL 2, n°1 (1981)
- [23] J.PRIBETICH
Thèse d'Etat Université des Sciences et Techniques de LILLE (1979)
- [24] R.KUVAS
IEEE Trans on Electron Dev. vol ED25, n°6 (1978)
- [25] E.CONSTANT, A.MIRCEA, J.PRIBETICH et A.FARRAYRE
J.Appl.Phys. vol 46, n°9 (1975)
- [26] DERICKE
Thèse d'Etat Université des Sciences et Techniques de LILLE à paraître

- [27] N.B.KRAMER
IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques vol MTT 24, n°11 (1976)
- [28] G.SALMER
IEEE Proc vol 130,n°2 (1983)
- [29] E.CONSTANT
Inst Phys., Conf., Ser, n°57 (1981)
- [30] K.HESS
IEEE Trans on Electron Devices vol ED 28 (1981)
- [31] T.J.MALONEY et J.FREY
J.of Appl. Phys. vol 48, n°2 (1977)
- [32] A.KASZINSKI
Thèse 3^{ième} Cycle Université des Sciences et Techniques de LILLE (1979)
- [33] J.ZIMMERMANN
Thèse d'Etat Université des Sciences et Techniques de LILLE (1980)
- [34] B.CARNEZ, A.CAPPY, A.KASZINSKI, E.CONSTANT et G.SALMER
J.Appl. Phys 51 (1) (1980)
- [35] J.P.NOUGIER, J.C.VAISSIERE, D.GASQUET, J.ZIMMERMANN et E.CONSTANT
J. of Appl.Phys.,vol 52, n°2 (1981)

[36] I.DOUMBIA, G.SALMER et E.CONSTANT

J. of Appl.Phys., vol 46 n°4 (1975)

[37] J.ZIMMERMANN, Y.LEROY et E.CONSTANT

J. of Appl Phys., vol 49 p.3378 (1978)

CHAPITRE 2

MODELE MICROSCOPIQUE DE DESCRIPTION DU TRANSPORT
ET DE L'IONISATION PAR CHOC DANS UN SEMI-CONDUCTEUR
EN VOLUME

INTRODUCTION

Nous avons vu, tout au long du chapitre précédent, les problèmes nouveaux qui se posent quant au fonctionnement très hautes fréquences des diodes à avalanche et à temps de transit.

A ce stade de l'analyse, nous devons nous munir d'outils théoriques qui nous permettent d'appréhender rigoureusement ces phénomènes qui régissent le fonctionnement du composant.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de développer l'une des options qui a été choisie : la simulation des phénomènes de création paire-électron-trou et leur transport par une méthode numérique microscopique. On trouve dans la littérature quelques publications relatives à l'étude des composants par les méthodes particulières. Celles-ci, ont été appliquées à l'étude du fonctionnement des diodes Gunn [1] ainsi qu'à la simulation du transistor à effet de champ [2][5].

Par contre, à notre connaissance, il n'a jamais été proposé de simulation directe d'un composant à avalanche d'un point de vue microscopique et il s'avérait intéressant d'explorer cette direction de recherche.

Les avantages des méthodes particulières appliquées à l'avalanche sont triples :

Premièrement, traiter le problème au niveau de la particule donnée, sur le plan général, une souplesse d'utilisation qui permet de modifier aisément les hypothèses qui s'appliquent à chaque porteur.

Le deuxième point est plus spécifique au composant IMPATT étudié. Un gaz de porteurs en avalanche est caractérisé par une distribution

relativement complexe de leur énergie. En adoptant un point de vue microscopique il peut être plus aisé de décrire certains traits caractéristiques de cette distribution tel que le fait que les porteurs sont créés à faible énergie. Une telle propriété peut être étudiée par les théories macroscopiques mais au prix d'une complication notable.

Enfin, nous verrons que les théories microscopiques permettent d'accéder aux fluctuations, donc d'étudier les propriétés de bruit de fond.

En contrepartie, il en résulte que toutes les grandeurs calculées vont être affectées par ces fluctuations. Or il s'avère que ces fluctuations sont d'autant plus importantes que l'on simulera un composant de section faible, c'est à dire comportant très peu d'électrons. Ceci peut être particulièrement pénalisant lorsque l'on veut étudier les effets fins comme les effets de modulation de vitesse. C'est ce qui explique notre choix de développer parallèlement à cette étude microscopique des phénomènes, une résolution numérique des équations de l'électrocinétique pour étudier les effets de désaturation de vitesse dans les zones désertées fortement modulées et que nous développerons dans le chapitre V.

Le présent chapitre est consacré exclusivement à la description des méthodes de simulation des phénomènes de transport et d'ionisation par choc dans un semi-conducteur en volume. Par conséquent nous ne tiendrons pas compte, à ce stade, des conditions aux limites. Ultérieurement l'application du traitement élémentaire du transport des porteurs décrit dans ce chapitre nous permettra la simulation directe des composants faisant intervenir le phénomène d'avalanche et de transit des porteurs.

Nous avons divisé ce chapitre en deux parties. Dans la première partie nous exposons les caractéristiques principales du transport en champs extrêmement élevés. Ce n'est en effet qu'à la lumière de ces données

physiques qu'il nous sera possible d'expliquer les procédures de simulation simplifiée que nous avons développées. Nous commençons par décrire les éléments de base nécessaires à la description du transport des porteurs. Ce sont principalement les énergies de seuil d'ionisation, les structures de bande et les taux d'interaction avec le réseau que les porteurs subissent en champ fort. Nous étudions ensuite très brièvement les différentes relations qui lient le coefficient d'ionisation au champ électrique appliqué. Nous définissons principalement sous quelles conditions ces relations ont été obtenues et nous précisons dans chaque cas les fonctions de distribution de l'énergie des porteurs. Nous donnons pour terminer cette partie les résultats concernant essentiellement l'évolution de l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique obtenue par l'Université d'Illinois par la méthode de Monte Carlo.

Dans la seconde partie du chapitre nous décrivons les méthodes de simulation simplifiée que nous avons développées dans ce travail en essayant de préciser les limites de validité des hypothèses simplificatrices, qui sont introduites dans notre modèle, sur la base des résultats présentés dans la première partie de ce chapitre. Nous exposons tout d'abord les méthodes de simulation qui ont été employées pour décrire les phénomènes non stationnaires non seulement de dérive dans le champ électrique mais aussi de diffusion. Nous passons ensuite à la description probabiliste du mécanisme d'ionisation par choc que nous proposons. Nous définissons avec précision sous quelles conditions un porteur peut ioniser et quelles sont les hypothèses qui ont été employées pour décrire l'état des porteurs résultants d'une collision ionisante. Nous consacrerons tout un paragraphe à la détermination de la probabilité individuelle pour un porteur d'ioniser à partir du coefficient d'ionisation macroscopique en étudiant plus particulièrement les problèmes que ce passage d'une grandeur moyenne à une grandeur à l'échelle de la parti-

cule pose en pratique. Nous terminerons cette partie en indiquant les solutions avancées pour le traitement des survitesses que l'on doit observer après un choc ionisant.

I PHENOMENES DE TRANSPORT EN CHAMP ELECTRIQUE ELEVE

I.1 RAPPELS CONCERNANT LA DESCRIPTION DU TRANSPORT DES PORTEURS EN CHAMP ELECTRIQUE ELEVE DANS LES MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS

Nous avons vu aux paragraphes précédents qu'un champ électrique supérieur à quelques 10^5 V/cm peut échauffer suffisamment les porteurs pour que certains d'entre eux puissent ioniser des atomes du réseau cristal. Pour le moment, oublions la conséquence du mécanisme d'ionisation par choc c'est-à-dire le phénomène d'avalanche qui se traduit par l'augmentation brutale du courant inverse de la jonction, intéressons nous tout particulièrement au mécanisme physique par lui-même en faisant abstraction des conditions aux limites qui existent dans tout composant réel.

Les phénomènes de transport dans les semi-conducteurs sont décrits très souvent à l'aide de l'équation de transport de BOLTZMANN :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} = \int_{\vec{k}'} d^3k' \left(f(\vec{k}') w(\vec{k}', \vec{k}) - f(\vec{k}) w(\vec{k}, \vec{k}') \right) \quad (2.1)$$

qui permet d'obtenir la fonction de distribution des porteurs $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ dans l'espace des vecteurs d'onde et l'espace géométrique.

Dans cette relation, la vitesse de dérive v peut être obtenue à partir de la structure de bande $\epsilon(k)$, caractérisant le matériau semi-conducteur, en utilisant la relation classique :

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (2.2)$$

E est le champ électrique qui peut dépendre de l'espace et du temps. Les termes $W(\vec{k}, \vec{k}')$ et $W(\vec{k}', \vec{k})$ représentent les densités de probabilité par unité de temps pour qu'un porteur dans l'état \vec{k} subisse un choc l'amenant dans un état \vec{k}' . Le deuxième membre de l'équation traduit donc la variation temporelle de la fonction de distribution compte tenu de toutes les interactions que subissent les porteurs.

Les principaux paramètres qui interviennent dans l'équation de BOLTZMANN sont par conséquent la structure de bande, les mécanismes d'interaction avec le réseau cristallin et le champ électrique. Si toutes ces quantités sont connues, l'équation de transport peut être théoriquement résolue pour déterminer la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ à partir de laquelle toutes les quantités moyennes peuvent être déduites.

Traiter l'ionisation par choc, révient à considérer l'équation de BOLTZMANN lorsque le champ électrique appliqué est très élevé. Il faut par conséquent considérer d'une part, non seulement les collisions diffusantes mais également les collisions ionisantes, d'autre part la structure de bande pour des énergies très importantes pouvant atteindre 2eV donc très supérieures à l'équilibre thermique.

Etant donné la forme intégrodifférentielle de l'équation de BOLTZMANN il est en règle générale très difficile de trouver une forme analytique exacte de la solution. C'est la raison pour laquelle de nombreux auteurs [6][10] ont eu recours soit à des hypothèses simplificatrices permettant une résolution analytique soit à des calculs numériques.

Avant d'exposer plus en détail ces différentes approches il semble nécessaire de donner au lecteur un certain nombre d'informations qui seront utiles à l'élaboration des méthodes. Ce sont les énergies d'ionisations, les structures de bande et les fréquences de collisions.

I.1.1 Energie de seuil d'ionisation

Evaluons tout d'abord, l'énergie minimale que doit posséder un porteur pour pouvoir ioniser. Nous avons indiqué dans le paragraphe III.2.4.1 du chapitre I, qu'une condition nécessaire à l'ionisation des atomes est que le porteur possède une énergie égale à la bande interdite E_g . En réalité, le seuil d'énergie minimale à la création d'une paire électron trou est plus élevé puisqu'il faut satisfaire non seulement à la conservation de l'énergie mais aussi à celle des moments.

Une procédure graphique du calcul des énergies de seuil à partir de la connaissance de la structure de bande a été proposée par ANDERSON et CROWELL [11]. Avant de reproduire leurs résultats concernant le silicium et l'Arséniure de Gallium, nous allons montrer qu'un ordre de grandeur de ϵ_S peut être obtenu analytiquement moyennant quelques approximations.

Considérons un choc ionisant que nous schématiserons dans l'espace réciproque de la manière suivante (figure 2.1):

Un électron initial situé dans la bande de conduction c , de vecteur d'onde k_i et d'énergie $\epsilon(k_i)$ entre en collision avec le réseau. A la suite de ce choc, un électron quitte la bande de valence et y laisse un trou de vecteur d'onde k^1 et d'énergie $E_v(k^1)$. Après le choc, l'électron initial et l'électron résultant se trouvent dans l'état 2 et 3 respectivement.

Dans ce schéma très simple nous n'avons considéré qu'une seule bande de conduction. Si l'on veut considérer le cas le plus général l'électron initial avant le choc ionisant peut se trouver dans une bande autre que la première bande de conduction.

Au cours de la collision, des phonons peuvent être émis ou absorbés. Le mécanisme d'ionisation par trou est analogue, il est schématisé sur la figure 2.1b.

En faisant les hypothèses suivantes :

- 1 Les surfaces isoénergies sont sphériques.
- 2 Les masses effectives sont constantes et sont reliées par la relation $m_v^* = \gamma m_c^*$.
- 3 La variation d'énergie est négligeable lors d'une interaction électron-phonon.

La conservation de l'énergie s'écrit :

$$\mathcal{E}(k_i) = \frac{\hbar^2 k_{c2}^2}{2 m_c^*} + \frac{\hbar^2 k_{c3}^2}{2 m_c^*} + \frac{\hbar^2 k_{v1}^2}{2 m_v^*} + E_g \quad (2.3)$$

La conservation du moment :

$$\vec{k}_i = \vec{k}_{c2} + \vec{k}_{c3} + \vec{k}_{v1} \quad (2.4)$$

L'énergie nécessaire à une ionisation est minimale lorsque le moment cinétique du porteur initial est également partagé après ionisation entre le porteur incident et les deux porteurs créés. Cette constatation est illustrée sur la figure 2.2. Les trois particules résultantes ont alors des vitesses égales et la même direction de déplacement que la particule incidente.

Nous obtenons :

$$k_{c2} = k_{c3} = k_c \quad k_{v1} = \gamma k_c \quad (2.5)$$

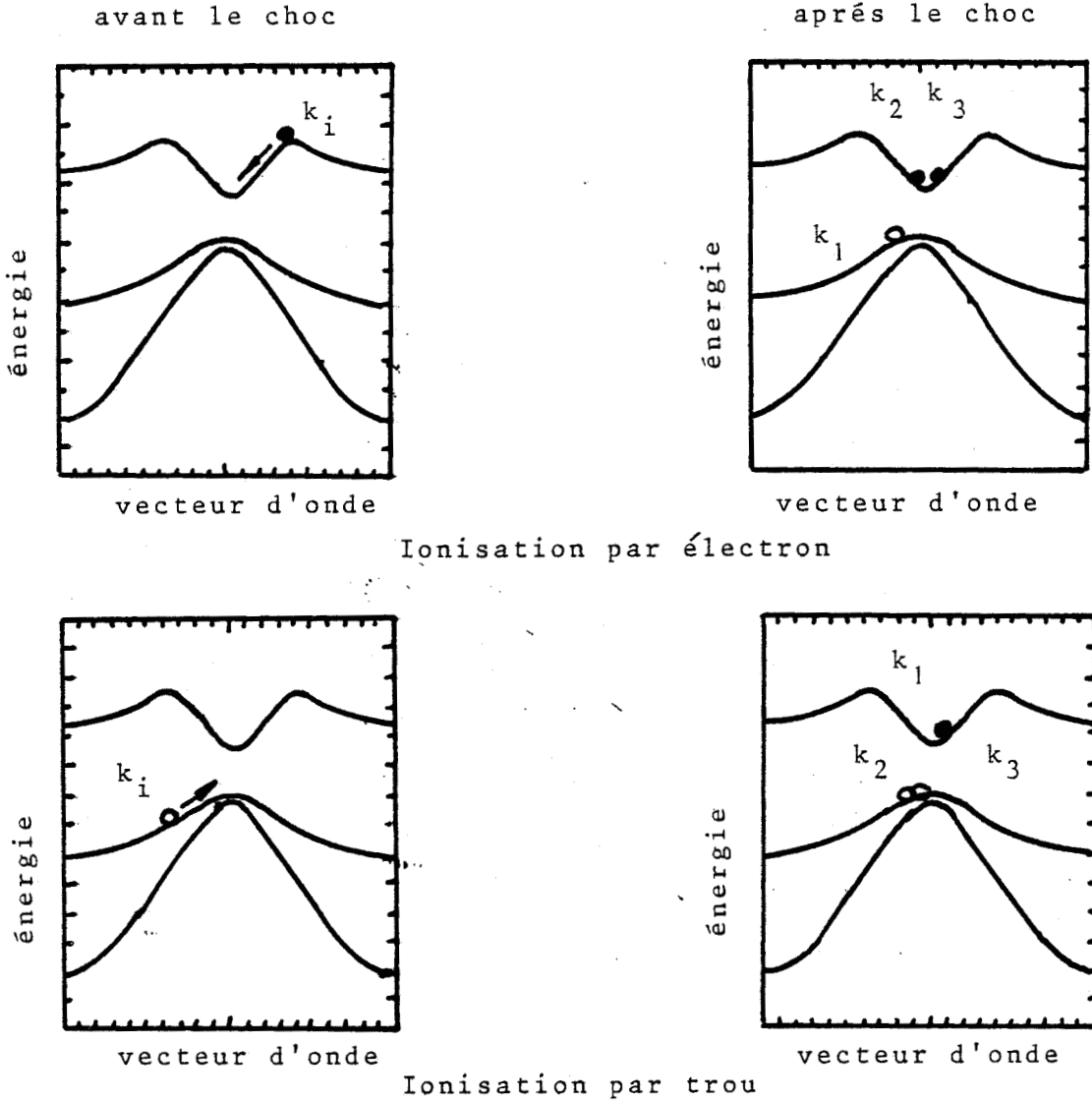


Fig. 2.1 Description schématique d'une collision ionisante dans la structure de bande

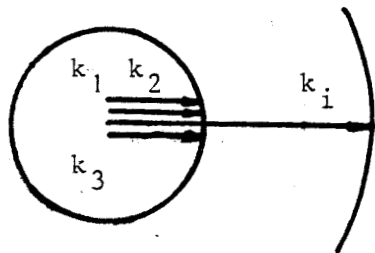


Fig. 2.2 Condition de minimisation de l'énergie:
Les vecteurs $k_1 k_2 k_3$ sont égaux

Les relations 2.1 et 2.2 peuvent se réécrire :

$$\frac{\hbar^2 k_c^2}{2 m_c^*} (2 + \gamma) + E_g = E(k_i) = E_s \quad (2.6)$$

$$k_i = k_c (2 + \gamma) \quad (2.7)$$

compte tenu de ces deux relations nous obtenons :

$$\frac{\hbar^2 k_c^2}{2 m_c^*} (2 + \gamma) + E_g = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2 m_c^*} (2 + \gamma)^2 = E_s \quad (2.8)$$

d'où l'on déduit l'énergie de seuil E_s qui représente l'énergie minimale pour créer une paire électron trou :

$$E_s = E_g \left(\frac{\gamma + 2}{1 + \gamma} \right) \quad (2.9)$$

connaissant le rapport γ des masses effectives supposées constantes des bandes de valence et de conduction.

Dans le cas où γ est égal à 1 on retrouve la relation bien connue et qui peut être utilisée en première approximation :

$$E_s = 3/2 E_g \quad (2.10)$$

En réalité un calcul exact ne peut se faire qu'en connaissant la structure de bande. Le tableau 1 spécifie dans ce cas les énergies de seuil minimales en eV calculées à partir des structures de bandes proposées par COHEN et BERGSTRESSER [12] pour le silicium et l'Arséniure de Gallium dans les trois directions cristallographiques principales.

Les valeurs d'énergie sont comptabilisées relativement aux bas des bandes de conduction et de valence. Les valeurs d'énergie des bandes interdites indirectes pour le silicium et directes pour l'Arséniure de Gallium sont également rappelées.

On peut noter que les énergies de seuil d'ionisation minimales sont pour la plupart comprises entre 1 et 2 fois l'énergie qui sépare la bande de valence de la bande de conduction. Ceci montre que l'approximation qui consiste à prendre $E_i = 1,5 E_g$ est satisfaisante dans le cas où l'énergie minimale pour ioniser est supposée indépendante de la direction cristalline.

Dans le tableau 2, nous avons reporté les valeurs des vecteurs d'ondes des particules qui ont participé au processus d'ionisation faisant intervenir les énergies minimales mentionnées dans le tableau 1. Les valeurs sont spécifiées pour les trois directions $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ et sont exprimées en fraction des longueurs de $(1,00)$, $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ et $(1,1,0)$ respectivement. La signification de k_1 , k_2 , k_3 en fonction du type de la particule initiale est donnée figure 2.1.

On peut remarquer que, dans le cas de l'Arséniure de Gallium les vecteurs résultants k_1 k_2 k_3 sont des valeurs proches de $k = 0$ ce qui veut dire que les porteurs ont des énergies proches du fond de la bande de conduction et de valence après un choc ionisant. En se rappelant que le silicium est un semi-conducteur à gap indirect on tire une conclusion analogue en ce qui concerne le silicium.

Matériau	Silicium	Arséniure de Gallium
Energie de bande interdite type de E_g	1,1 ev indirect	1,4 ev direct
Direction type de la particule initiale	énergie de Seuil minimale	énergie de Seuil minimale
< 100 > électrons trous	1,1 1,8	2,1 1,7
< 111 > électrons trous	3,1 2,9	3,2 1,6
< 110 > électrons trous	2,1 1,8	1,7 1,4

Tableau 1 Energies d'ionisation minimales proposées par ANDERSON et CROWELL dans les trois directions principales.



Matériaux	Silicium	Arséniure de Gallium	
Direction	Type de particule initialisant	k	
<100>	électrons		
	k_i	-0,4	0,6
	k_2, k_3	0,8 0,8	0,00 0,70
	k_1	0,00	0,10
	trous		
	k_i	-0,46	0,26
<111>	électrons		
	k_i	-0,02	0,15
	k_2, k_3	0,99 0,99	0,73, -0,30
	k_1	0,00	0,28
	trous		
	k_i	-0,35	0,24
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14
<110>	électrons		
	k_i	-0,47	-0,23
	k_2, k_3	0,86 0,86	0,00 0,00
	k_1	0,19	0,23
	trous		
	k_i	-0,57	0,14



Tableau 2 : Vecteurs d'ondes des porteurs qui participent à la collision ionisante
 k_i = vecteur d'onde particule initiale
 k_1, k_2, k_3 = trou ou électron résultant (voir figure 2.1)

Cela revient à dire que le porteur initial perd pratiquement l'intégralité de l'énergie acquise avant le choc. Après la collision avec un atome le porteur initial ainsi que les particules résultantes ont donc des énergies cinétiques pratiquement nulles. Nous verrons les implications de ce phénomène dans le mécanisme de multiplication au cours des paragraphes suivants où nous introduirons la notion d'espace noir.

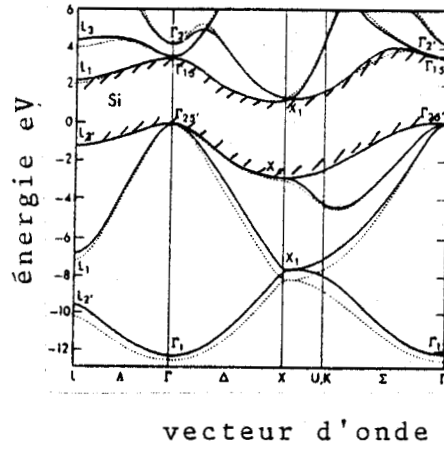
Pour résumer ce paragraphe, l'énergie de seuil représente l'énergie minimale que doit acquérir un porteur pour créer une paire électron-trou en satisfaisant à la conservation de l'énergie et du moment. Le phénomène d'ionisation par choc dépend donc de façon essentielle de l'énergie du porteur. C'est donc les variations de cette énergie avec le vecteur d'onde c'est-à-dire la structure de bande que nous nous proposons d'étudier pour les deux semi-conducteurs les plus usuels; le Silicium et l'Arséniure de Gallium.

I.1.2 Structure de bande et zone de Brillouin

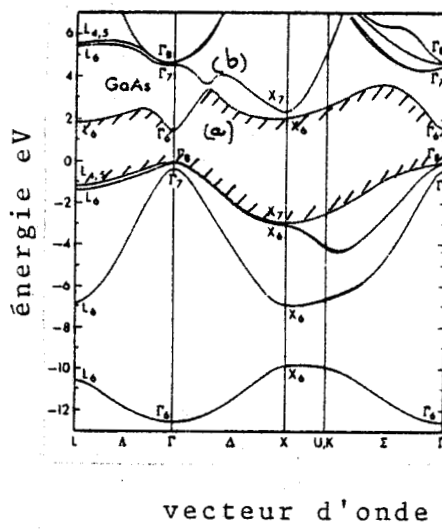
Les structures de bande de l'Arséniure de Gallium et du Silicium calculées à partir de la méthode du pseudopotentiel [13] sont données figures 2.3a et 2.3b.

L'énergie des bandes de valence est comptée positivement vers le bas. La bande interdite E_g qui sépare la bande de valence de la bande de conduction est matérialisée par les traits hachurés.

La première zone de Brillouin est représentée sur la figure 2.4. Nous y avons figuré les points de symétrie et axes de symétrie les plus



(a)



(b)

Figure 2.3 Structure de bande du Silicium et de l'Arséniure de Gallium calculée par la méthode du pseudo potentiel. La zone hachurée désigne la bande interdite

(a) Silicium

(b) Arséniure de Gallium

importants : le centre de la zone de Brillouin $\Gamma = 2\pi/a (0,0,0)$, les axes Λ et le point $L = 2\pi/a (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, les axes Δ et le point $x = 2\pi/a (0,0,1)$, enfin les axes Σ et le point $k = \frac{2\pi}{a} (\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, 0)$. Nous avons tracé également un plan de section droite pour lequel nous allons définir les courbes isoénergies pour le Silicium et l'Arséniure de Gallium.

Pour l'Arséniure de Gallium, on note une première bande de conduction qui présente une vallée centrale située à $k=0$, point Γ de la zone de Brillouin, ainsi que des vallées latérales dans les directions Λ et Δ dont les minimums se situent aux points X . et L . Leurs valeurs d'énergie $\Delta\epsilon_{\Gamma L}$ et $\Delta\epsilon_{\Gamma X}$ sont respectivement à 0.33 ev et 0.522 ev du bas de la vallée centrale. Cette partie basse énergie de la bande de conduction est bien connue. Elle donne lieu aux phénomènes de transfert électronique entre vallée centrale et vallée latérale responsable de l'effet de Gunn. La partie d'énergies élevées l'est beaucoup moins.

On peut tout d'abord remarquer le fait qu'il y ait peu de site d'énergie très élevée. Ainsi dans la direction $\langle 100 \rangle$ l'énergie de seuil pour une ionisation initialisée par un électron se trouve dans la seconde bande de conduction.

Pour pouvoir atteindre cette énergie dans cette direction, l'électron devrait donc franchir le pseudogap de 0.2 ev point (a,b) de la figure 2.3(b) séparant la première de la seconde bande de conduction de l'Arséniure de Gallium.

Cet évènement est néanmoins très improbable si l'on tient compte du temps moyen entre deux interactions aux énergies élevées qui sont nous le verrons ultérieurement de l'ordre de $5 \cdot 10^{-15}$ s alors que le temps de franchissement de la barrière par effet tunnel est voisin de 10^{-13} s. Compte tenu de cette remarque, on peut raisonnablement penser que la seule prise en compte de la première bande de conduction dans l'Arséniure de Gallium soit suffisante

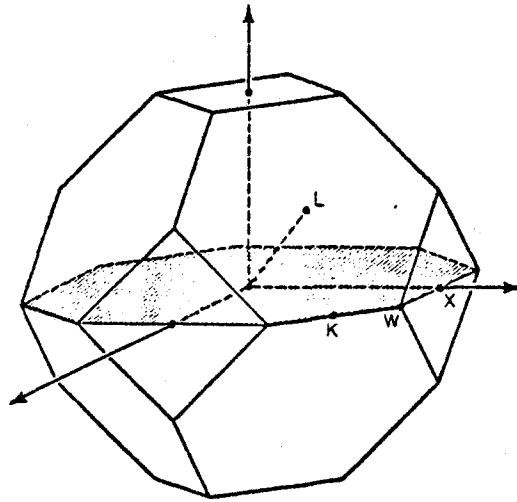


Figure 2.4 La première zone de BRILLOUIN dans le Silicium et l'Arséniure de Gallium : Définition des axes et points de symétrie et d'un plan de section droite

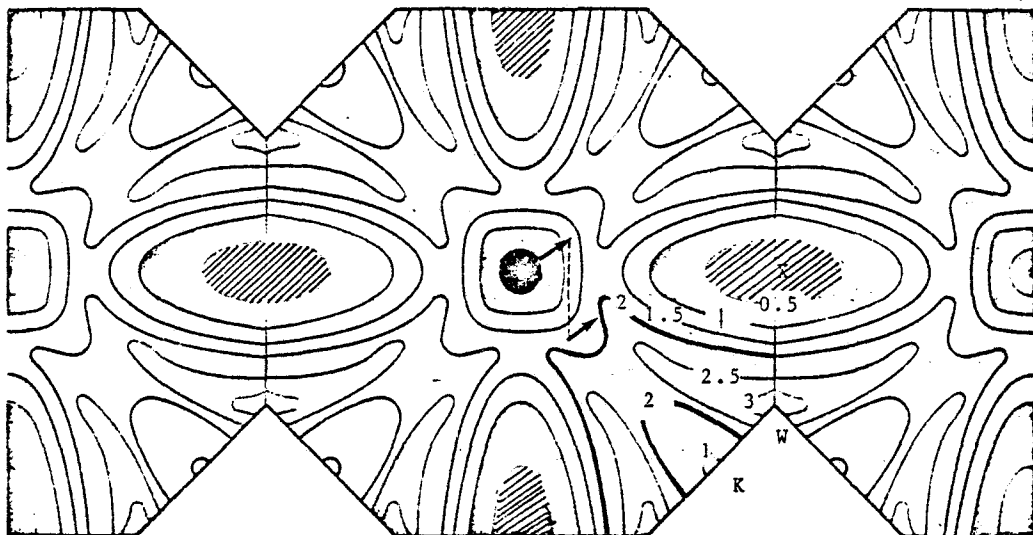


Figure 2.5 Courbes isoénergies de la bande de conduction la plus basse dans l'Arséniure de Gallium. Les nombres représentent les énergies mesurées depuis le bas de la vallée centrale. L'énergie de seuil pour le GaAs est de l'ordre de 2 eV. On pourra noter l'extrême localisation des courbes d'énergie constante correspondant à cette valeur.

à une description exacte de l'ionisation par choc dans ce matériau.

L'extrême localisation des énergies supérieures à l'énergie de seuil peut également être mise en évidence en se reportant aux courbes isoénergies qui correspondent au plan de section droite défini précédemment et qui sont représentées sur la figure 2.5. La vallée centrale pratiquement isotrope correspond à la zone noire, les vallées satellites, plus elliptiques ont été hachurées. Les courbes d'énergie constantes sont paramétrées par rapport au bas de la vallée centrale correspondant au minimum d'énergie de la bande de conduction. En traits plus fixés nous avons matérialisé la zone correspondant à 2 eV qui correspond à l'ordre de grandeur de l'énergie de seuil d'ionisation dans l'Arséniure de Gallium.

Pour pouvoir ioniser, le porteur, en l'occurrence ici l'électron, doit avoir l'extrémité de son vecteur d'onde située dans ces zones. Ceci peut se faire concrètement par variations de son vecteur d'onde au cours du temps dont un exemple est schématisé sur la figure 2.5 en ne considérant que le mouvement à deux dimensions. Les traits pleins correspondent à la phase de vol libre, les traits pointillés à la redistribution du vecteur d'onde k après un choc diffusant. Physiquement cela signifie que les interactions que subit le porteur joue un rôle non négligeable dans l'action d'acquérir l'énergie de seuil d'ionisation.

Pour le Silicium la 1^{ère} bande de conduction présente des vallées dont les minimums relatifs à la bande de valence sont à 1,12 eV. Les centres des vallées sont situés dans les directions $\langle 100 \rangle$ à $k = 0.85 k_0$ du centre de la zone de Brillouin. On note que la première et la seconde bande de conduction ont un point d'intersection à 0.1 eV au dessus du point de la plus basse énergie. Il en résulte que, dès que l'énergie moyenne des électrons dépasse 0.1 eV les mécanismes de transition interbandes se

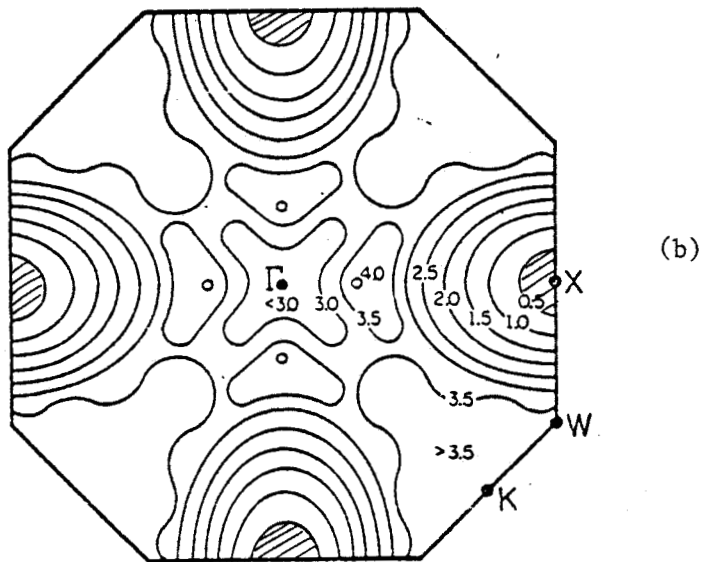
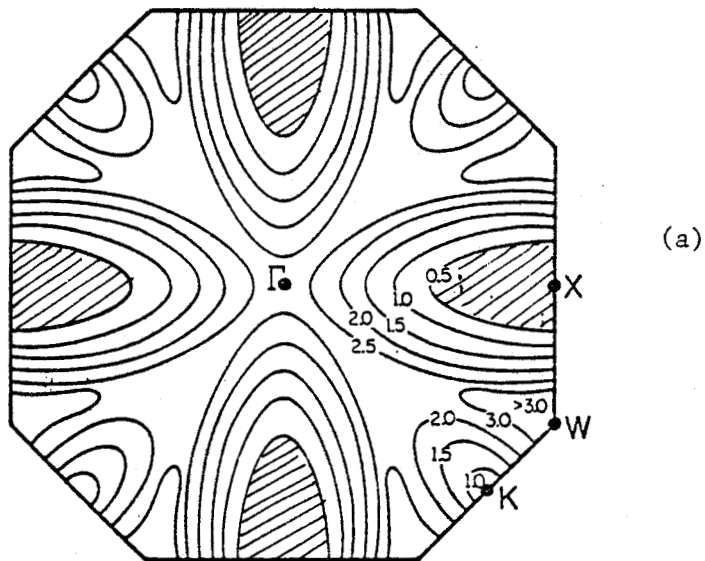


Figure 2.6 Courbes d'énergie constantes dans le plan de section droite défini figure 2.5, pour le SILICIUM. Les valeurs d'énergie figurées sont relatives au bas de la bande de conduction

(a) première bande de conduction

(b) deuxième bande de conduction

L'énergie de seuil pour le Silicium est de l'ordre de 1,8 ev, même remarque que pour la figure 2.5.

manifestent. On observe également que le minimum de la vallée L se situe à environ 1 eV au dessus du minimum x . Pour des champs très élevés, on peut par conséquent supposer que les passages intervallées , vallée x vallée L ne sont plus négligeables.

Pour ce matériau nous pouvons également représenter les courbes d'énergie constante dans la première et la seconde bande de conduction. Les vallées x plus elliptiques dans la première bande que dans la seconde ont été hachurées. Les courbes isoénergies sont paramétrées comme précédemment par rapport au minimum de la bande de conduction. Ici encore, il est intéressant de noter la localisation des énergies supérieures à 1.8 eV, cette valeur correspondant à l'ordre de grandeur de l'énergie de seuil pour le Silicium.

L'examen des structures de bande de l'Arséniure de Gallium et du Silicium permet d'une part de montrer la difficulté d'atteindre les zones correspondant à ϵ_g dans l'espace des moments par seul effet de champ électrique , d'autre part de prévoir simplement les états représentatifs des vecteurs d'onde dans l'espace réciproque des particules résultant d'une collision ionisante et dont nous avons donné les valeurs dans le tableau 2.

Il faut à ce propos souligner que les collisions ionisantes constituent un facteur de refroidissement notable puisque les particules résultantes se retrouvent juste après le choc ionisant dans le bas des bandes de conduction et de valence. Il est évident que plus l'énergie moyenne du gaz d'électrons par exemple croît plus le nombre de collisions ionisantes augmente . Il en résulte que les collisions ionisantes jouent un rôle de plus en plus important dans les échanges d'énergies que les porteurs effectuent avec le réseau. Ce qui, nous amène à penser, que l'on doit observer une saturation de l'énergie moyenne des porteurs lorsque le champ électrique augmente, bien avant que celle ci atteigne une valeur équivalente

à l'énergie de seuil d'ionisation. Cette hypothèse sera confirmée lors d'un paragraphe ultérieur. Néanmoins, nous pouvons déjà dire que, lorsque nous ignorerons la relation qui lie l'énergie moyenne d'un gaz de porteurs libres en fonction du champ électrique appliqué, comme ce sera le cas pour la dynamique des trous, nous disposerons de par la connaissance de l'énergie de seuil d'une limite asymptotique de l'énergie moyenne des porteurs aux champs très élevés.

A présent, il paraît intéressant d'étudier les différentes collisions tant diffusantes qu'ionisantes qui vont se manifester aux énergies très élevées.

I.1.3 Taux d'interaction aux énergies élevées

Les mécanismes de collisions que les porteurs sont susceptibles de subir à champs élevés sont d'une part les interactions avec les phonons et d'autre part les collisions ionisantes.

Considérons la fréquence à laquelle se produisent ces deux mécanismes d'interaction respectivement pour le Silicium et l'Arséniure de Gallium.

Pour le Silicium, on peut distinguer essentiellement les collisions intravallées sur phonons acoustiques, les collisions intervallées du type f et g et les collisions entre vallées X et L non équivalentes. Les chocs ionisants se manifestent quant à eux pour des énergies très élevées. Le taux d'interaction, supposé isotrope, qui résulte de ces différents mécanismes est représenté sur la figure 2.7 en fonction de l'énergie. Les résultats concernant les collisions sur phonons sont issus des travaux de CANALI [27] pour la partie basse énergie et des études faites par HESS pour

les énergies élevées [14] . Le taux d'interaction ionisante est calculé à partir de la formule proposée par KELDYSH [15] et qui est utilisée dans les références [16][17] .

$$\frac{1}{\tau_i(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau(\varepsilon_s)} P \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_s}{\varepsilon_s} \right)^2 \quad (2.11)$$

où $\tau(\varepsilon_s)$ représente le taux d'interaction sur phonon à l'énergie de seuil. P est un coefficient phénoménologique qui permet de faire varier la section efficace de collision ionisante. Lorsque P prend des valeurs très importantes, la création de paire électron trou se fait immédiatement après que l'énergie de seuil ait été atteinte.

Pour l'Arséniure de Gallium, les interactions qui se manifestent en dessous de 0.33 eV sont principalement du type phonons optiques polaires. Au dessus du "gap" intervallées $\Delta\Gamma_x$ ou $\Delta\Gamma_L$, les transitions intervallées interviennent, les collisions ionisantes ne se manifestant qu'au dessus de 2 eV.

Le taux d'interaction en fonction de l'énergie calculé à partir des travaux de LITTLEJOHN [31] et de HESS [25] est représenté sur la figure 2.8. Ici encore, l'ionisation par choc est traitée à l'aide de la formule de KELDYSH.

Au vu de ces données concernant tant le Silicium que l'Arséniure de Gallium, on peut noter principalement que les taux d'interaction augmentent considérablement avec l'énergie. Ainsi, on peut estimer qu'une interaction avec le réseau cristallin se produit toutes les $5 \cdot 10^{-15}$ secondes si l'énergie moyenne du gaz électronique est voisine de 1 eV.

Les valeurs calculées de ces taux d'interactions sont très

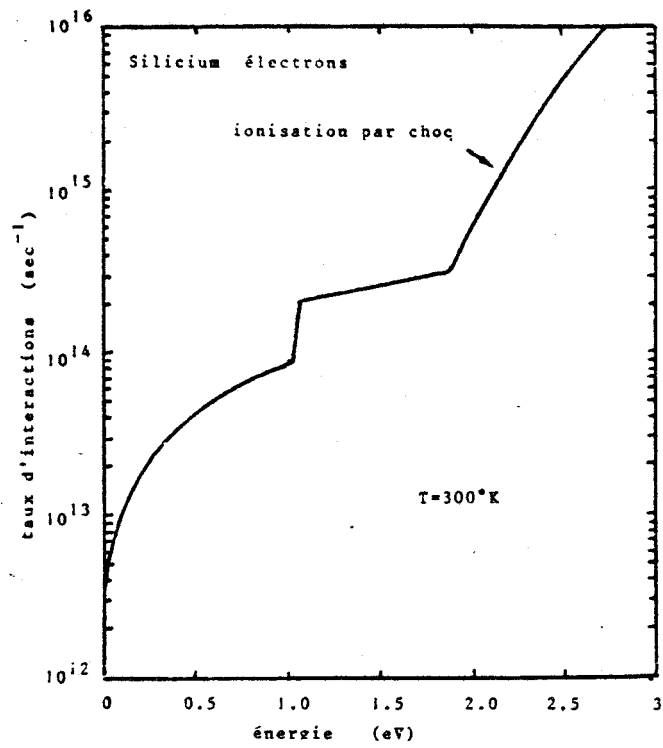


Figure 2.7 Taux d'interaction dans le Silicium [27] [14]. Les valeurs obtenues pour des énergies supérieures à 1.5 eV sont déterminées à l'aide de la formule de KELDISH. (P=400)

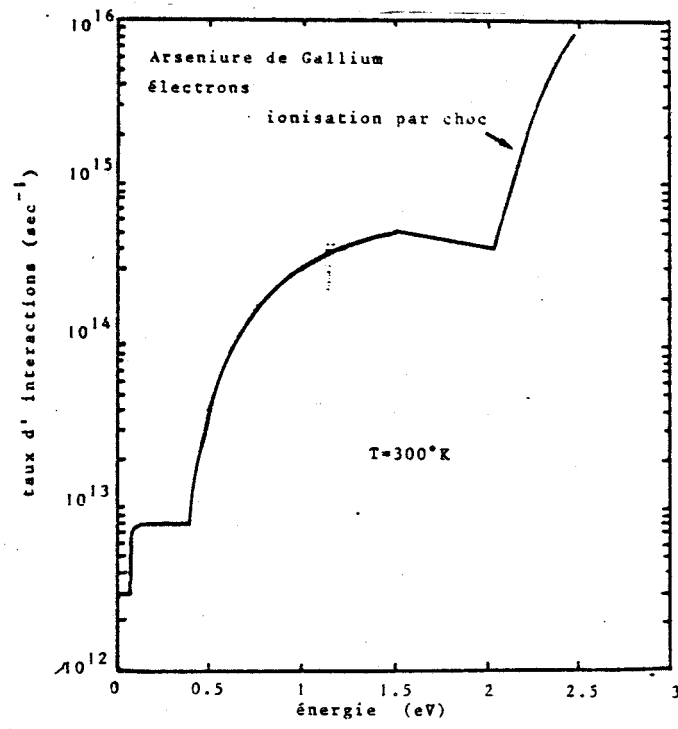


Figure 2.8 Taux d'interaction dans l'Arséniure de Gallium [31] [25]

importantes car ils interviennent de façon prépondérante dans la façon dont les porteurs vont acquérir l'énergie nécessaire à la création des paires électron trou. A cause de leurs valeurs extrêmes, élevées, ils sont à l'heure actuelle sujet à controverse [18][19] . Néanmoins, des résultats expérimentaux relatifs à des mesures de magnétorésistance sur des diodes GaAs [20] semblent indiquer que les ordres de grandeur donnés ici sont corrects. Comme nous le verrons par la suite les valeurs élevées de ces taux d'interactions vont influencer de manière essentielle les mécanismes physiques gouvernant le transport des porteurs en champ fort.

Après ce rapide rappel des principales caractéristiques de l'ionisation, nous allons résumer maintenant les différentes approches théoriques, analytiques ou semi-analytiques qui vont nous permettre d'une part de décrire les variations du coefficient d'ionisation par choc en volume en fonction du champ électrique et de préciser, d'autre part, les distributions de l'énergie des porteurs.

Pour pouvoir ioniser, le porteur doit atteindre l'énergie de seuil ϵ_s . Pour cela, il est accéléré dans le champ électrique mais il subit aussi tous les mécanismes de collisions envisagés au paragraphe I.1.3. Or aux valeurs très élevées de champ électrique, l'émission de phonons optiques est un processus également efficace pour la dissipation de l'énergie. Aussi, pour décrire théoriquement l'évolution, en fonction du champ électrique, du coefficient d'ionisation les théories classiques ne peuvent-elles éviter la présence de trois paramètres. Ce sont ϵ_s et ϵ_r les énergies de seuil d'ionisation et de phonon optique et λ_r le libre parcours moyen entre deux collisions diffusantes.

I.2 LE COEFFICIENT D'IONISATION EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE- LES DISTRIBUTIONS D'ENERGIE

I.2.1 Théorie de WOLF [6]

WOLF a été le premier à calculer le taux d'ionisation théoriquement dans les semi-conducteurs. Il s'appuie sur les travaux de WANNIER sur le comportement des ions dans un gaz soumis à un champ électrique intense. Il propose une résolution de l'équation de BOLTZMANN prenant en compte les interactions avec les phonons et les collisions conduisant à la création de paires électron trou au dessus du seuil d'ionisation. Dans cette méthode la fonction de distribution des vitesses est développée au premier ordre en polynôme de LEGENDRE.

$$f(v, \theta) = n_0(v) + n_1(v) \cos \theta \quad (2.12)$$

où v désigne l'amplitude de la vitesse électronique et θ l'angle entre le vecteur vitesse et le champ électrique.

Comme la montrait WANNIER, cette procédure est justifiée pour des champs élevés. On parle dans ce cas d'approximation de diffusion dans le sens où les porteurs subissent de très nombreuses collisions, vers les hautes énergies. Il en résulte que la fonction de distribution en dessous du seuil d'ionisation est quasiment maxwellienne avec une température reliée au libre parcours moyen entre deux chocs diffusants λ_R , le champ électrique E et l'énergie du phonon optique ϵ_R par la relation :

$$k_B T = \left(\frac{q E \lambda_R}{3 \epsilon_R} \right)^2 \quad (2.13)$$

où k_B est la constante de BOLTZMANN.

Cette résolution de l'équation de transport conduit à calculer un coefficient d'ionisation de la forme :

$$\alpha(E) = a \exp\left(-\frac{c}{E^2}\right) \quad (2.14)$$

où a et c désignent des constantes caractéristiques du matériau.

L'argument de l'exponentielle présente une dépendance quadratique en fonction du champ électrique.

I.2.2 Théorie de SCHOKLEY [7]

W.SCHOKLEY a étudié essentiellement le cas où l'énergie moyenne des porteurs est faible devant celle du seuil d'ionisation. Il suppose dans ce cas que l'ionisation est due essentiellement à des porteurs "chanceux" qui échappent complètement aux chocs sur phonons et qui atteignent l'énergie de seuil en parcourant dans la direction du champ électrique la distance égale à ϵ_S / qE .

La fonction de distribution de ces électrons présente alors un pic dans la direction du champ électrique.

Le nombre de porteurs qui ont atteint l'énergie ϵ_S sans avoir subi de choc diffusant est supposé proportionnel au terme $\exp - \epsilon_S / qE\lambda_R$ où λ_R a la même signification que précédemment. Il représente le libre parcours moyen entre deux chocs diffusants.

En ne retenant que ces seuls électrons et en considérant les

probabilités relatives de chocs sur phonons et de chocs ionisants, SCHOKLEY obtient une relation analytique du coefficient d'ionisation fonction du champ électrique de la forme :

$$\alpha(\epsilon) = \exp\left(-\frac{\epsilon_s}{q\lambda_R\epsilon}\right) \quad (2.15)$$

L'argument de l'exponentielle est ici inversement proportionnel au champ électrique.

I.2.3 Théorie de BARAFF CHWANG

Ce n'est que plus tard que BARAFF [8] propose une résolution semi-analytique de l'équation de BOLTZMANN dans des conditions moins restrictives que celles établies précédemment. Il montre alors que les résultats de SCHOKLEY et de WOLF sont les limites asymptotiques, respectivement aux valeurs de champs électriques faibles et de champs électriques élevés, d'un modèle plus général.

Sa théorie donne les courbes universelles du coefficient d'ionisation fonction du champ électrique lorsque les grandeurs physiques sont normalisées par rapport aux paramètres λ_R , ϵ_R et ϵ_S qui peuvent être ajustés dans une comparaison théorie expérience.

La figure 2.9 reproduit les résultats de la théorie de BARAFF donnant les variations du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique. Ces courbes sont paramétrées en fonction de l'énergie perdue au cours

Matériau	électron ou trou	ϵ_s eV	ϵ_r (meV)	λ
Si	e	1.8	51	48
	h			44
GaAs	e h	2	22	33

Tableau 3 : paramètres usuellement employés dans la description de l'ionisation.

ϵ_s = énergie de seuil; λ = libre parcours moyen
 ϵ_r = perte d'énergie par phonon optique.

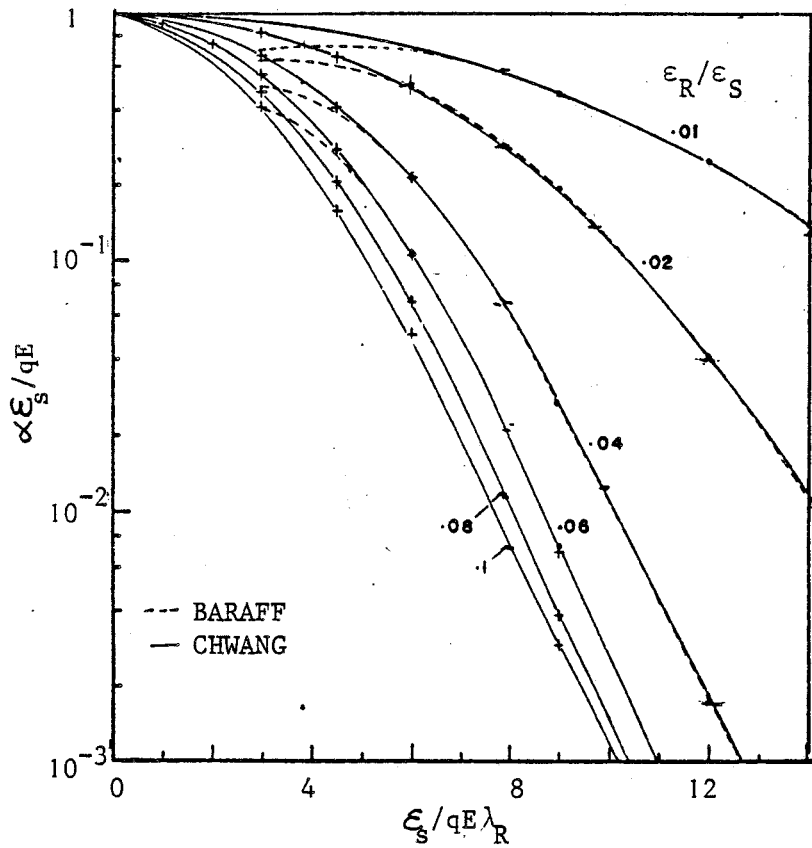


Figure 2.9 Variations des coefficients d'ionisation normalisés en fonction du champ électrique calculés par la théorie de BARAFF - CHWANG

d'un choc diffusant rapporté à l'énergie de seuil ϵ_S .

Les valeurs de ces paramètres, supposés constants en fonction du champ électrique, usuellement appliqués pour le Silicium et l'Arséniure de Gallium sont données dans le tableau 3. Les libres parcours moyens sont de l'ordre d'une cinquantaine d'Angströms tandis que les énergies perdues sur phonons optiques sont voisines de quelques dizaines de milliélectron volts.

Récemment CHWANG [17] KAO et CROWELL ont publié une approche théorique du calcul de la distribution d'énergie aux champs très élevés dans les semi-conducteurs non polaires en étudiant tout particulièrement l'influence de la section efficace de collision ionisante sur le coefficient d'ionisation. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les courbes universelles proposées par BARAFF après renormalisation introduisant l'énergie moyenne pour la production d'une paire électron trou. L'une des principales applications de leur calcul est de fournir une base exacte dans la dérivation de la probabilité spatiale pour un porteur d'ioniser. Nous aborderons ce point dans le paragraphe II.2.3.2. Les coefficients d'ionisation fonction du champ électrique obtenus par CHWANG sont donnés sur la figure 2.9 . L'ordonnée est le rapport de l'énergie perdue par collision ionisante et de l'énergie gagnée dans le champ électrique. En traits pointillés sont représentés les résultats de BARAFF [8] . On note une concordance entre ces deux résultats dans une large gamme de champ électrique. Néanmoins la relation de BARAFF ne satisfait pas à la condition que la probabilité d'ioniser sur une longueur correspondante au gain d'énergie de seuil dans le champ électrique soit égale à 1 lorsque le champ électrique tend vers l'infini :

$$\frac{\alpha \epsilon_S}{qE} \longrightarrow 1 \quad \text{quand} \quad E \longrightarrow \infty \quad (2.17)$$

I.2.4 Relation analytique donnant le coefficient d'ionisation

Fonction du champ électrique

En résumé on peut tirer les conclusions suivantes :

Le coefficient d'ionisation théorique obtenu à partir de l'inverse du libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes est relié au champ électrique par une expression du type :

$$\alpha = \exp - \left(\frac{A}{E} \right)^n \quad (2.18)$$

où A est une constante dépendant du matériau et où l'exposant n peut varier entre les valeurs limites $n = 2$ pour des champs extrêmement élevés et $n = 1$ pour des champs électriques faibles.

Le cas $n = 1$ correspond à la théorie de SCHOKLEY. La contribution majeure aux événements ionisants vient d'électrons qui sont assez "chanceux" pour éviter les collisions sur phonons. La fonction de distribution de l'énergie dans ce cas, à l'allure de la figure 2.10(a).

Le cas $n = 2$ correspond à la théorie de WOLF. On obtient cette valeur en supposant que ce sont les électrons situés dans la queue de distribution de l'énergie représentée figure 10(c) et dont l'énergie est supérieure à ϵ_s qui peuvent ioniser.

Pour des champs électriques intermédiaires, les théories de BARAFF-CHWANG doivent être appliquées. L'exposant, dans ce cas est compris entre 1 et 2. La fonction de distribution de l'énergie analogue à celle représentée sur la figure (b).

Ce sont ces critères simples qui peuvent être utilisés pour

dériver une expression analytique donnant le coefficient d'ionisation fonction du champ électrique.

OKUTO et CROWELL [21] ont montré que la relation :

$$\alpha(E) = \frac{q E}{\epsilon_s} \exp\left(a - (a^2 + x^2)^{1/2} \right) \quad (2.19)$$

avec $a = k \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_r} \right)^{1/2}$ et $x = \frac{\epsilon_s}{q E \lambda_R}$ satisfait ces conditions. Pour $k = 0,217$ et $l = 1,14$, les résultats sont en bon accord avec les résultats de BARAFF-CHWANG.

L'inconvénient des théories analytiques ou semi-analytiques est qu'elles font appel à des paramètres ajustables qui sont le libre parcours moyen λ_R et la perte d'énergie par collision diffusante ϵ_R .

D'autres méthodes plus exactes peuvent cependant être employées [10][16] .

Pour le cas qui nous préoccupe ici nous présenterons les résultats des simulations Monte Carlo qui ont été obtenus à l'Université d'Illinois [16][23] .

Nous allons voir que cette méthode est capable de fournir des informations quantitatives importantes telles que l'évolution de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique, informations qui constitueront autant de données essentielles dans la mise en oeuvre de notre simulation.

Au delà de ces résultats quantitatifs nous verrons également que cette méthode permet de donner une image physique de la façon dont s'effectue l'ionisation en volume *

Cette étude consiste à simuler dans l'espace des vecteurs d'onde, en régime permanent, le transport des porteurs soumis à un champ

*Rappelons que, par ce terme d'ionisation en volume, nous voulons signifier que les méthodes exposées font abstraction des particules résultantes des collisions ionisantes et des conditions aux limites.

ϵ_s = énergie de seuil d'ionisation

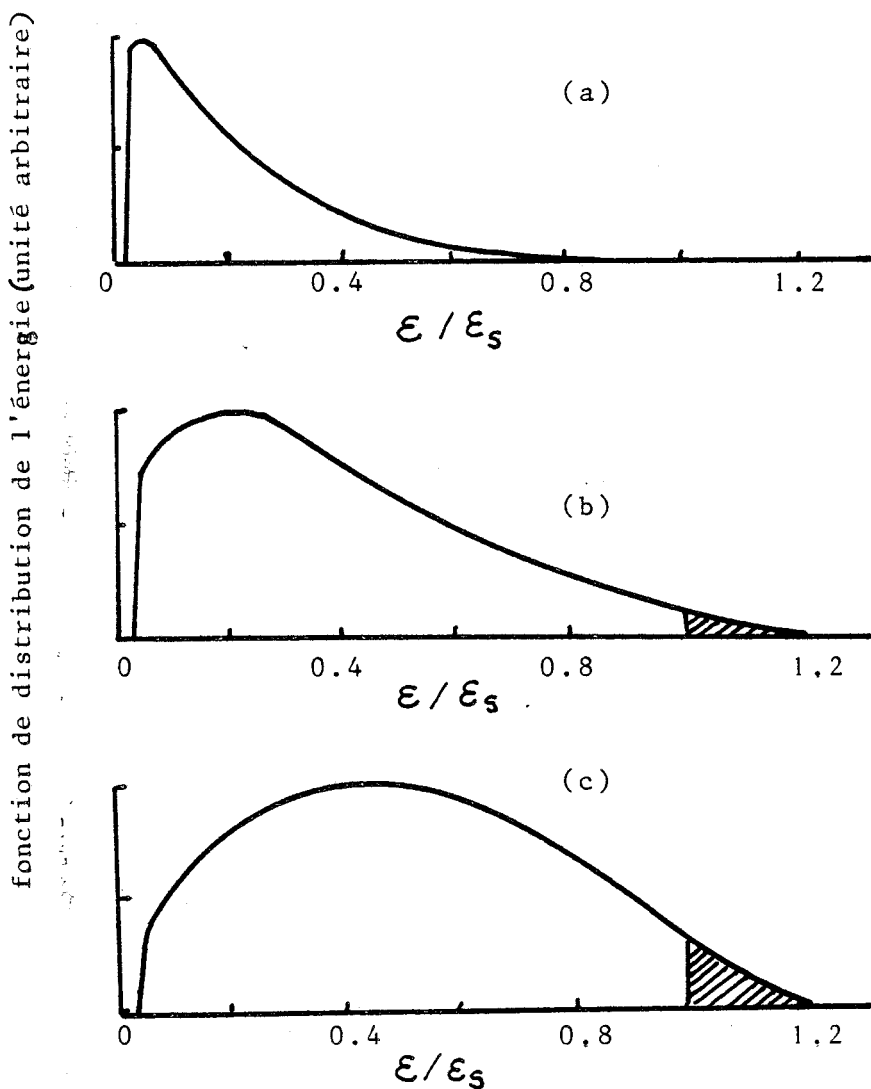


Figure 2.10 Représentation des fonctions de distribution de l'énergie des électrons pour 3 valeurs de champ électrique [17]

- (a) Champ faible : approximation des électrons chanceux de SCHOKLEY [7]
- (b) Champ intermédiaire : théorie de BARAFF-CHWANG [8]
- (c) Champ intense : approximation de WOLF [6]

uniforme d'intensité élevée supérieure à 100 kV/cm. Elle est la base de la simulation particulaire directe que nous avons appliquée au composant en régime statique et dynamique.

I.3 SIMULATION NUMERIQUE DU TYPE MONTE CARLO DU TRANSPORT ELECTRONIQUE A CHAMP TRES ELEVE

I.3.1 Principe de la méthode

Dans une simulation Monte Carlo on étudie le mouvement du point représentatif du vecteur k associé à un porteur dans l'espace des vecteurs d'onde. Sur la figure 2.11 nous donnons un exemple obtenu par l'équipe de HESS [23] de la trajectoire de ce point représentatif dans la première zone de BRILLOUIN pour un champ de 500 kV/cm. Les traits continus représentent la dérive dans le champ électrique qui peut être calculée à partir de la relation classique :

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = q \vec{E} \quad (2.20)$$

Les lignes en traits interrompus représentent les réorientations du vecteur k après chaque choc diffusant. Compte tenu du taux d'interaction à 500 kV/cm, ces réorientations sont très fréquentes. Les valeurs d'énergie associées sont dans l'exemple considéré, calculées exactement à partir de la structure de bande réelle, connaissant à tout instant la position de l'extrémité du vecteur k dans la première zone de BRILLOUIN .

A partir des valeurs d'énergie ainsi obtenues, les probabilités d'interaction sont évaluées. L'ionisation par choc est traité comme un mécanisme d'interaction additionnel. Les probabilités d'interactions avec le réseau cristallin et de collisions ionisantes sont alors après discrétisation sur le temps, comparées à un nombre tiré au hasard dans une distribution uniforme entre 0 et 1, ce tirage permettant de déterminer si une collision a eu lieu effectivement.

Après un choc diffusant, le nouvel état du vecteur d'onde est déterminé classiquement par conservation de l'énergie et du vecteur d'onde. Après un choc ionisant, seule la particule initiale est considérée, son vecteur d'onde est réinitialisé dans le bas de la bande de conduction.

I.3.2 Résultats pour l'Arséniure de Gallium [16]

La figure 2.12(a) montre les variations de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique appliqué pour les électrons de l'Arséniure de Gallium obtenu à l'aide de ces simulations. Pour la valeur de champ électrique typique de 500 kV/cm, l'énergie moyenne des porteurs est de l'ordre de 1 eV. C'est par conséquent une valeur relativement faible comparée à l'énergie de seuil.

L'évolution du libre parcours moyen λ_R entre deux chocs diffusants en fonction du champ électrique est donnée sur la figure 2.12(b). Pour des champs voisins de $5 \cdot 10^5$ V/cm, λ_R est de l'ordre de 30 Angströms ce qui est en bon accord avec les valeurs proposées précédemment dans le traitement semi-analytique (tableau 3).

Les variations du coefficient d'ionisation pour les électrons

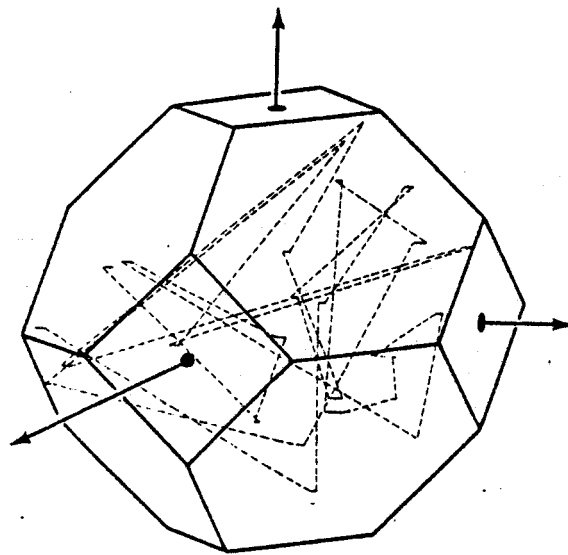
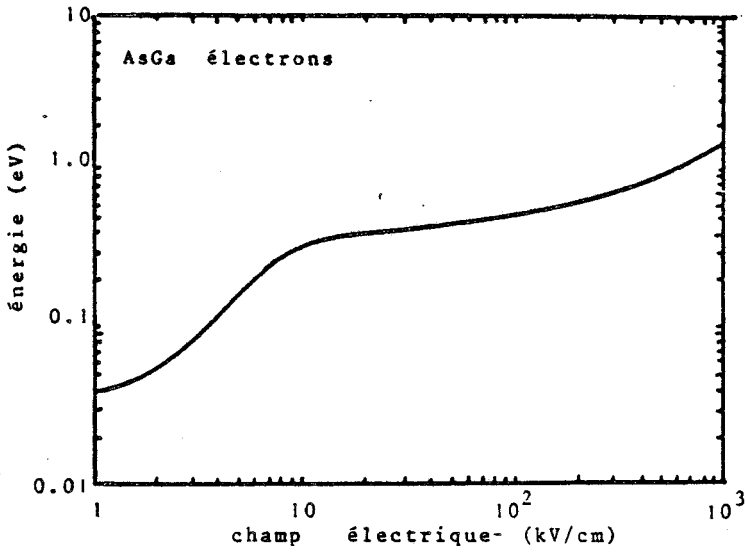


Figure 2.11 Trajectoire typique du vecteur d'onde k associé à un électron dans l'espace réciproque pour de l'Arséniure de Gallium soumis à un champ de 500 kV/cm .

- - - représente la dérive dans le champ électrique (phase de vol libre)
- représente la réorientation du vecteur k après diffusion

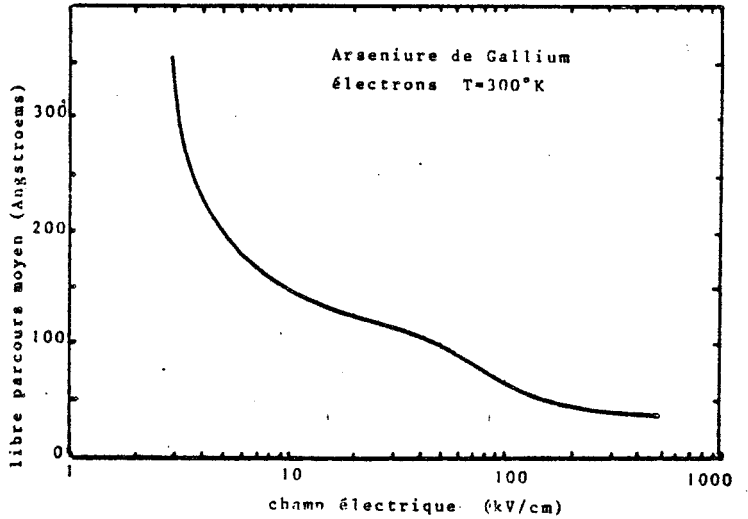


(a)

énergie moyenne fonction du champ électrique

(b)

libre parcours moyen entre deux chocs diffusants



(c)

coefficients d'ionisation théoriques des électrons..

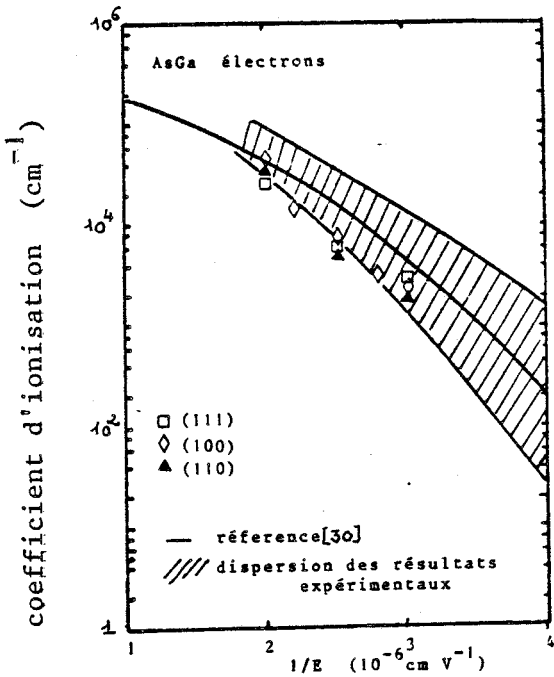


Figure 2.12 Transport électronique à champs élevés dans l'Arséniure de Gallium



α_n en fonction du champ électrique calculé à partir de la simulation du transport électronique à champ élevé sont données sur la figure 2.12(c). Les résultats obtenus se situent à la limite inférieure des résultats expérimentaux représentés en traits hachurés.

I.3.3 Résultats pour le Silicium [14]

Les calculs numériques qui ont été effectués sur le Silicium par l'équipe de HESS prennent en compte la seconde bande de conduction. Les interactions interbande X-L sont également considérées.

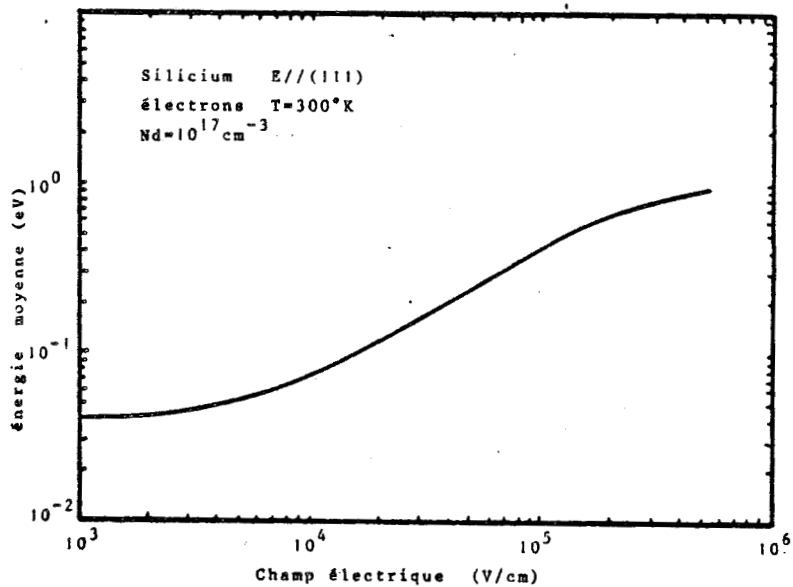
L'énergie moyenne en fonction du champ électrique qui représente le mieux les résultats expérimentaux de vitesse est donnée figure 2.13(a). La partie correspondant aux champs inférieurs à 100 kV/cm est reprise par des travaux effectués au laboratoire par ZIMMERMANN [41].

On note également dans ce cas une énergie moyenne du même ordre de grandeur que celle obtenue pour l'Arséniure de Gallium dans la gamme des champs élevés considérés. Sur la figure 2.13(b) nous avons reporté les variations du coefficient d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique déduites de ces simulations numériques et nous les avons comparées aux résultats expérimentaux donnés dans la référence [43].

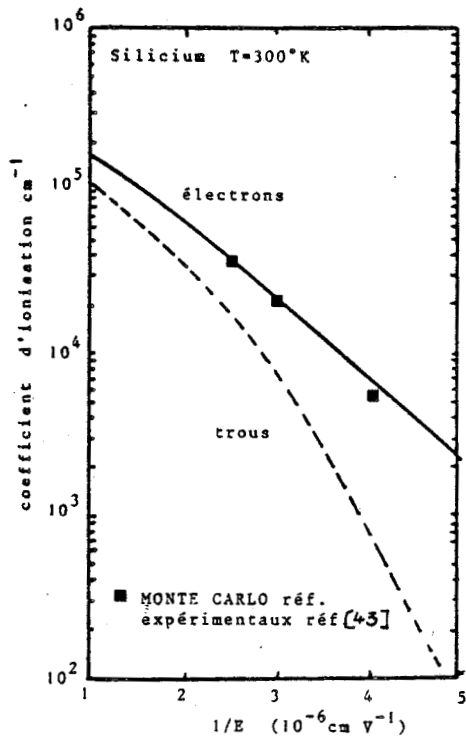
A partir de ces résultats quantitatifs il nous est maintenant possible de donner une image physique de l'ionisation par choc.

I.3.4 Image physique de l'ionisation par choc

Dans ce but on peut étudier comment un porteur atteint l'énergie



(a)



(b)

Figure 2.13 Transport électronique à champs élevés dans le Silicium

- (a) Energie moyenne fonction du champ électrique
- (b) Coefficient d'ionisation théorique



de seuil d'ionisation. Nous avons représenté sur la figure 2.14, les variations de l'énergie d'un électron de l'Arséniure de Gallium soumis à un champ de 500 kV/cm après chaque interaction avec le réseau [16].

Pour cette valeur de champ électrique, l'énergie instantannée reste dans les limites de 0.7 à 1,2 eV la plupart du temps. Occasionnellement l'électron échappe aux interactions avec phonons et acquiert très vite l'énergie de seuil. Sur cette figure on peut voir 4 à 5 pics à 1,8 eV. Quand un électron atteint l'énergie de seuil de 2 eV environ il ionise. On peut penser que ce sont ces électrons, les électrons chanceux dont parle SCHOKLEY, et ceux dont l'énergie reste voisine de l'énergie moyenne sont les électrons de la théorie de WOLF.

Ainsi les traits caractéristiques de l'ionisation peuvent être résumés de la manière suivante : les électrons sont accélérés à une énergie moyenne bien au dessus de l'équilibre thermique pour des champs supérieurs à 100 kV/cm. De ce réservoir d'électrons chauds, vont s'échapper quelques porteurs vers les énergies élevées, principalement dans la direction du champ électrique et atteindre le seuil d'énergie d'ionisation presque ballistiquement ou tout au moins en faisant intervenir un nombre limité d'interactions diffusantes.

A la lumière de cette étude il nous est maintenant possible de justifier la mise en oeuvre d'une procédure de simulation simplifiée.

I.3.5 Les motivations d'une procédure simplifiée

Une simulation Monte Carlo prend en compte, pour obtenir des résultats moyens de coefficient d'ionisation dans une large gamme de champ électrique entre 200000 et 400000 interactions avec le réseau cristallin.

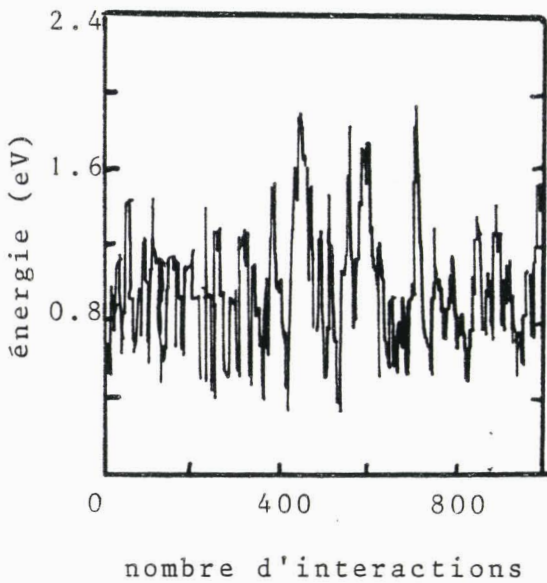
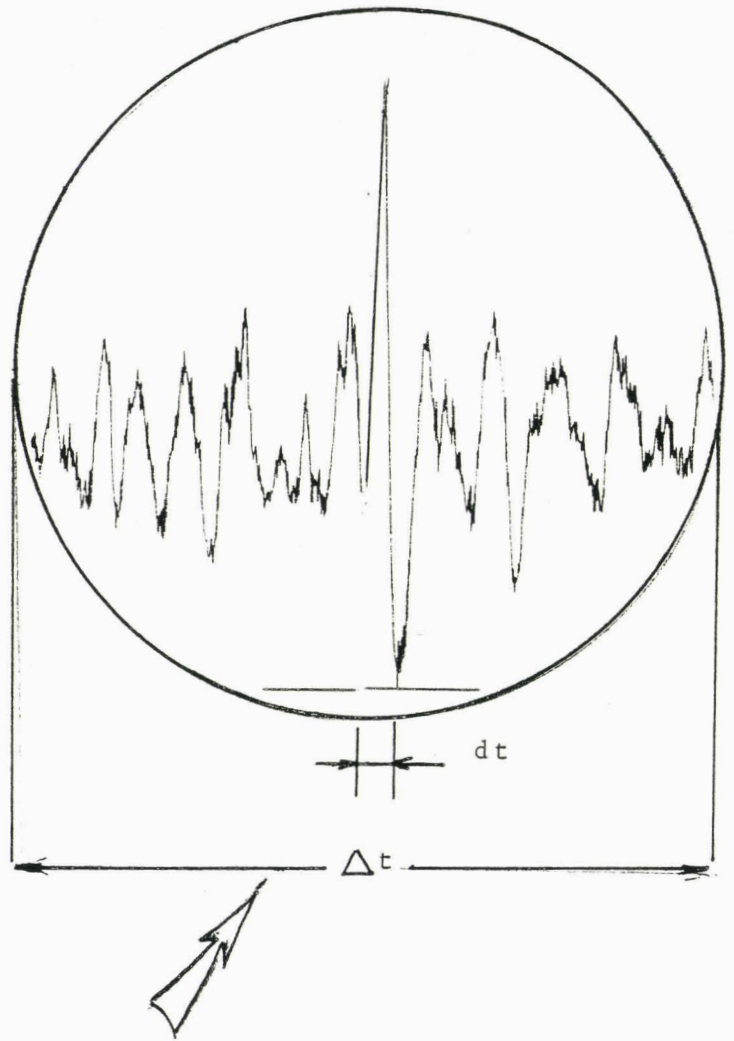


Figure 2.14 Variation de l'énergie d'un électron après chaque événement diffusant obtenu par simulation Monte Carlo du transport électronique en volume (Arséniure de Gallium - $E=500\text{kv/cm}$) [16]

BU
LILLE

Le nombre d'événements ionisants dépend de la valeur du champ électrique. Il varie entre 40 et 400. Il en résulte que les temps calculs sont très longs. Pour donner un ordre d'idée des temps de simulation, les calculs effectués à l'Université d'Illinois sur l'Arséniure de Gallium prennent une heure d'unité centrale sur DEC 20 pour chaque valeur de champ électrique. Encore faut-il souligner que, dans cette étude, le champ est supposé uniforme et indépendant du temps.

Or, l'objectif que nous nous sommes fixé est d'étudier par une méthode particulière l'ionisation par choc et le transit dans un composant fonctionnant par exemple à 100 GHz.

Ce but demanderait pour être atteint avec un formalisme rigoureux:

1 de développer une simulation Monte Carlo multiporteurs pour tenir compte principalement des trois points suivants :

- des particules résultantes des collisions ionisantes et dont l'effet de contre réaction est primordial pour le phénomène d'avalanche.

- de la réaction de charge d'espace en des temps suffisamment rapprochés.

- des régimes transitoires résultant des variations brutales du champ électrique.

2 de simuler plusieurs périodes pour d'une part s'affranchir de la période de temps durant laquelle le système oublie sa solution initiale approximée d'autre part, d'accéder aux grandeurs moyennes et calculer ainsi le rendement et la puissance émise du dispositif. Les valeurs instantannées des grandeurs physiques sont en effet affectées par le bruit physique principalement de génération.

A titre d'exemple, un rapide calcul montre que pour un incrément temporel de 10^{-15} s, l'étude sur cinq périodes du signal hyperfréquence d'un composant fonctionnant à 100 GHz requiert 50 000 interactions par porteur étudié. Si l'on envisage de traiter les non linéarités propres au mécanisme d'avalanche, le nombre de porteurs simulés atteint rapidement l'ordre du millier. Le traitement élémentaire appliqué à chaque porteur est alors répété 50 millions de fois.

Il en résulte que l'application d'une méthode particulière rigoureuse du composant à avalanche et temps de transit demanderait sans conteste, un temps calcul prohibitif et se révélerait de ce fait extrêmement coûteuse.

Ces conditions nous ont donc amené à développer une procédure beaucoup plus simplifiée que nous nous proposons d'exposer.

* Nous verrons dans le chapitre 3 que le bruit de génération est très important. Rappelons cependant dès à présent que les diodes à avalanche peuvent être utilisées en source de bruit.

* Pour éviter que la probabilité d'interaction au bout du temps Δt soit supérieure à l'unité, l'incrément temporel est choisi très inférieur à l'inverse du taux d'interaction avec le réseau

II MODELE PARTICULAIRE DU PROCESSUS D'IONISATION PAR CHOC ET DU TRANSPORT DES PORTEURS EN VUE D'UNE APPLICATION AU COMPOSANT

La simulation qui est mise en oeuvre doit satisfaire à un certain nombre de critères qui peuvent être résumés de la façon suivante :

1 Elle doit pouvoir traduire le fait que d'une part le taux d'ionisation ne dépend pas du champ électrique mais de l'énergie des porteurs et que d'autre part l'énergie individuelle des porteurs peut varier considérablement d'un porteur à un autre.

2 Elle doit tenir compte des mécanismes de transport non stationnaires non seulement des phénomènes de dérive mais aussi de diffusion.

3 Enfin elle doit être suffisamment simple pour être appliquée à des composants avec des temps calcul restant raisonnables.

L'idée maîtresse de la méthode que nous proposons est de faire abstraction du calcul de l'évolution au cours du temps du vecteur d'onde de chaque porteur dans la zone de BRILLOUIN. Le transport comme l'ionisation doit se traiter dans l'espace géométrique. Abordons successivement ces deux aspects.

II.1 LES MECANISMES DE TRANSPORT DANS L'ESPACE GEOMETRIQUE

II.1.1 Simulation des phénomènes de diffusion et de dérive dans le champ électrique

Pour établir la procédure de simulation qui nous permet de

décrire l'action du champ électrique ainsi que les interactions que subissent les porteurs, nous allons procéder en deux temps.

En premier lieu, considérons le mouvement d'un porteur dans l'espace réel qui résulte de l'évolution au cours du temps dans l'espace réciproque de son vecteur d'onde associé. Le principe de la détermination de la trajectoire du porteur étudié est illustré sur la figure 2.15. Pour plus de clarté, nous n'étudions le transport que dans un espace à deux dimensions. Le plan des vecteurs d'onde est représenté sur la figure 2.15(a). Sur cette figure, la phase de vol libre est matérialisée en trait plein alors que les brusques variations du vecteur k consécutives aux chocs que subit le porteur sont représentées en traits pointillés. Le mouvement dans l'espace géométrique est obtenu par intégration de la vitesse associée au vecteur d'onde k . L'effet du champ électrique, dirigé dans le cas étudié ici suivant ox , a pour conséquence de modifier continûment la composante k_x . Il s'en suit dans l'espace réel représenté sur la figure 2.16(b) des éléments de paraboles qui correspondent au vol libre. En revanche, dès que le porteur subit une interaction avec le réseau qui redéfinit son vecteur k , sa trajectoire s'en trouve modifiée.

En second lieu, considérons l'expérience utilisée par HAYNES et SCHOKLEY pour mesurer la mobilité des porteurs. Un paquet de porteurs libres, par exemple des électrons, est créé très localement dans un échantillon de semi-conducteur soumis au champ électrique E . Au cours du temps, ce paquet va dériver dans la direction parallèle au champ électrique tout en se dispersant. Ce sont ces deux mécanismes élémentaires que nous avons représenté sur la figure 2.16(b).

L'étalement du paquet de porteurs initialement très réservé résulte des trajectoires différentes des particules qui le composent. Pour le

montrer nous avons schématisé le mouvement au cours du temps de trois particules notées i, j et k , supposées représentatives de la population globale. Au bout du temps d'observation t , ces trois porteurs prennent les positions $r_i(t)$, $r_j(t)$ et $r_k(t)$ dont les projections sur l'axe parallèle au champ électrique sont respectivement $x_i(t)$, $x_j(t)$ et $x_k(t)$.

Durant ce temps d'observation, le maximum du paquet de charges libres s'est déplacé de la quantité vd où vd représente la vitesse de drift.

La dispersion des positions dans la direction du champ électrique peut être caractérisée par le coefficient d'étalement de paquet $D_{//}$ conformément à la relation :

$$D_{//} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{e t} \text{Var } x(t) \quad (2.21)$$

En pratique le temps d'observation t est fini.

On montre [41] cependant que pour des temps suffisamment longs $D_{//}$ n'est plus fonction que du champ électrique appliqué et l'on obtient la relation :

$$D_{//}(E) = \frac{\text{Var } x(t)}{e t} \quad (2.22)$$

La relation 2.22 signifie que les porteurs qui se trouvaient initialement à un point d'abscisse identique présentent à l'instant t une dispersion de leur position d'écart type :

$$\sigma(t) = \sqrt{e D_{//} \cdot t} \quad (2.23)$$

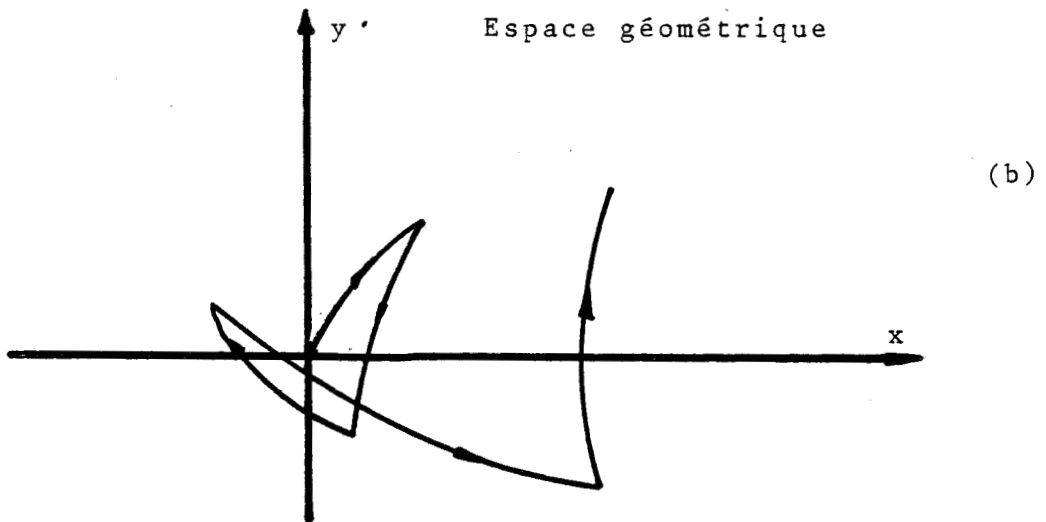
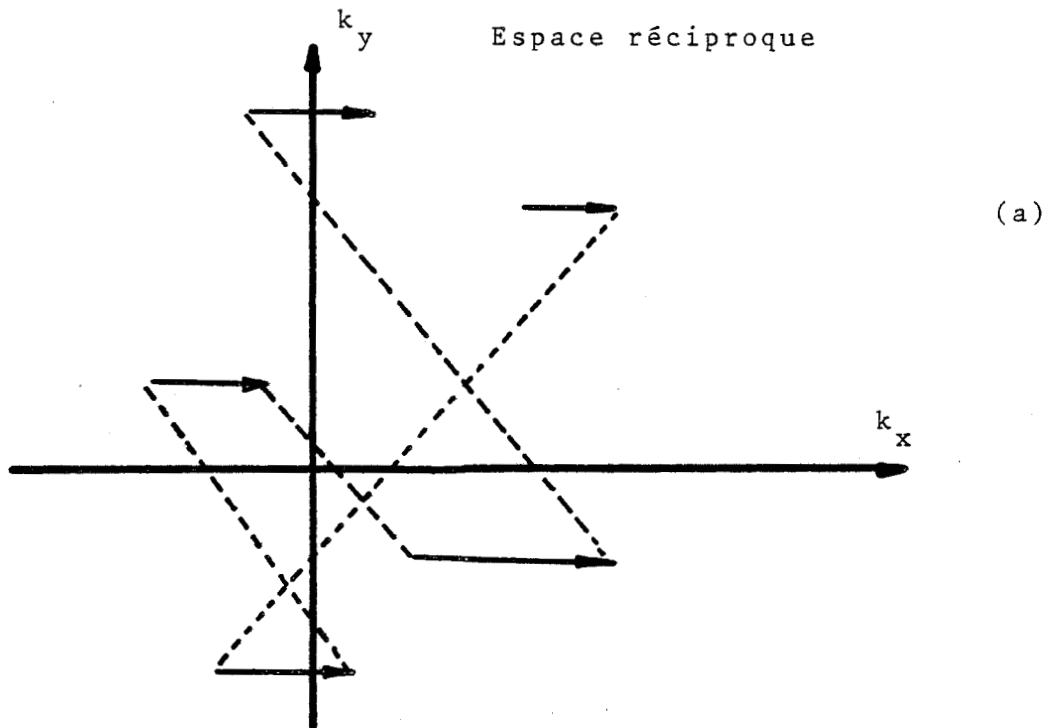


Figure 2.15 Principe de l'étude du transport des porteurs dans l'espace des vecteurs d'onde

- (a) Evolution en fonction du temps du vecteur d'onde associé à la particule étudiée
 - trait plein action du champ électrique
 - traits pointillés, discontinuités des vecteurs k dus aux processus d'interactions avec le réseau cristallin
- (b) Mouvement du porteur dans l'espace réel. La trajectoire consiste en des segments de parabole résultant des phases de vol libre.

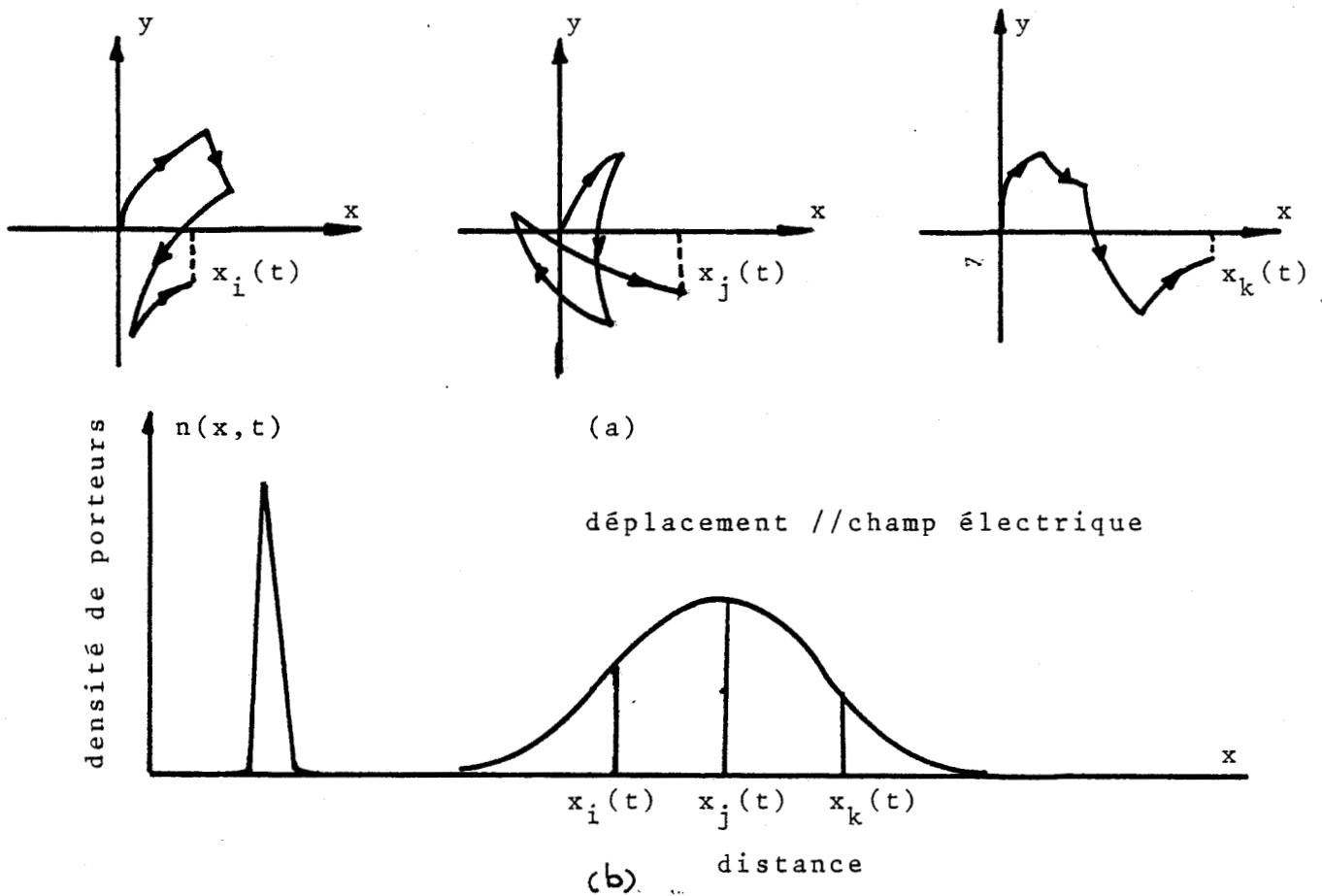


Figure 2.16 Principe de l'étude simplifiée du transport dans l'espace géométrique

- (a) Mouvements dans l'espace réel des particules i, j, k consécutifs à l'évolution au cours du temps de leur vecteur d'onde dans l'espace réciproque
- (b) Illustration de l'étalement d'un paquet de porteurs par diffusion.

Ainsi, pour simuler dans l'espace réel les positions dispersées des porteurs au cours du temps sans étudier les mouvements stochastiques de leurs vecteurs d'onde, il suffit d'affecter à chaque particule étudiée un déplacement aléatoire tel que la distribution des positions qui en découle soit donnée par la relation 2.23.

La dérive du paquet de porteurs libres dans le champ électrique est facilement modélisable en imposant à chaque électron ou à chaque trou un déplacement certain, donné par la relation :

$$x(t) = \mu \cdot E \cdot t \quad (2.24)$$

en introduisant la mobilité des porteurs qui relie la vitesse de dérive au champ électrique.

Par ces deux déplacements consécutifs, l'un certain, l'autre aléatoire, on peut traduire dans l'espace géométrique, le transport du porteur qui consiste dans l'espace des vecteurs d'onde en une phase de vol libre et une phase d'interaction avec le réseau.

La détermination des déplacements aléatoires peut être effectuée par tirage aléatoire dans une distribution gaussienne d'écart type donné par la relation 2.23 ou en appliquant une procédure de simulation du type marche "au hasard" . Dans ce dernier cas, chaque porteur effectue un déplacement fixe soit dans la direction du champ électrique soit dans la direction opposée, les deux événements étant équiprobables, c'est cette façon de procéder qui a été utilisée dans notre simulation.

La description simplifiée du transport dans un semi-conducteur que nous venons de décrire a été utilisée par HOCKNEY dans la modélisation particulière du transistor à effet de champ [44] en supposant que la mobilité

et le coefficient d'étalement du paquet utilisé dans les relations 2.23 et 2.24 ne sont fonction que du seul champ électrique.

Comme nous voulons l'appliquer à un composant qui présente des phénomènes de transport non stationnaire, nous ferons l'hypothèse que la mobilité et le coefficient de diffusion ne sont plus des fonctions instantanées du champ électrique local mais de l'énergie. En conséquence la vitesse de dérive de la particule i s'écrit plus précisément :

$$v_i = \mu(\epsilon_i) \cdot E$$

Cette relation se déduit à partir de la relation du chapitre I en exprimant la conservation du moment lorsque l'on néglige le terme inertiel.

Un telle procédure a été appliquée à la modélisation des transistors à effet de champ submicroniques par PONE [32] . Nous l'appliquerons ici à l'étude du transport de chaque porteur lorsqu'il est soumis à un champ quelconque.

En discrétisant sur l'espace et le temps, on pourra exprimer le déplacement à l'instant j de la particule i par la relation explicite suivante :

$$x_i^j = x_i^{j-1} + \mu(\epsilon_i^{j-1}) E(x_i^{j-1}) \Delta t \pm \sqrt{v_i D(\epsilon_i^{j-1}) \Delta t} \quad (2.25)$$

où toutes les grandeurs caractérisant le transport sont déterminées à l'instant $j - 1$. En faisant l'erreur d'un pas sur le temps on accélère la procédure de calcul.

Le choix de l'incrément temporel Δt ne peut pas être quelconque.

En effet si on reprend l'image physique que nous avons donnée du transport des porteurs qui consiste en une phase de vol libre dans le champ électrique, suivi d'une redistribution des porteurs de chaque particule au bout du temps Δt , l'on conçoit que le pas sur le temps doit être voisin du temps de relaxation du moment des porteurs que nous avons introduit au chapitre I.

Ainsi il est possible de décrire le transport de chaque porteur dans la direction parallèle au champ électrique à partir de la connaissance des deux grandeurs suivantes : la mobilité μ et le coefficient d'étalement D de paquet déterminé suivant l'axe du champ électrique. Classiquement, ces deux paramètres μ et D caractérisent le transport moyen d'une population de particules. Ce sont par conséquent des grandeurs macroscopiques. Nous les appliquons ici à chaque porteur en mouvement, que ce soit un électron ou un trou.

De plus nous faisons l'hypothèse essentielle dans nos simulations, que la mobilité et le coefficient de diffusion ne sont plus des fonctions du champ électrique mais de l'énergie individuelle de chaque porteur simulé. Nous verrons ultérieurement comment calculer ces grandeurs.

Nous pouvons ainsi rendre compte des mécanismes de dynamiques non stationnaires qui prennent de plus en plus d'importance au fur et à mesure que la fréquence d'utilisation augmente. Le problème de calculer l'énergie individuelle des porteurs se pose à présent.

II.1.2 Détermination de l'énergie individuelle

Rigoureusement l'énergie individuelle d'un porteur est donnée par la relation de dispersion qui lie son vecteur d'onde à son énergie. Pour calculer en toute rigueur les énergies individuelles de chaque porteur, il

nous faudrait par conséquent déterminer l'évolution temporelle du vecteur k associé à l'électron ou au trou. En s'interdisant de considérer le transport dans l'espace réciproque afin de disposer d'un modèle applicable au composant, cette façon de procéder ne peut plus être appliquée.

Pour résoudre le problème de la détermination de l'énergie des particules à partir de l'étude de leur mouvement dans l'espace géométrique nous emploierons la même démarche que celle qui nous a conduit au procédé simplifié de prise en compte des phénomènes de diffusion et de dérive dans le champ électrique.

Qu'observe-t-on au niveau de l'énergie de chaque particule qui se déplace dans l'espace réel sous l'action du champ électrique et qui subit des interactions avec le réseau cristallin?. Pour répondre à cette question, nous pouvons effectuer un bilan des apports et des pertes d'énergie à l'échelle de la particule.

Considérons premièrement l'action du champ électrique. Tout porteur qui se déplace dans le champ électrique subit une variation de son énergie propre donnée par la relation simple :

$$d\epsilon_i = q E dx_i \quad (2.26)$$

Deuxièmement nous devons prendre en compte les transferts d'énergie vers le réseau cristallin qui résultent des collisions tant ionisantes que diffusantes que subissent les porteurs.

La prise en compte de manière exacte des mécanismes de diffusion est bien évidemment très complexe puisqu'il nous faudrait connaître le type de collision impliqué et ainsi en déduire les éventuelles pertes d'énergie.

Pour simplifier le problème, nous allons opérer de la même façon que celle utilisée dans la dérivation des équations de conservation de l'énergie moyenne. Dans ce calcul, en effet, l'intégrale de collision qui figure dans le second membre de l'équation de BOLTZMANN est approximée à l'aide des temps de relaxation de l'énergie.

Compte tenu de cette hypothèse, les transferts d'énergie qui s'effectuent vers le réseau cristallin durant le temps dt sont donnés à l'échelle de la particule par la relation :

$$d\epsilon_i = \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon_i}} dt \quad (2.27)$$

τ_{ϵ_i} représente ici le temps de relaxation de l'énergie que nous avons introduit au niveau de la population globale des porteurs dans le chapitre I et qui est dans la relation 2.27 individualisé à chaque porteur étudié.

En exprimant le déplacement dx_i de la $i^{\text{ème}}$ particule en fonction de la vitesse totale qu'elle acquiert à un instant donné, nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = q E v_T^i - \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon_i}} \quad (2.28)$$

où v_T^i représente la vitesse totale de la $i^{\text{ème}}$ particule.

L'équation 2.28 exprime la conservation de l'énergie à l'échelle de cette particule.

Nous appliquons cette équation à chaque porteur simulé. Elle est par conséquent différente de l'équation de conservation de l'énergie moyenne introduite au chapitre I dans laquelle figure la vitesse moyenne des

porteurs c'est à dire uniquement la vitesse de drift et le temps de relaxation moyenné sur l'ensemble de la population de porteurs étudiés. Rappelons que cette équation de conservation de l'énergie moyenne n'est correcte que lorsque les gradients spatiaux de champ électrique sont nuls*.

Par contre, dans le cas discuté ici, il nous semble que le fait d'effectuer un bilan d'énergie à l'échelle de la particule et non sur l'ensemble de la population électronique permet d'appliquer l'équation 2.28 dans le cas où le champ électrique varie aussi bien sur l'espace que dans le temps. En effet les phénomènes de diffusion de particules et d'énergie sont pris en compte dans la mesure où il apparaît dans l'expression de v_{Ti} la vitesse de dérive mais aussi les fluctuations de vitesse.

Signalons par ailleurs que lorsqu'on adopte un point de vue microscopique les équations de continuité qui résultent du caractère irréductible des particules sont prises en compte automatiquement et ceci constitue un avantage incontestable de la méthode microscopique.

Une expression plus commode de l'expression 2.28 peut-être obtenue en exprimant la dérivée première $\frac{dE}{dt}$ par son développement limité. On obtient pour l'énergie de la particule i à l'instant j , la relation explicite suivante :

$$E_i^j = E_i^{j-1} + q E(x_i^{j-1}) (x_i^j - x_i^{j-1}) - \frac{E_i^{j-1} - E_0}{\tau_E (E_i^{j-1})} \Delta t \quad (2.29)$$

où $E(x_i^{j-1})$ représente le champ électrique appliqué à la particule i au

* L'équation complète sera donnée au chapitre V traitant du fonctionnement du composant d'un point de vue macroscopique.

temps $j - 1$ et où nous avons fait comme dans la relation 2.25, l'erreur d'un pas sur le temps. Le terme de perturbation qui dépend des positions aux instants consécutifs j et $j - 1$ se rapporte au déplacement total de la particule i . Ainsi, lorsqu'un porteur se déplace par diffusion dans le sens du champ électrique, il acquiert une énergie supplémentaire. Dans le cas contraire, ce terme correspond à un facteur de refroidissement. Il en résulte une distribution de l'énergie des porteurs induite par le phénomène de distribution de vitesse. Nous verrons que cette distribution peut introduire des erreurs dans le transport des porteurs aux champs faibles. Auparavant, voyons comment il est possible de déterminer les fonctions $\mu(\epsilon)$, $D(\epsilon)$ et $\tau(\epsilon)$ qui interviennent dans les équations régissant le transport simplifié.

II.1.3 Détermination des paramètres de transport

La détermination des paramètres de transport en fonction de l'énergie est effectuée à partir des résultats obtenus en régime stationnaire sur la dynamique des électrons et des trous soit par méthode expérimentale, soit par méthode théorique.

Nous calculons les fonctions $\mu(\epsilon)$ et $D(\epsilon)$ en composant les fonctions qui décrivent l'évolution de la vitesse moyenne $v(E)$ et du coefficient de diffusion $D(E)$ en fonction du champ électrique à celle qui donne les variations de l'énergie moyenne $\epsilon(E)$ suivant la valeur du champ électrique appliqué. Le passage aux fonctions composées $\mu(E(\epsilon))$ et $D(E(\epsilon))$ est immédiat après calcul de la fonction réciproque $E(\epsilon)$.

Le calcul du temps de relaxation de l'énergie τ_ϵ est effectué en remarquant que l'équation de conservation de l'énergie moyenne doit être également vérifiée en régime stationnaire. $\tau_\epsilon(\epsilon)$ est alors défini

par la relation :

$$\tau_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}) = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{q v_{SS} E_{SS}} \quad (2.30)$$

où v_{SS} et E_{SS} sont les grandeurs champ électrique et vitesse, associées à l'énergie moyenne \mathcal{E} en régime stationnaire.

Nous donnons dans les tableaux 4 et 5 les références essentielles qui nous ont permis de calculer les fonctions $\mu(\mathcal{E})$ $D(\mathcal{E})$ et $\tau_{\mathcal{E}}$ pour les électrons et les trous respectivement pour le Silicium et pour l'Arséniure de Gallium.

Les fonctions qui relient l'énergie moyenne au champ électrique ont été déterminées exclusivement à partir d'études numériques du transport des porteurs par la méthode de Monte Carlo. Celles qui sont relatives à la vitesse moyenne ont été obtenues principalement par la technique du temps de vol.

On pourra noter que de façon générale peu de références ont été obtenues en ce qui concerne la dynamique des trous, particulièrement pour des valeurs de champ électrique supérieures à 100 kV/cm. C'est ce qui explique l'emploi de la relation d'Einstein généralisée dans la détermination de l'évolution du coefficient de diffusion des trous en fonction du champ électrique.

Précisons enfin que dans le cas où nous ne disposons d'aucun résultat relatif aux champs intenses nous avons extrapolé les résultats obtenus en champs faibles.

A partir de la tabulation des différentes relations qui donnent les paramètres de transport en fonction du champ électrique, il est alors possible d'en déduire la dépendance des grandeurs mobilité, coefficient de diffusion et temps de relaxation de l'énergie en fonction du champ électrique que l'on décrit ensuite par une approximation analytique.



	Electrons dans l'Arseniure de Gallium	Electrons dans le Silicium
$\epsilon(E)$	KASZINSKI et coll [42]	HESS et coll [14]
	HESS et coll [16]	ZIMMERMANN et coll [41]
	SMITH et coll [36]	CANALI et coll [40]
$\nu(E)$	HOUSTON et EVANS [39]	SMITH et coll [36]
	WINDHORN et coll [38]	
$D(E)$	KASZINSKI [42]	JACOBONI et coll [35]

tableau 4

	Trous dans l'Arseniure de Gallium	Trous dans le Silicium
$\epsilon(E)$	PERNISEK [3]	JACOBONI et coll [35]
$\nu(E)$	DALAL et coll [37]	CANALI et coll [40]
	relation d'Einstein généralisée	relation d'Einstein généralisée

tableau 5

La figure 2.17 montre les résultats obtenus pour les électrons de l'Arséniure de Gallium à la température de 300°k , la figure 2.18 les fonctions relatives aux électrons du Silicium.

Les mobilités obtenues sont des fonctions continuellement décroissantes de l'énergie. De très nombreux phénomènes spécifiques au régime non stationnaire telle que la survitesse des porteurs résultent en partie de cette propriété .

En ce qui concerne les coefficients de diffusion, on note pour des énergies supérieures à 0.50 eV des valeurs inférieures à 20 cm²/s pour les deux matériaux considérés.

Si l'on considère les résultats obtenus pour les temps de relaxation on observe des valeurs aux énergies élevées relativement plus faibles (τ_E inférieur à 0.5 p_s.) que celles qui sont usuellement employées pour des énergies proches de l'énergie thermique.

De façon générale les résultats que nous avons utilisés concernant les paramètres de transport sont relativement imprécis, dès que le champ dépasse 100 kV/cm du fait de la difficulté de toute étude théorique ou expérimentale au dessus de cette valeur de champ électrique.

Connaissant les dépendances de toutes les grandeurs en fonction de l'énergie il nous est maintenant possible de calculer dans un semi-conducteur uniforme le mouvement des porteurs à partir des relations 2.25 et 2.28 et d'étudier de cette façon les phénomènes de dérive et de diffusion. Nous nous proposons de montrer que l'utilisation de cette procédure simplifiée peut dans certains cas introduire des erreurs [28] qu'il est nécessaire de préciser avant d'exposer comment nous décrirons l'ionisation par choc.

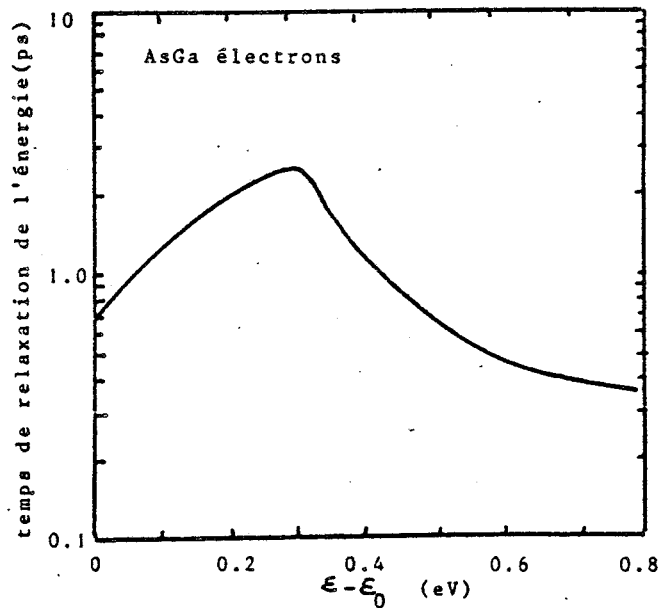
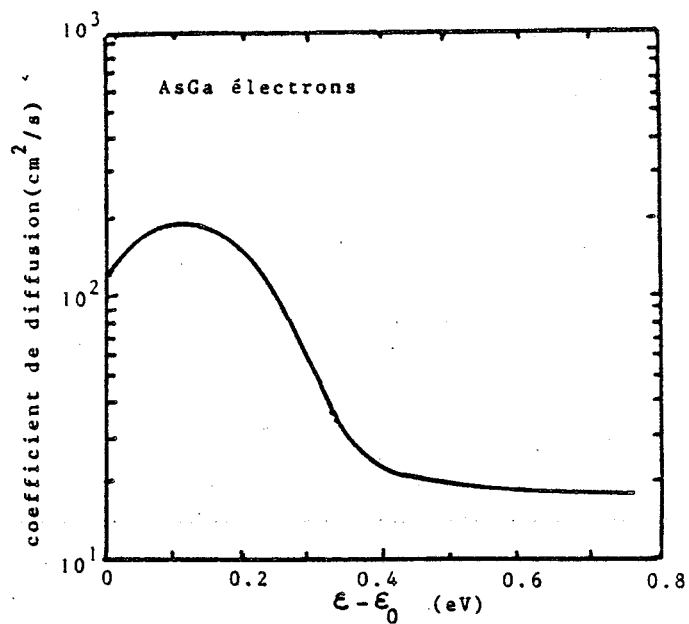
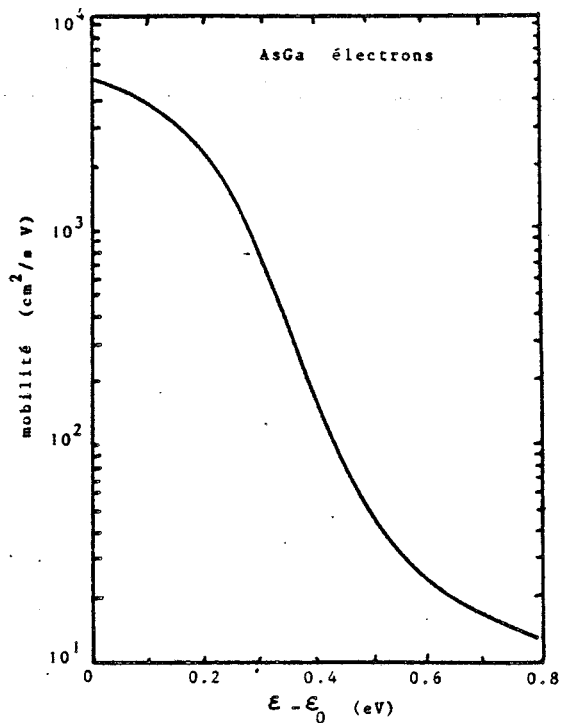


Figure 2.17 Les paramètres de transport électronique en fonction de l'énergie dans l'Arséniure de Gallium

- (a) La mobilité
- (b) Le coefficient de diffusion
- (c) Le temps de relaxation de l'énergie

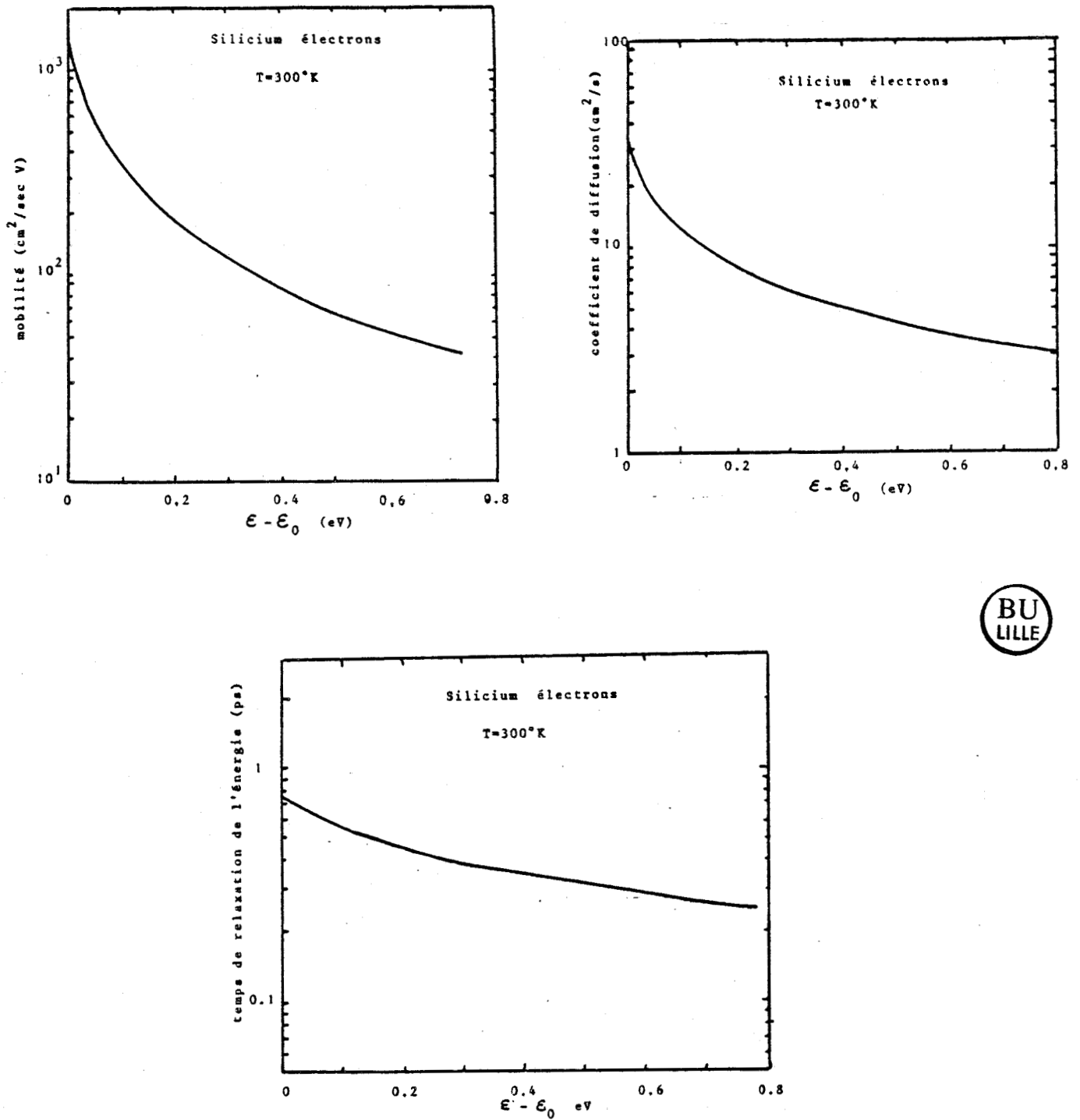


Figure 2.18 Les paramètres de transport électronique en fonction de l'énergie (Silicium)

- (a) La mobilité
- (b) Le coefficient de diffusion
- (c) Le temps de relaxation de l'énergie

II.1.4 La distribution d'énergie et son incidence sur la dérive des porteurs dans un champ électrique

Dans le modèle microscopique qui est proposé ici, la prise en compte du phénomène de diffusion implique que, bien qu'à l'instant initial tous les porteurs ont la même énergie, leurs déplacements au cours du temps vont être différents. Il va en résulter que le travail fourni dans le champ électrique donné par la relation 2.28 ne sera pas la même pour tous les porteurs et qu'en conséquence nous allons observer une distribution d'énergie. Cette distribution d'énergie qui découle de la distribution des vitesses a des répercussions sur la vitesse de dérive moyenne des porteurs, nous nous proposons de le montrer sur un exemple.

Dans ce but, considérons la figure 2.19(a) où nous avons représenté la vitesse moyenne des électrons dans l'Arséniure de Gallium obtenue par la méthode simplifiée décrite précédemment pour différentes valeurs de champ électrique. On considère ici, un semi-conducteur infini soumis à un champ électrique statique et uniforme. Ces valeurs de la vitesse moyenne des électrons obtenues par la méthode particulière sont comparés aux résultats issus des simulations Monte Carlo dans l'Arséniure de Gallium. Malgré le fait que les paramètres utilisés dans la méthode simplifiée sont déduits des résultats Monte Carlo, on remarque que les résultats obtenus par les deux méthodes sont sensiblement différents, ce désaccord étant d'autant plus grand que le pas sur le temps Δt est important. Cette divergence découle directement de la dispersion d'énergie induite par la diffusion des porteurs. Pour le montrer de façon simple, considérons l'évolution de la mobilité des électrons du GaAs en fonction de $\varepsilon - \varepsilon_0$ pour des énergies inférieures à 1 eV figure 2.19(b) et supposons que la distribution d'énergie introduise deux sous-ensembles d'électrons respectivement d'énergie $\bar{\varepsilon} - \Delta\varepsilon$ et $\bar{\varepsilon} + \Delta\varepsilon$. $\bar{\varepsilon}$ représente l'énergie moyenne de l'ensemble des porteurs que nous avons situé dans un premier

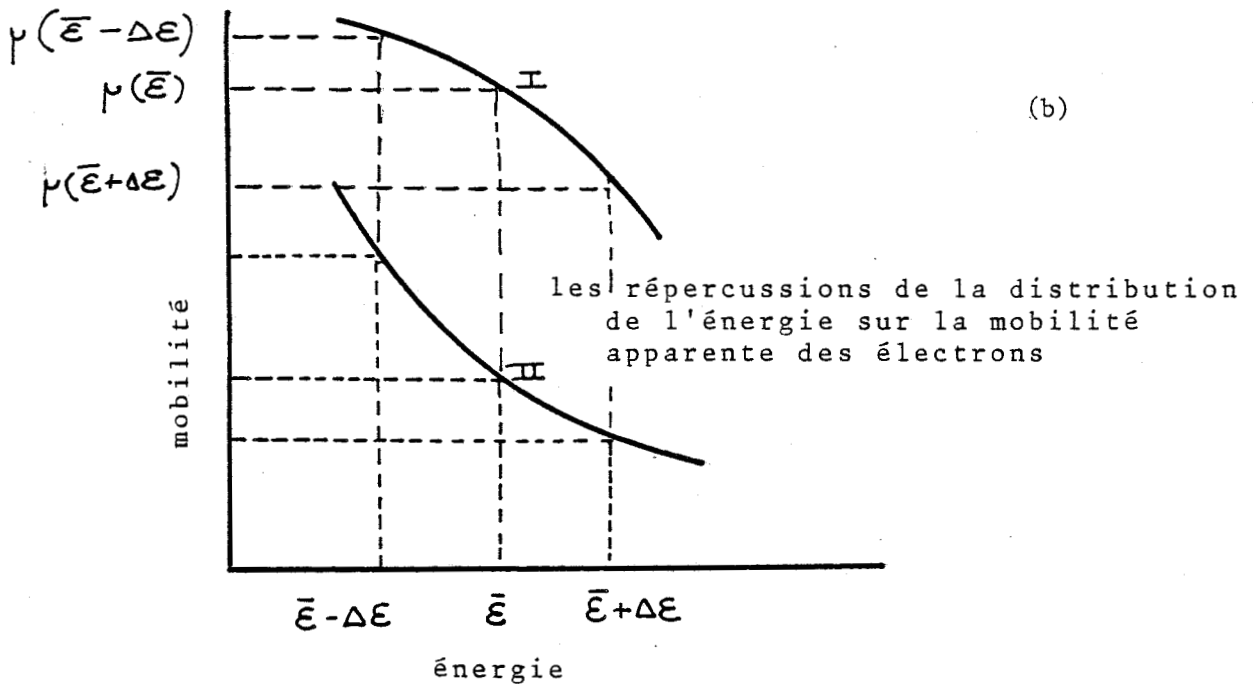
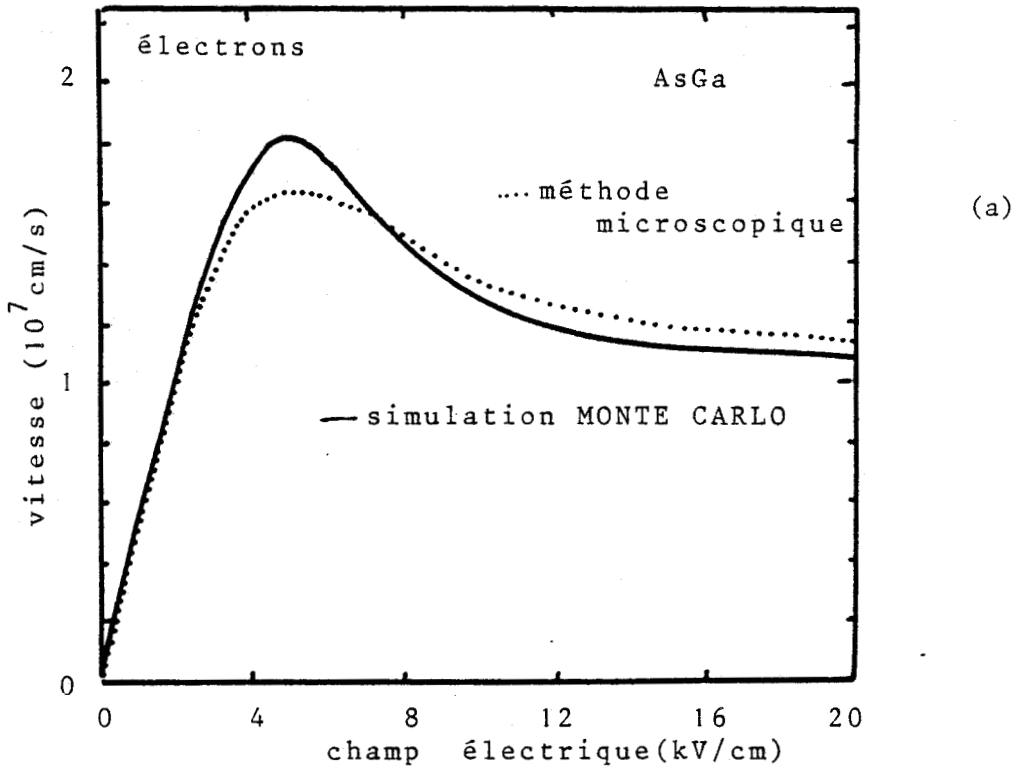


Figure 2.19 Les effets induits par la distribution d'énergie résultant de la prise en compte du phénomène de diffusion

- (a) Variation en fonction du champ électrique de la vitesse moyenne calculée à partir du modèle particulaire dans le GaAs
- (b) Illustration des effets de dispersion d'énergie sur la mobilité électronique du GaAs.

temps du point I de la courbe $\mu(\varepsilon)$. En ce point la concavité de la fonction $\mu(\varepsilon)$ est tournée vers le bas. Si l'on effectue la valeur moyenne respectivement des mobilités $\mu(\bar{\varepsilon}-\Delta\varepsilon)$ et $\mu(\bar{\varepsilon}+\Delta\varepsilon)$ nous obtenons au point I une mobilité $\bar{\mu}$ plus faible que celle correspondant à $\mu(\bar{\varepsilon})$. Il en résulte que nous obtenons par la méthode simplifiée une vitesse plus faible que celle correspondant aux résultats Monte Carlo. C'est bien ce que nous observons dans la partie faible champ de la caractéristique statique de la vitesse. Dans le cas où la concavité est tournée vers le haut, ce qui correspond au point II sur la figure 2.9(b), le raisonnement inverse s'applique. La vitesse est alors plus importante que celle obtenue par la méthode de Monte Carlo.

Ces divergences peuvent paraître inquiétantes. Néanmoins il apparaît qu'elles ne sont significatives que dans le cas où la dispersion d'énergie est importante et que la concavité de la fonction $\mu(\varepsilon)$ est prononcée. Dans notre cas, il faut remarquer que le transport est simulé.

a avec un pas sur le temps très faible de l'ordre de τ_m
b en régime de saturation de vitesse
c pour un coefficient de diffusion obtenu au champ fort par conséquent relativement peu important.

Ces trois raisons font que dans la plupart des cas pratiqués ces erreurs sont négligeables.

Nous disposons donc d'un procédé de simulation simple permettant de décrire les phénomènes de transport électronique dans un semi-conducteur il nous faut maintenant tenir compte de l'ionisation par choc ce que nous nous proposons de faire dans le paragraphe suivant.

II.2 DESCRIPTION SIMPLIFIÉE DU MÉCANISME D'IONISATION PAR CHOC

Nous avons, au cours des paragraphes précédents, donné un

certain nombre d'informations concernant le processus physique d'ionisation par choc.

Nous avons vu tout d'abord que les porteurs ne peuvent ioniser que s'ils possèdent l'énergie de seuil d'ionisation ϵ_S . Nous avons montré ensuite que les particules créées ainsi que le porteur initial ont des énergies, après une collision ionisante, proches du bas de la bande de conduction et de valence et qu'en conséquence ces porteurs ne pourront créer une nouvelle paire électron-trou qu'en acquérant de nouveau, ou à leur tour, l'énergie ϵ_S .

Nous avons montré ensuite, d'une part par une étude de la topologie de la structure de bande que les sites d'énergie supérieure à ϵ_S sont relativement rares et que d'autre part le porteur subit aux champs électriques élevés de très nombreuses interactions avec le réseau cristallin typiquement toutes les $5 \cdot 10^{-15}$ secondes pour une énergie de 1 eV. Il en résulte que l'énergie moyenne du gaz d'électron n'augmente que très faiblement en fonction du champ électrique et nous avons fait préciser ces variations en donnant les résultats de l'étude Monte Carlo effectués à l'Université d'Illinois.

Nous avons enfin montré comment un porteur acquiert l'énergie de seuil. Ce n'est que lorsqu'un électron ou un trou a son vecteur d'onde associé près des zones d'énergie élevée à la suite d'un choc diffusant, qu'il acquiert très rapidement presque ballistiquement l'énergie de seuil d'ionisation.

L'ionisation par choc est donc un mécanisme physique relativement complexe et qui se manifeste de façon très rapide dans le temps.

Afin de simplifier la modélisation de ce phénomène physique nous adopterons un point de vue probabiliste en nous intéressant en premier lieu à la création effective d'une paire électron trou et en second lieu à la description de l'état des porteurs résultants après une collision ionisante.

II.2.1 Description de la création d'une paire électron-trou

L'hypothèse essentielle sera d'admettre que tout porteur au sein du semi-conducteur a une probabilité $P(\epsilon_i)$ de produire une paire électron trou durant le temps Δt où ϵ_i représente l'énergie de la particule considérée.

Cette façon de procéder sous entend que le porteur étudié est le représentant d'un sous ensemble d'électrons ou de trous dont une partie seulement va subir des collisions ionisantes durant l'intervalle de temps Δt . Le pourcentage de ces porteurs est alors égal à $P(\epsilon) \Delta t$. Nous faisons ainsi abstraction des distributions réelles d'énergie dont nous avons vu quelques exemples sur la figure 2.10, tout en décrivant cependant la queue de distribution située au delà de l'énergie de seuil et qui rend compte pratiquement de l'ionisation par choc. Par ailleurs, on peut noter, que compte tenu de cette hypothèse le porteur représentatif peut ioniser tout en ayant une énergie très inférieure à l'énergie de seuil. Cette énergie correspond en fait à l'énergie moyenne du sous ensemble considéré.

Une autre façon de se représenter les choses est d'utiliser l'image physique de l'ionisation donnée précédemment (figure 2.14). Durant le temps d'observation Δt , le porteur subit de très nombreux chocs diffusants et ce n'est que durant le temps dt très court où son énergie est supérieure à l'énergie de seuil qu'il a la possibilité effective d'ioniser. La probabilité pour le porteur d'ioniser est alors proportionnelle à $dt/\Delta t$ et elle dépendra de l'énergie moyenne du porteur considéré.

La probabilité $P(\epsilon_i)$ de choc ionisant étant supposée connue (le procédé exact de calcul sera exposé au paragraphe II.2.3), l'ionisation effective d'un atome du réseau cristallin peut alors être décrite en appliquant une procédure de décision analogue à celle qui est utilisée dans les

simulations de Monte Carlo.

La probabilité $P(\epsilon_i)$ est comparée à un nombre aléatoire r tiré dans une distribution uniforme entre 0 et 1. Lorsque le tirage est favorable c'est à dire si le nombre r est inférieur à $P(\epsilon_i)$, le porteur que l'on étudie crée une paire électron trou.

Il s'agit à présent de décrire l'état du porteur initial et des porteurs ainsi créés après cette collision ionisante.

II.2.2 Description de l'état des porteurs résultants après ionisation

Si l'on se réfère à l'ionisation par choc dans l'espace des vecteurs d'onde, le porteur initial perd pratiquement l'intégralité de l'énergie qu'il possédait avant le choc c'est à dire pratiquement l'énergie de seuil.

Les porteurs résultant quant à eux sont créés à une énergie pratiquement nulle. Il est bien évident que dans le cadre des hypothèses qui sont faites dans notre modèle on ne puisse retrancher de l'énergie du porteur initial, après la collision ionisante, l'énergie de seuil puisque celui-ci en étant représentatif d'un sous ensemble de porteurs n'a pas concrètement une énergie supérieure à ϵ_S .

Deux solutions peuvent néanmoins être envisagées :

La première procédure consiste à réinitialiser l'énergie du porteur initial et des porteurs créés après un choc ionisant à une énergie pratiquement égale à celle correspondant à l'équilibre thermique ou à une énergie faible devant l'énergie moyenne du gaz d'électrons ou de trous. Physiquement ceci traduit le fait que les porteurs se trouvent dans le bas de bandes de conduction et de valence après une création paire électron trou.

La seconde procédure est d'introduire de façon explicite l'énergie de seuil ε_S en imposant aux porteurs qui viennent d'ioniser ou d'être créés, d'acquérir dans le champ électrique une énergie au moins égale à ε_S avant d'ioniser de nouveau.

Avant de poursuivre ces deux raisonnements, essayons de déterminer les implications des hypothèses qui y sont faites.

La première procédure est illustrée sur la figure 2.20(a). Nous y avons représenté l'énergie que possède le porteur initial au cours du temps. A l'instant t_i , ce porteur subit une collision ionisante. Nous réinitialisons alors son énergie à l'énergie thermique ε_0 . Sur cette même figure nous avons schématisé sa probabilité $P(\varepsilon_i)$ d'ioniser au cours du temps. Celle-ci est en moyenne constante pour des temps inférieurs à t_i . Immédiatement après le choc ionisant la probabilité $P(\varepsilon_i)$ devient négligeable. La fonction $P(\varepsilon)$, comme nous le verrons, est une fonction qui décroît très rapidement lorsque l'énergie diminue et elle est pratiquement nulle pour $\varepsilon_i = \varepsilon_0$. Ce n'est que progressivement que le porteur va recouvrir une probabilité égale à celle calculée avant le choc ionisant.

Ainsi il est possible de décrire le fait que le porteur ne puisse ioniser immédiatement après avoir subi une collision ionisante. Par ailleurs, la dynamique du porteur après la création paire électron trou est fortement non stationnaire puisque nous créons un porteur froid dans un champ électrique extrêmement élevé (voir le paragraphe III.2 du chapitre d'introduction).

La seconde procédure est illustrée sur la figure 2.20(b). Nous avons supposé ici que la collision ionisante qui intervient au temps t_i ne modifie pas l'énergie du porteur au cours du temps représenté sur cette même figure . Néanmoins comme le porteur ne peut physiquement ioniser tant qu'il n'a pas acquis l'énergie de seuil la probabilité $P(\varepsilon_i)$ que nous donnons

sur la figure 2.20(b) est annulée durant un temps correspondant à l'acquisition de ϵ_S . Dans ce cas, le transport du porteur après ionisation ne présente pas de régime transitoire. On isole ainsi l'un des traits caractéristiques de l'ionisation à savoir que le porteur n'ionise qu'en ayant une énergie supérieure à ϵ_S mais par contre on ne prend pas en compte les survitesses éventuelles.

Le tableau 6 regroupe les deux méthodes qui peuvent être utilisées pour déterminer si une paire électron trou est créée. Au cours de ce travail, nous utiliserons tour à tour ces deux façons de procéder et nous dirons à chaque fois la méthode à suivre.

Nous venons d'indiquer les solutions qui peuvent être utilisées pour décrire l'ionisation par choc dans l'espace géométrique, il s'agit à présent de déterminer pratiquement la probabilité individuelle d'ioniser $P(\epsilon_i)$.

II.2.3 Détermination de la probabilité d'ionisation

II.2.3.1 Sa détermination à partir des coefficients d'ionisation macroscopique

Si des porteurs se déplacent à vitesse saturée dans un semi-conducteur soumis à un champ intense, des collisions ionisantes se produisent en moyenne toutes les $(\alpha_V v_S)^{-1}$ secondes.

Dans cette expression α_V est le coefficient d'ionisation macroscopique v_S est la vitesse de saturation qui représente la vitesse moyenne des porteurs aux champs élevés. Nous en déduisons qu'au bout du temps Δt un porteur a en moyenne $\alpha_V v_S \Delta t$ chance d'ioniser.

La détermination de la probabilité individuelle d'ioniser est

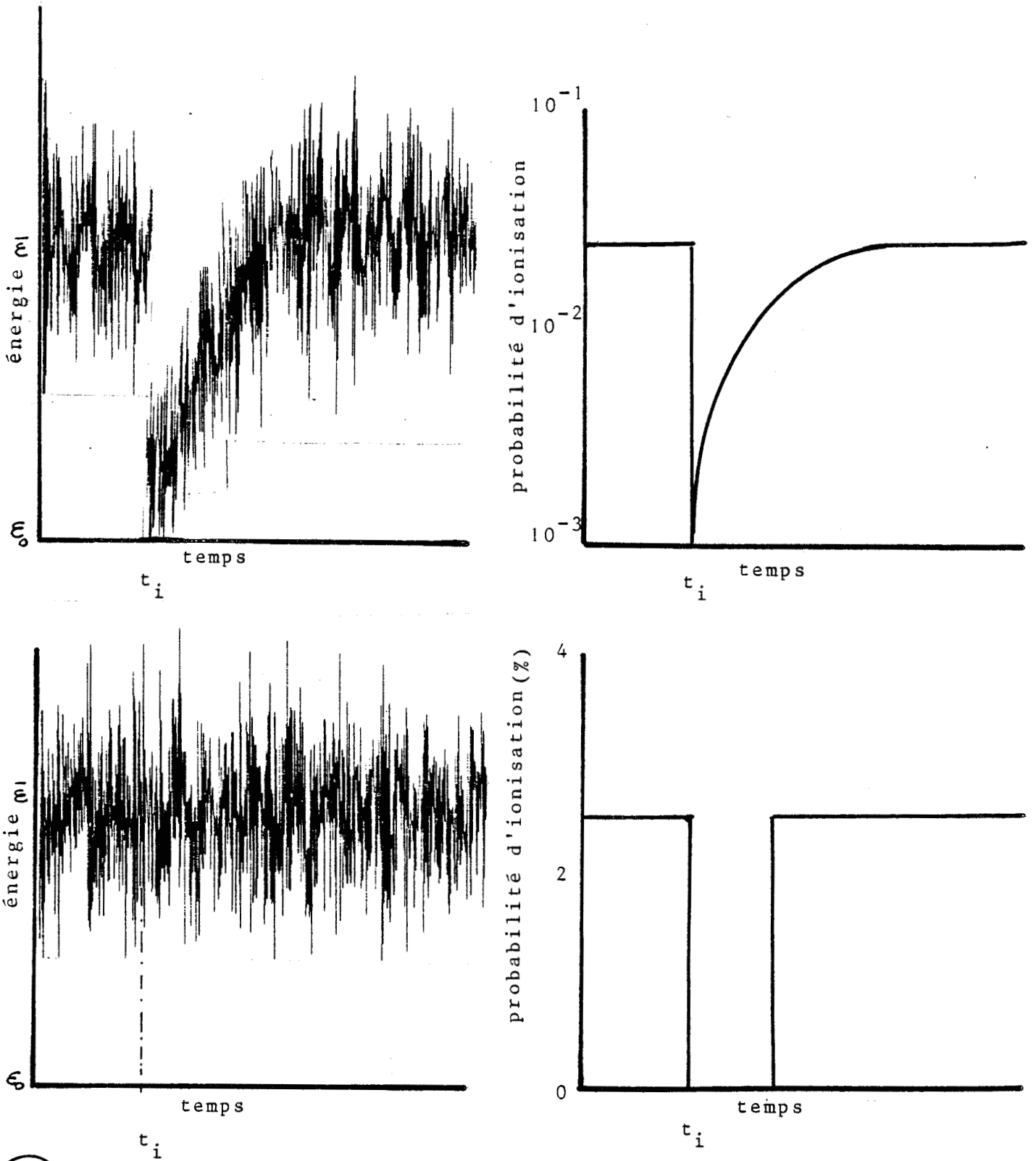


Figure 2.20 La description du refroidissement des porteurs :
ses implications sur la probabilité d'ioniser

- (a) L'énergie du porteur est réinitialisé après la collision ionisante qui intervient au temps t_i .
- (b) L'énergie du porteur est inchangée. Cependant le porteur est astreint à acquérir l'énergie de seuil dans le champ électrique

Les HYPOTHESES SUR		Les CONSEQUENCES SUR	
La condition d'ionisation	l'état du porteur après choc ionisant	le transport	la multiplication
tirage favorable	perte d'énergie	survitesse	probabilité d'ioniser négligeable après une collision ionisante
tirage favorable + Energie gagnée depuis un choc ionisant > énergie de seuil	état d'énergie inchangé	vitesse stationnaire	probabilité nulle sur la distance $\frac{E_i}{qE}$

Tableau 6 : Les hypothèses et les conséquences d'une description simplifiée de l'ionisation par choc

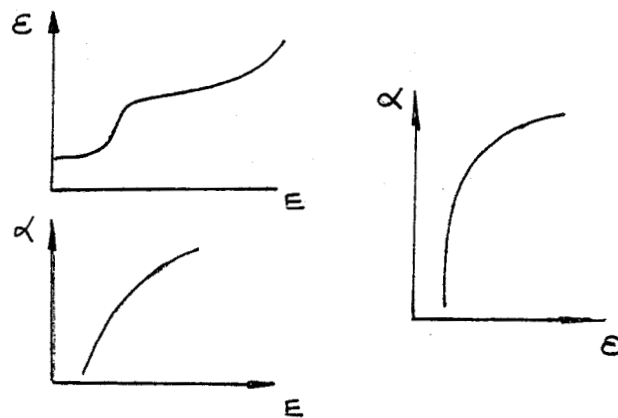
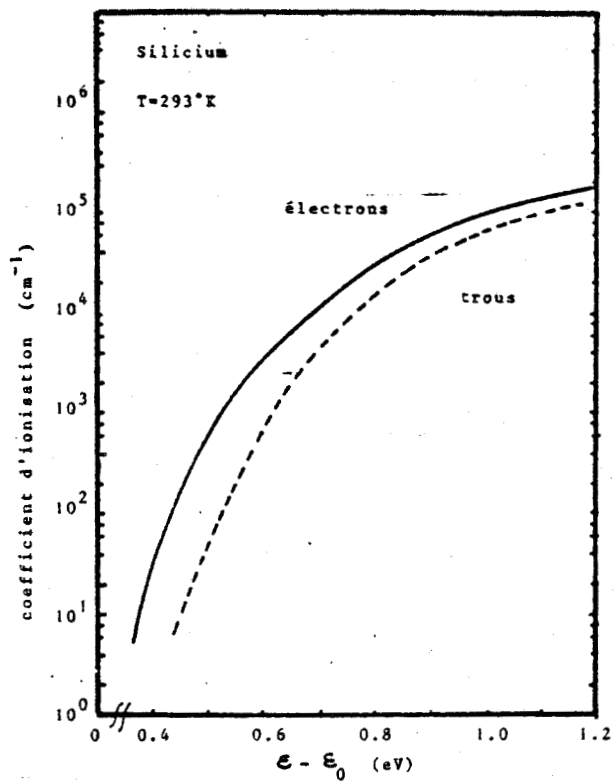
alors immédiate en appliquant le raisonnement précédent à chaque porteur représentatif d'un sous ensemble d'électrons ou de trous. Par ailleurs, comme la probabilité $P(\epsilon_i)$ est une fonction de l'énergie individuelle de la particule, le coefficient d'ionisation n'est plus ici considéré comme une fonction du champ électrique local mais de l'énergie ϵ_i .

La probabilité $P(\epsilon_i)$ s'écrit alors* :

$$P(\epsilon_i) = \alpha(\epsilon_i) v_s dt \quad (2.31)$$

Pratiquement la détermination de la fonction $\alpha(\epsilon)$ se fait suivant une procédure identique à celle que nous avons employée pour calculer les paramètres de transport $\mu(\epsilon)$ et $D(\epsilon)$. La figure 2.21 donne les résultats obtenus en ce qui concerne l'évolution en fonction de l'énergie des coefficients d'ionisation des électrons respectivement pour le Silicium et l'Arséniure de Gallium. On utilise en pratique les coefficients d'ionisation expérimentaux en fonction du champ électrique proposés par GRANT [43] et PRIBETICH [30]. On pourra noter que les coefficients d'ionisations ainsi obtenus sont des fonctions très rapidement croissantes de l'énergie. Ceci découle en grande partie de la saturation de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique au fur et à mesure que le champ appliqué augmente. En haut de la figure 2.22 nous avons résumé les différentes étapes de calcul qui permettent d'établir ces résultats.

* On peut remarquer que nous avons fait figurer dans l'expression de la probabilité P_i , la vitesse de saturation v_s et non la vitesse individuelle. Cette hypothèse est faite tout d'abord par souci de simplifier, la dépendance sur l'énergie intervenant uniquement sur $\alpha(\epsilon)$. Néanmoins, on peut la justifier par la notion de sous ensemble d'électrons ou de trous dont le porteur considéré est le représentant (voir paragraphe précédent). v_s correspond dans ce cas à la moyenne des vitesses instantanées des porteurs de ce sous ensemble.



(a)



(b)

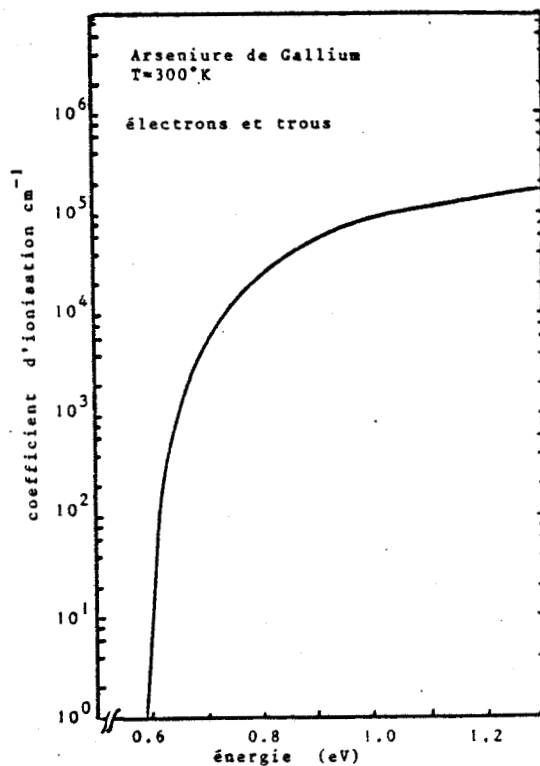


Figure 2.21 Les coefficients d'ionisation des électrons en fonction de l'énergie

- (a) Silicium
- (b) Arséniure de Gallium

Ce passage d'une grandeur macroscopique: le coefficient d'ionisation moyen à une grandeur physique à l'échelle de la particule : la probabilité individuelle d'ioniser, s'il est relativement intuitif n'est cependant pas correct lorsque l'on tient compte du fait qu'après un choc ionisant les porteurs vont devoir acquérir l'énergie ε_s avant de créer de nouveau une paire électron trou. Nous nous proposons de le montrer dans le paragraphe suivant.

II.2.3.2 Le passage du coefficient d'ionisation moyen à la probabilité individuelle d'ioniser

Nous venons de voir, que la probabilité individuelle $P(\varepsilon_i)$ pour un porteur d'ioniser ne peut être définie indépendamment de son histoire. $P(\varepsilon_i)$ est affecté par les ionisations successives (procédé 1), quelles que soient les hypothèses retenues : perte d'énergie ou condition supplémentaire à la création d'une paire électron trou (procédé 2) . On pourra à ce propos se reporter à la figure 2.2D.

Pour mettre en évidence l'incidence de la prise en compte du passé de chaque porteur simulé sur le coefficient d'ionisation moyen, considérons l'expérience numérique suivante :

A partir de notre description du transport et de l'ionisation dans l'espace géométrique , calculons le nombre de paires électron trou créées par unité de longueur dans la direction du champ électrique appliqué.

Dans ce but, il nous suffit d'étudier le mouvement au cours du temps d'un seul porteur qui se déplace dans l'espace géométrique que nous supposerons infini. Le temps d'observation doit être pris suffisamment long pour que le porteur considéré ionise plusieurs fois, même lorsque le champ électrique appliqué, supposé ici uniforme est relativement faible.

Dans l'exemple considéré nous utiliserons le procédé 2 c'est à dire que le porteur ne peut ioniser que si d'une part le tirage du nombre aléatoire r est favorable et d'autre part l'énergie acquise depuis sa dernière ionisation est supérieure à l'énergie de seuil.

Dès que ces deux conditions sont réalisées, le porteur crée une paire électron trou, les particules résultantes n'étant pas considérées dans cette expérience numérique.

La distance moyenne parcourue parallèlement au champ électrique, rapportée au nombre d'événements ionisants nous donne le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes. En prenant l'inverse de cette distance nous en déduisons le coefficient d'ionisation moyen par unité de longueur.

La figure 2.2 présente les résultats obtenus pour les électrons et les trous du Silicium quand d'une part on tient compte qu'un porteur ne peut ioniser que s'il a acquis une énergie au moins égale à l'énergie du seuil, nous l'appellerons à présent la condition 2 (trait continu) et quand d'autre part on ne tient pas compte de cette condition supplémentaire (traits pointillés). Nous avons également reporté en traits interrompus les variations du coefficient expérimental de GRANT [43] à partir desquelles la probabilité $P(\epsilon_i)$ est calculée.

Remarquons tout d'abord que lorsque la condition 2 est négligée, l'on retrouve par la méthode particulière le coefficient d'ionisation expérimental de GRANT.

En revanche lorsque cette condition est appliquée au niveau de la probabilité individuelle pour un porteur d'ioniser, on observe une saturation plus importante des valeurs du coefficient d'ionisation moyen au fur et à mesure que le champ électrique augmente.

Pour comprendre ce phénomène de saturation du nombre de paire électron trou qui apparaît lorsque le champ électrique devient extrêmement

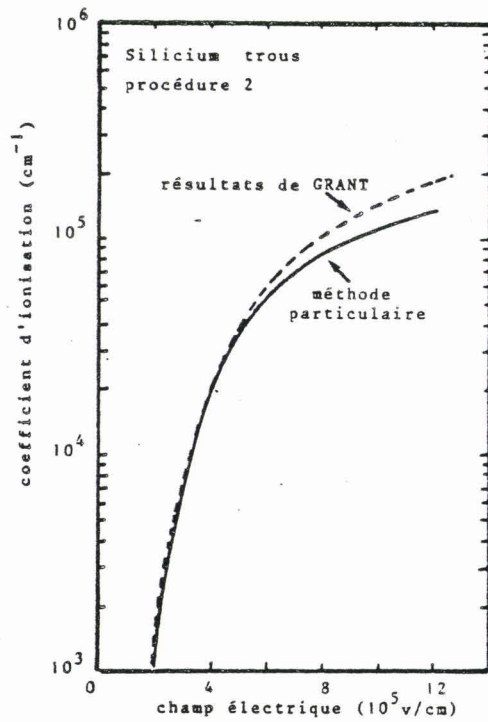
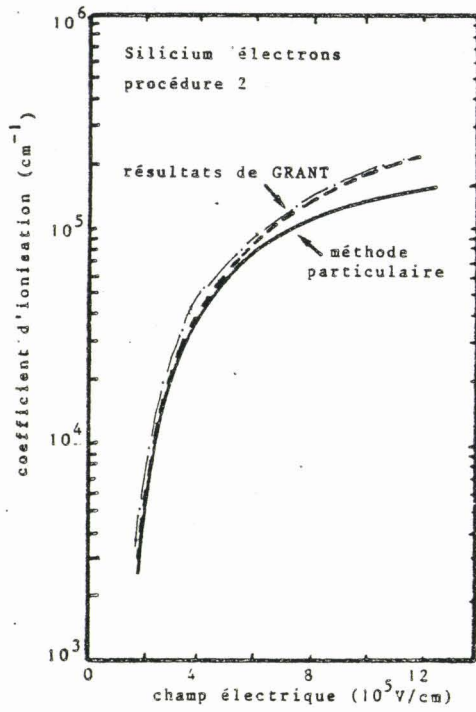


Figure 2.22 Le passage du coefficient d'ionisation moyen à la probabilité individuelle d'ioniser (procédure 2): comparaison entre les évolutions de α donnés dans la référence [] et ceux obtenus à partir du modèle particulière.

élevé, nous allons introduire la probabilité $P(x) dx$ de trouver un porteur qui ionise entre l'abscisse x et l'abscisse $x+dx$ sachant qu'il a été créé à l'abscisse $x = 0$. L'intérêt de cette fonction est qu'elle fait intervenir explicitement la distance moyenne entre deux collisions ionisantes et par conséquent le coefficient d'ionisation moyen.

Lorsque l'on néglige la condition 2, le calcul de $P(x) dx$ est classique. Pour trouver un porteur qui ionise entre x et $x + dx$, il faut tout d'abord que celui-ci ne subisse pas de collision ionisante avant d'atteindre l'abscisse x , puis, qu'il ionise entre x et $x+dx$.

La probabilité $P(x)$ a dans ce cas pour expression :

$$P(x) = e^{-\alpha_v x} \alpha_v \quad (2.31)$$

où α_v est le coefficient d'ionisation en volume.

Nous avons supposé ici que les propriétés d'ionisation du porteur ne dépendent pas des ionisations successives. Dans ce contexte la probabilité d'ioniser lorsqu'il se déplace dans l'espace géométrique est constante quelle que soit l'abscisse où il se trouve.

Sur la figure 2.23(a), nous avons représenté la probabilité $P(\epsilon_1)$ supposée dans ce cas uniforme sur l'espace ainsi que la fonction $P(x)$ donnée par la relation 2.31. $P(x)$ est une fonction exponentielle décroissante qui fait intervenir la distance moyenne entre deux collisions ionisantes égales à $x_v = 1/\alpha_v$.

A présent effectuons un raisonnement analogue en supposant que le porteur qui vient d'ioniser ou qui vient d'être créé doit satisfaire à la condition 2 avant de créer une nouvelle paire électron trou. Dans ce cas la probabilité d'ioniser n'est plus constante en fonction de l'abscisse.

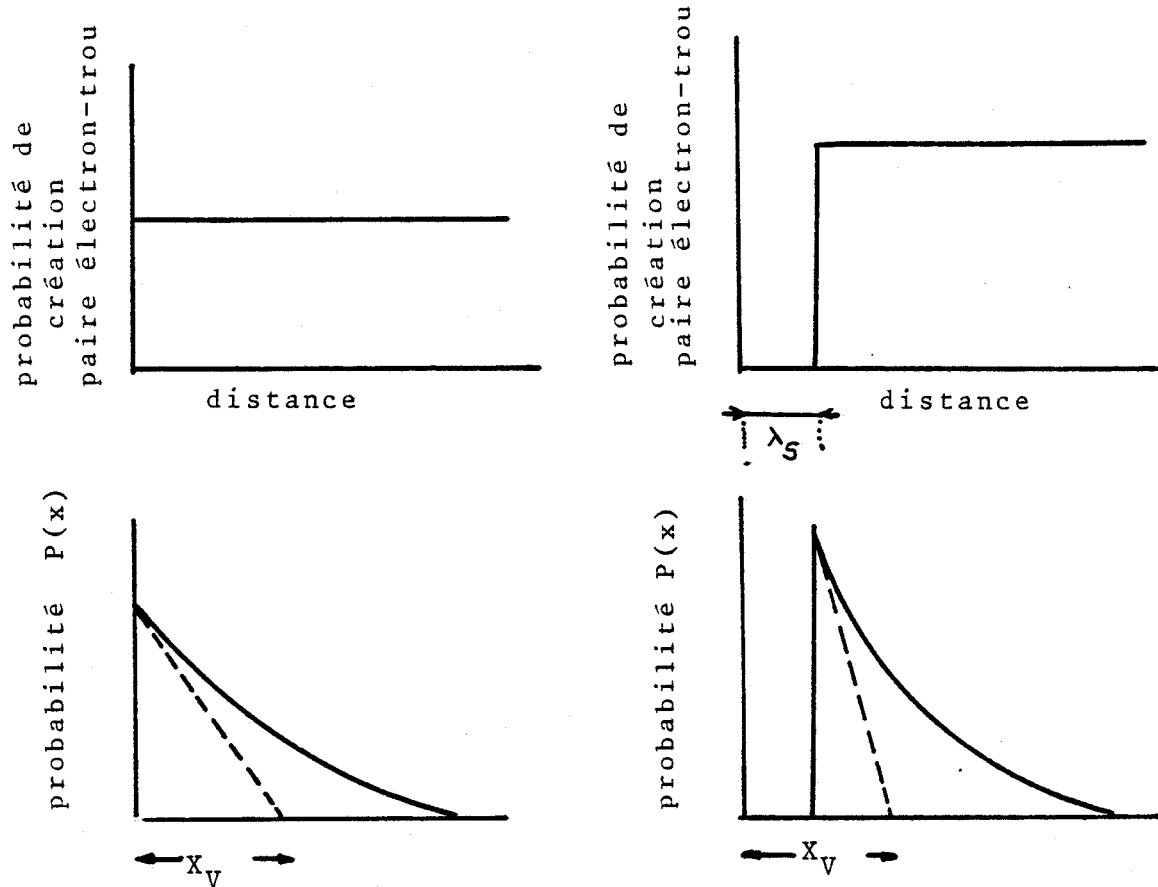
En effet le porteur au cours de son déplacement dans le champ électrique doit parcourir au moins la distance $\lambda_S = \frac{\epsilon_S}{E_q}$, pour espérer avoir une énergie égale à ϵ_S et retrouver une probabilité non nulle d'ioniser. Sur la figure 2.24(b), nous avons représenté la fonction $P(\epsilon_i)$ que l'on obtient compte tenu de ces hypothèses ainsi que la fonction $P(x)$ qui en découle. On remarque que le fait d'introduire la condition 2 a pour conséquence d'annuler la fonction $P(x)$ sur la distance λ_S .

Lorsque les champs électriques sont faibles, la distance λ_S est négligeable devant la distance moyenne entre deux collisions ionisantes. Les résultats obtenus d'une part en imposant au porteur d'acquérir l'énergie de seuil après une ionisation et d'autre part en négligeant cet effet sont alors très voisins.

Au fur et à mesure que le champ électrique augmente la distance λ_S prend de plus en plus d'importance si on la compare à la distance moyenne nécessaire à la création d'une paire électron trou. En première approximation en effet le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes varie comme l'inverse d'une fonction exponentielle du champ électrique alors que la distance λ_S est inversement proportionnelle au champ électrique.

Pour des champs électriques très élevés, le porteur doit alors parcourir en moyenne une distance plus importante et par conséquent, le nombre de paires électron trou créées par unité de longueur est plus faible que lorsque la condition 2 est négligée.

La réalisation de l'expérience numérique précédente et son interprétation nous permet de conclure que la prise en compte, du fait que le porteur pour ioniser doit acquérir après sa création l'énergie ϵ_S a pour conséquence directe de saturer les valeurs de coefficients d'ionisation au fur et à mesure que le champ électrique augmente.



X_V = distance moyenne pour ioniser

λ_s = espace noir

$P(x)$ = probabilité de trouver un porteur qui ionise entre les abscisses x et $x+dx$

Figure 2.23 Influence des effets d'énergie de seuil sur le coefficient d'ionisation

- (a) La probabilité d'ioniser est uniforme sur l'espace
- (b) La probabilité d'ioniser est nulle sur la distance λ_s . On pourra noter que la probabilité $P(\epsilon_i)$ a été majorée afin de conserver l'équivalence des libres parcours moyen entre deux collisions ionisantes.

Il est bien évident que le coefficient d'ionisation macroscopique que l'on déduit expérimentalement tel que celui de GRANT [43] est affecté par ses effets.

Dans la mesure où nous utilisons des grandeurs macroscopiques pour définir une probabilité individuelle d'ioniser et que par ailleurs, nous tenons compte de la condition 2, nous risquons d'obtenir un taux d'ionisation apparent plus faible que le coefficient d'ionisation réel. En effet, le fait que le porteur doit acquérir ϵ_S avant d'ioniser est déjà pris en compte d'une part dans le calcul de $P(\epsilon_i)$ et d'autre part dans la condition supplémentaire imposée au porteur pour pouvoir créer une paire électron trou.

Afin d'obtenir par notre méthode un coefficient d'ionisation en volume correspondant au coefficient d'ionisation macroscopique expérimental, il s'avère, qu'il faut majorer la probabilité $P(\epsilon_i)$.

Cette nouvelle valeur de la probabilité individuelle d'ioniser que nous noterons $P_m(\epsilon_i)$ peut s'obtenir à partir d'un raisonnement assez simple. En première approximation on peut écrire :

$$X_V = \lambda_i + \lambda_S \quad (2.32)$$

où X_V représente le libre parcours moyen entre deux chocs ionisants, obtenu expérimentalement et λ_i celui qui serait obtenu lorsque la condition 2 ne s'appliquait pas.

Sachant que les taux d'ionisation comme les probabilités d'ioniser sont inversement proportionnels au libre parcours moyen on obtient alors :

$$P_m(\epsilon_i) = \frac{P(\epsilon_i)}{1 - \lambda_S \alpha_V(\epsilon)} \quad (2.33)$$

On obtient alors l'équivalence des distances caractéristiques qui interviennent dans les fonctions $P(x)$.

La relation 2.33 montre que la différence entre $P_m(\epsilon_i)$ et $P(\epsilon)$ est significative pour les énergies très élevées, la correction pour les énergies moyennes étant très limitée. C'est pourquoi dans la plupart de nos simulations, nous avons utilisé $P(\epsilon)$ et non $P_m(\epsilon)$. Il est bien évident qu'une étude rigoureuse de diodes fonctionnant en champ électrique très élevé nécessite l'utilisation de l'équation 2.32.

Les concepts que nous venons de développer dans ce paragraphe dérivent des mêmes principes physiques que ceux introduits par OKUTO et CROWELL [22] dans leur définition de la probabilité d'ionisation non localisée.

Confrontés à des désaccords théorie expérience dans le Silicium ces auteurs ont introduit, comme nous l'avons fait ici, la zone inactive λ_S sur laquelle le porteur ne peut ioniser. Ces auteurs ont appelé cette distance espace noir, nous emploierons à présent cette terminologie.

Le travail d'OKUTO et CROWELL a été poursuivi par CHWANG [17] qui a calculé plus rigoureusement la probabilité en tenant compte de la distribution des énergies. Sur la figure 2.25 nous donnons les densités de probabilité exactes obtenues par cet auteur. Les valeurs de champ électrique sont ici normalisées par rapport au champ E_S défini par la relation :

$$E_S = \frac{\epsilon_S}{q \lambda_R}$$

Le champ E_S représente donc physiquement le champ nécessaire pour gagner l'énergie ϵ_S en un libre parcours moyen entre deux chocs diffusants. On constate d'une part que la schématisation introduite sur la figure 2.24 est relativement exacte et d'autre part l'importance de plus en plus grande de l'espace

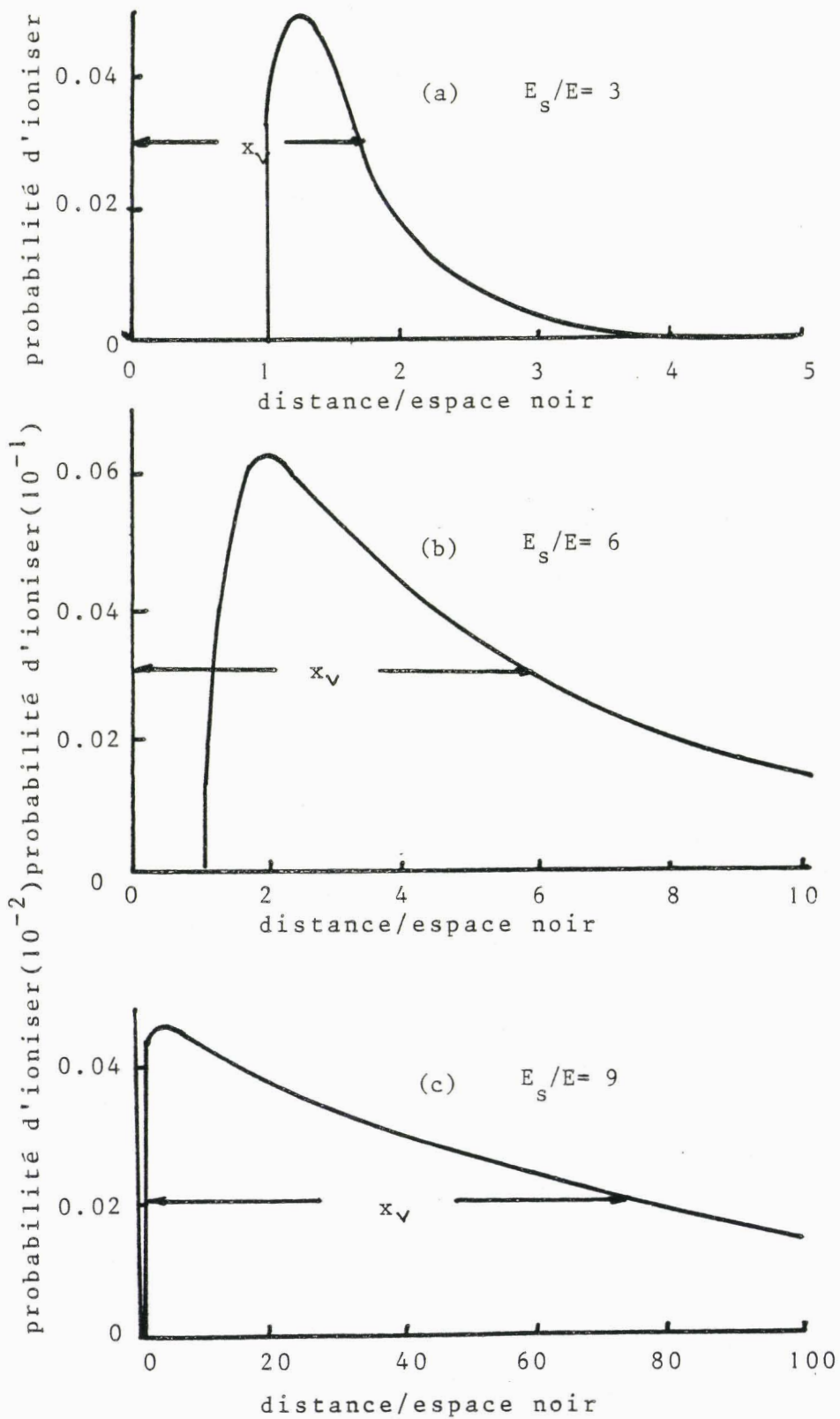


Figure 2.24 Répartition spatiale de la probabilité d'ionisation selon CHWANG [17]

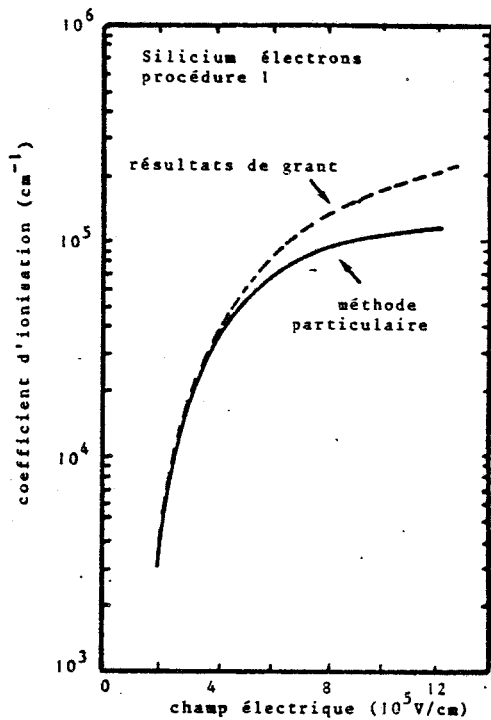
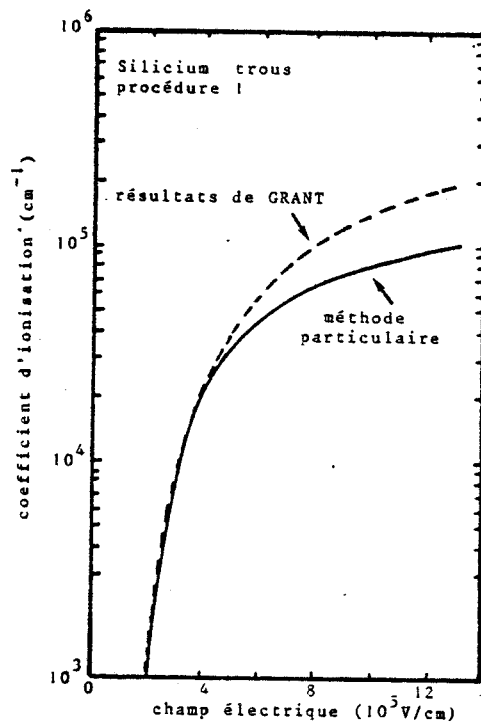


Figure 2.25 Le passage du coefficient d'ionisation moyen à la probabilité individuelle d'ioniser (procédure 1): comparaison entre les évolutions de α données dans la référence [43] et ceux obtenus à partir du modèle particulaire



comparativement à la distance moyenne nécessaire pour ioniser.

Précisons également que dans le cas où l'on utilise la première procédure pour prendre en compte l'ionisation des porteurs caractérisée par une réinitialisation de l'énergie des porteurs à l'énergie thermique, on rencontre les mêmes difficultés quant à la détermination des densités de probabilité $P(\epsilon_i)$ et $P(x)$. La figure 2.25 donne les résultats d'une simulation identique à celle décrite précédemment. Les traits pleins caractérisent les résultats obtenus lorsque les pertes d'énergie sont incluses alors que les traits pointillés désignent les variations du coefficient d'ionisation expérimental α_V .

On peut noter des valeurs de coefficients d'ionisation obtenues par la simulation microscopique également plus faibles que les résultats expérimentaux. L'interprétation de cette divergence est analogue à celle avancée précédemment. Il est bien évident que le fait de considérer des porteurs froids après un choc ionisant, diminue la probabilité d'ionisation par choc.

En revanche, le transport dans ce cas est fortement non stationnaire et il est sans doute plus difficile de déterminer la probabilité modifiée. En effet, comme nous allons le voir maintenant, les phénomènes de transport non stationnaire se produisant après ionisation sont difficiles à prendre en compte exactement.

II.2.4 Le traitement des survitesses

En toute rigueur, le traitement théorique de transport non stationnaire que l'on doit observer après une création paire électron trou ne peut être effectué qu'en ayant recours à la simulation du mouvement dans l'espace des vecteurs d'onde, lorsque tous les mécanismes d'interactions sont

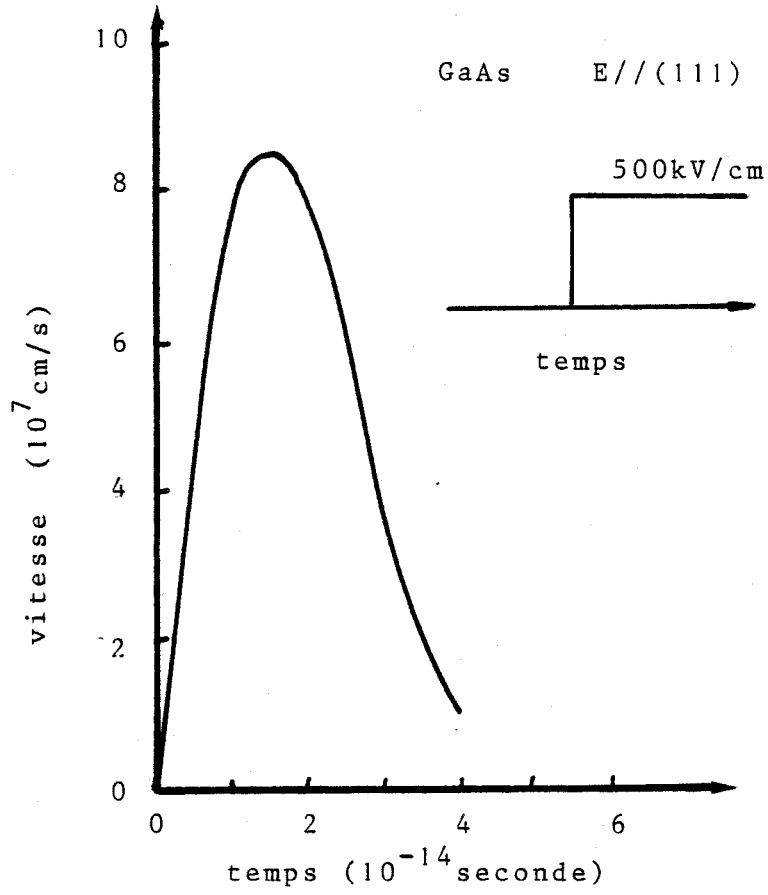


Figure 2.26 Réponse transitoire de la vitesse électronique dans l'Arséniure de Gallium à un créneau de champ électrique de 500kv/cm

pris en compte.

Pour essayer cependant d'étudier quelle peut être l'importance des survitesses éventuelles, nous allons considérer le mouvement d'un porteur dont le vecteur d'onde \vec{k} est nul à l'instant initial soumis brutalement à un champ de 500 kV/cm en admettant, par ailleurs, qu'il évite tous les chocs [24]

La vitesse qu'il acquiert au cours du temps est alors donnée par les deux équations du mouvement suivant :

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{\hbar} \quad (2.34)$$

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \epsilon(\vec{k})$$

La figure 2.26 donne le résultat de cette simulation pour un électron de l'Arséniure de Gallium lorsque le champ électrique est appliqué dans la direction $\langle 111 \rangle$. Le maximum de vitesse observé est ici de $8 \cdot 10^7$ cm/s. Il est également très important de noter que l'échelle des temps dans ce cas est de l'ordre de la centième picosecondes.

Il est bien évident que ce régime ballistique peut être interrompu à tout moment par une collision diffusante ou ionisante.

Ainsi dans le cas qui est présenté ici, les simulations Monte Carlo ont montré que l'électron parcourt en moyenne une distance de 200 Å et qu'il subit sa première diffusion au bout de $3 \cdot 10^{-14}$ s [16]

Incorporer ces survitesses de manière exacte dans notre simulation est impossible. La raison essentielle vient du fait que le transport des porteurs que nous utilisons est toujours décrit en négligeant les effets inertiels. Si cette hypothèse nous permet d'effectuer des simulations avec un incrément temporel plus important et d'étudier ainsi le régime dynamique, elle ne permet pas cependant de décrire le mouvement des porteurs aux temps très

voisins de l'instant initial où les vitesses maximales sont obtenues.

Néanmoins une prise en compte approchée de ce phénomène survitesse peut être effectuée :

- dans le cas du procédé 1 en réinitialisant l'énergie instantanée des porteurs après une collision ionisante au lieu de l'énergie thermique à une énergie telle que le régime transitoire décrit par la relation $v = \mu(\epsilon) E$ soit proche des conditions réelles décrites par des méthodes plus exactes telle que la méthode de Monte Carlo. C'est cette façon de procéder que nous avons appliquée dans la majorité des études. L'énergie prise en pratique est de 0.6 eV.

- dans le cas du procédé 2 pour lequel l'énergie après ionisation est prise égale à l'énergie moyenne des porteurs en imposant un déplacement arbitraire de l'ordre de la centaine d'Angströms durant les 2 à 3 centièmes de picoseconde qui suivent la collision ionisante.

Néanmoins l'effet de ce déplacement qui peut être non négligeable n'a pu être pris en compte que dans un nombre très restreint de cas.

II.3 ORGANIGRAMME GENERAL DU TRAITEMENT ELEMENTAIRE APPLIQUE A CHAQUE PORTEUR

La base de la simulation est maintenant établie. L'organigramme de la procédure générale du traitement élémentaire appliqué à chaque porteur est donné sur la figure 2.27

Celui-ci se décompose en deux modules principaux. L'un traite de la diffusion et de la dérive dans le champ électrique, l'autre des

phénomènes de créations paire électron trou par collision ionisante.

En ce qui concerne la description du transport, celui-ci comprend essentiellement la détermination du déplacement total de la particule (relation 2.25) et la détermination de son énergie instantannée (relation 2.29) à partir du calcul de la mobilité du coefficient de diffusion et du temps de relaxation du porteur à l'instant précédent.

En ce qui concerne la description de l'ionisation par choc, deux problèmes sont à étudier. Il s'agit, dans un premier temps, de savoir si durant le pas sur le temps Δt une collision ionisante a eu lieu. En pratique ceci est réalisé dans le cas du procédé 1 si le tirage de la probabilité $P(\epsilon_1)$ est favorable, dans le cas du procédé 2 si le tirage de la probabilité $P(\epsilon_1)$ est favorable et si en même temps l'énergie du porteur acquise depuis sa dernière ionisation est supérieure à l'énergie de seuil ϵ_S . Dans le cas où une collision ionisante s'est produite, il s'agit dans un second temps de redéfinir l'état du porteur que l'on étudie.

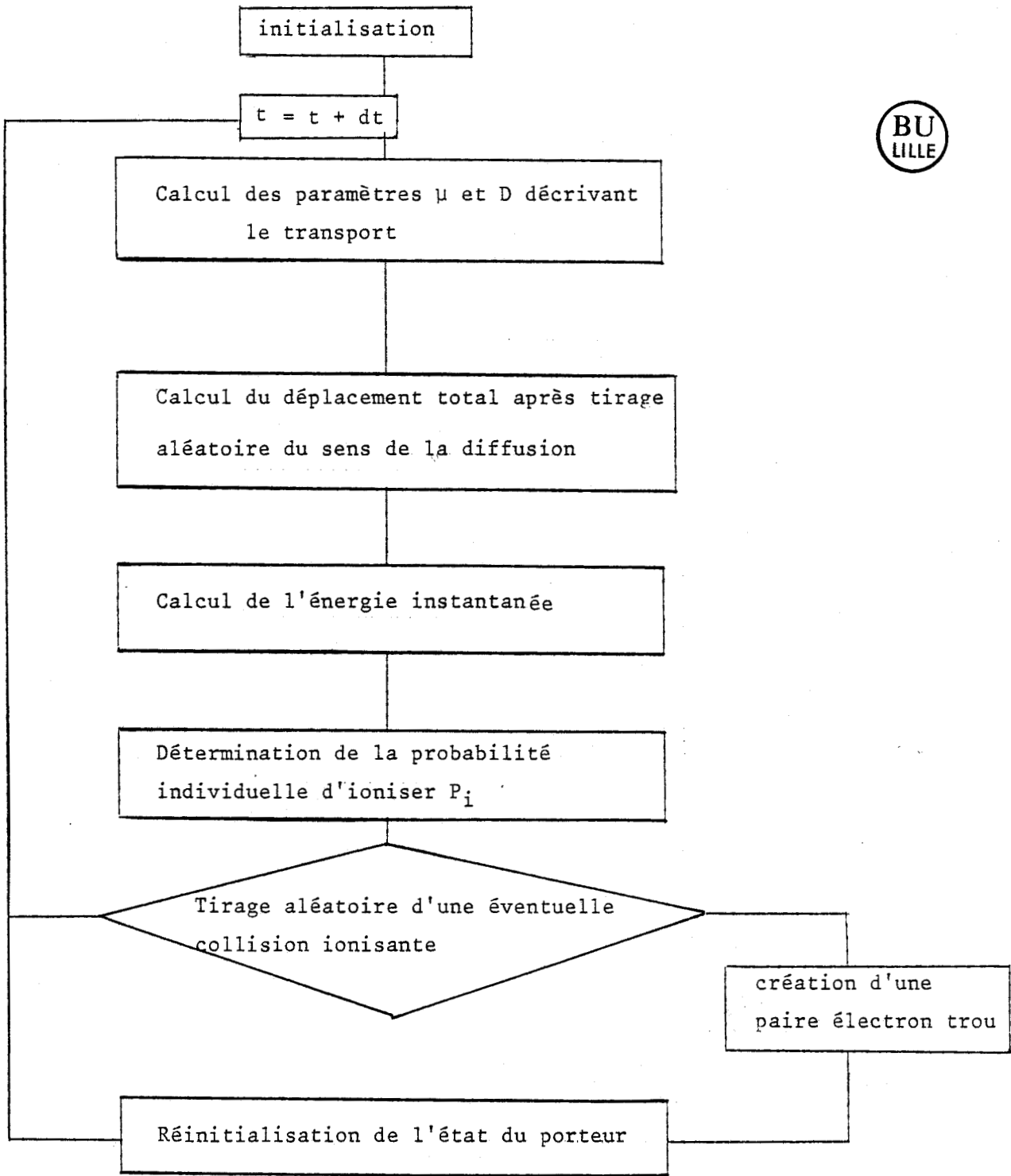


Figure 2.27 Organigramme général du traitement élémentaire appliqué à chaque porteur

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons décrit un modèle de simulation microscopique du transport et de création de porteurs par ionisation par choc dans un semi-conducteur en volume.

Nous nous sommes efforcés tout d'abord de rappeler les éléments qui nous paraissent essentiels dans la description du transport électronique aux valeurs de champs électriques extrêmement élevées. Ce sont principalement les valeurs d'énergie de seuil d'ionisation et d'énergie des porteurs résultants après la création d'une paire électron trou ainsi que les valeurs des fréquences de collisions tant diffusantes qu'ionisantes. Nous avons précisé ensuite les distributions d'énergie des porteurs et les variations des coefficients d'ionisations des électrons et des trous en fonction du champ électrique.

Enfin nous avons donné un certain nombre d'informations sur la façon dont un porteur accroît son énergie lorsqu'il est soumis à des valeurs de champ électrique de plus en plus élevées.

Sur cette base, nous avons élaboré des procédés de simulation simplifiés, à l'échelle de la particule, des mécanismes de transport des porteurs lorsqu'ils sont soumis à des valeurs de champ électriques qui peuvent atteindre plusieurs centaines de kilovolts. Dans ce modèle microscopique, l'ionisation par choc ainsi que le mécanisme de diffusion des porteurs sont étudiés dans l'espace géométrique en adoptant un point de vue probabiliste. D'une part nous nous sommes efforcés de justifier le plus souvent possible les différentes hypothèses que nous introduisons. D'autre part nous avons étudié dans quelle mesure ces traitements simplifiés peuvent rendre compte avec suffisamment de précision des caractéristiques réelles des phénomènes non seulement de transit au sein du semi-conducteur mais aussi de création de paire électron-trou par avalanche. Sur ce dernier point plus particulièrement, nous avons vu que la

prise en compte du fait que les porteurs sont créés à des énergies faibles a pour effet d'infléchir les variations du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique.

Dans les chapitres qui suivent, nous nous proposons d'appliquer ces méthodes de simulation à l'étude de composants à avalanche et temps de transit millimétriques en régime statique et dynamique.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] J.W.TULLY
IEEE Trans on Electron Devices vol ED.30, n°6, (1983)
- [2] R.W.HOCKNEY, R.A.WARRINER ET M.REISER
Electron lett., vol 10, n°23, (1974)
- [3] M.PERNISEK
Thèse 3^{ème} Cycle Université des Sciences de Lille (1983)
- [4] C.MOGLESTUE
Solid State and Electron Devices, vol 3, n°5, (1979)
- [5] A.GHIS
Thèse 3^{ème} Cycle Université des Sciences de Lille (1983)
- [6] P.A.WOLF
Phys.Rev., 95, 1415 (1954)
- [7] W.SCHOCKLEY
Solid State Electron, 2, 35, (1961)
- [8] G.A.BARAFF
Phys Rev, 133, A26, (1964)
- [9] P.A.LEBWOHL et P.J.PRICE
Solid State Commun. 9, 1221, (1971)
- [10] R.C.CURBY et D.K.FERRY
Phys.Status Solidi, A 15, 319, (1973)
- [11] C.L.ANDERSON et C.R.CROWELL
Phys Review B vol 5 n°6 (1972)

- [12] M.L.COHEN et T.K.BERGSTRESSER
Phys.Rev., 141, 789, (1966)
- [13] J.R.CHELIKOWSKI et M.L.COHEN
Phys.Review B, vol 14, n°2, (1976)
- [14] J.V.TANG et K.HESS
J.Appl.Phys., vol 54, 9, (1983)
- [15] L.V.KELDYSH
Sov.Phys., J.E.T.P., 21, 1135, (1965)
- [16] H.SCHICHIJO et K.HESS
Physical Review B, vol 23, 8, (1981)
- [17] R.CHWANG, CHUNG-WHEI KAO et C.R.CROWELL
Solid State Electronics, vol 22, n°7, (1979)
- [18] F.CAPASSO, TP PEARSALL, K.THORNBUR, R.E.NAHORY, M.A.POLLACK, G.B.BACHELET
et J.R.CHELIKOWSKI
J.Appl.Phys., 53,4, (1982)
- [19] K.HESS, J.Y.TANG, K.BRENNAN, H.SCHICHIJO et GE.STILLMAN
J.Appl.Phys., 53, 4, (1982)
- [20] H.P.D.LANYON
IEEE Electron Devices Lett. vol EDL 3, n°4, (1982)
- [21] Y.OKUTO et C.R.CROWELL
Phys.Review B, vol 6, 8, (1972)
- [22] Y.OKUTO et C.R.CROWELL
Phys Review B, vol 10, 10, (1974)
- [23] H.SHICHIJO, K.HESS et G.E.STILLMAN
Appl.Phys.Lett., 38 (2), (1981)
- [24] H.SHICHIJO, K.HESS et G.E.STILLMAN
Electronics Lett., 16, 6, (1980)

- [25] K.HESS
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED 28,8, (1981)
- [26] H.D.LAW et C.A.LEE
Solid State Electronics, vol 21, (1978)
- [27] C.CANALI, C.JACOBONI, F.NAVA, G.OTTAVIANI et A.ALBERIGI QUARANTA
Phys.Rev B, vol 12, (1975)
- [28] E.CONSTANT, E.PLAYEZ, D.LIPPENS, R.ALLAM
Rapport trimestriel n°1, contrat DRET n°80/385 (1981)
- [29] G.E.BULMAN, V.M.ROBBINS, KF.BRENNAN, K.HESS et GE.STILLMAN
IEEE Electron Dev lett. vol EDL 4, n°6 (1983)
- [30] J.PRIBETICH
Thèse de Doctorat d'Etat Université des Sciences de Lille (1979)
- [31] M.A.LITTELJOHN, J.R.HAUSER, et J.H.GLISSON
J.Appl.Phys, 48, 4587 (1977)
- [32] J.F.PONE, R.C.CASTAGNE, J.P.COURAT, et C.ARNODO
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED 29, 8, (1982)
- [33] D.LIPPENS ET E.CONSTANT
J.de Phys. C7, suppl n°10, 42, (1981)
- [34] M.SHUR
Eléctron Lett., 12, 615, (1976)
- [35] C.JACOBONI, C.CANALI, G.OTTAVIANI et A.ALBERIGI QUARANTA
Solid State Electronics, vol 20, 77, (1977)
- [36] P.M.SMITH, M.INOUE et J.FREY
Appl.Phys.Lett. 37,9, (1980)
- [37] V.L.DALAL, A.B.DREEBEN et A.TRIANO
J.Appl.Phys. vol 42,7, (1971)

- [38] T.H.WINDHORN, T.J.ROTH, L.M.ZINKIEWICZ, OL GADDY et G.E.STILLMAN
Appl.Phys.Lett, 40,6, (1982)
- [39] P.A.HOUSTON et A.G.R.EVANS
Solid State Electronics, vol 20, 197, (1977)
- [40] C.CANALI, G.OTTAVIANI et A.ALBERIGI QUARANTA
J.Phys.Chem.Solids., vol 32, 1707 (1971)
- [41] J.ZIMMERMANN
Thèse d'Etat, Université des Sciences de Lille (1979)
- [42] A.KASZINSKI
Thèse 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1979)
- [43] G.GRANT
Solid State electronic vol 16, 1189-1203 (1973)
- [44] HOCKNEY R.W., WARRINER R.A. and REISER M.
Electron.Lett., 10, 484, (1974)

CHAPITRE 3

REGIME STATIQUE

INTRODUCTION

Tout au long du chapitre précédent, nous avons centré notre étude sur la modélisation du transport en volume à champs électriques très élevés et plus précisément sur l'ionisation par choc comme mécanisme de base de la multiplication des porteurs observée dans la jonction P N polarisée en inverse.

Nous nous proposons à présent d'appliquer les méthodes particulières que nous avons développées, à la simulation directe des composants.

Ce chapitre se compose de deux parties. Dans la première partie nous exposons les résultats relatifs à la multiplication des porteurs en régime statique. Nous commençons par décrire les techniques de calcul qui nous ont permis de prendre en compte essentiellement les conditions aux limites, la réaction de charge d'espace et le courant de saturation. Nous donnons ensuite les résultats essentiels obtenus par simulation numérique. Ce sont tout d'abord les résultats qui concernent les répartitions spatiales de l'ionisation des porteurs. Nous verrons à ce propos que le fait que certains porteurs sont incapables d'ioniser en un point d'abscisse donné à cause d'une ionisation ou d'une injection dans la zone de champ élevée trop récente dans leur histoire, se traduit par une zone inactive située près des zones semi-conductrices très dopées. Nous nous intéresserons alors à l'influence de cet "espace noir aux limites" sur les valeurs de la tension d'avalanche. Nous terminerons enfin par une étude de la dépendance spatiale de la densité de

porteurs libres que l'on observe dans les structures double drift Silicium.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous présenterons les études consacrées aux propriétés de bruit des diodes à avalanche en absence d'oscillation.

Au plan théorique, l'intérêt de ces études est double.

D'une part, il apparaît que la méthode microscopique est une voie originale d'étude des propriétés "statistiques" du mécanisme de multiplication des porteurs. En effet, la description à l'échelle de la particule du fonctionnement du composant permet d'accéder directement aux fluctuations des grandeurs électriques et de les analyser dans le domaine spectral en fonction des conditions de fonctionnement et des propriétés intrinsèques du matériau que l'on étudie. D'autre part, la détermination théorique des propriétés de bruit a un intérêt propre car les fluctuations des grandeurs physiques que l'on observe en modélisation particulière apporte une difficulté supplémentaire dans l'exploitation des méthodes de simulation. Il importe donc d'estimer ces fluctuations avant d'aborder des études plus complexes telle que l'étude du régime dynamique.

Au plan expérimental, il apparaît qu'à partir des propriétés de bruit, il est possible de déterminer le temps de montée intrinsèque de l'avalanche c'est-à-dire de caractériser "l'inertie" du phénomène de multiplication des porteurs. C'est pourquoi, nous compléterons cette partie consacrée au bruit de fond en essayant de déterminer expérimentalement le temps de réponse de l'avalanche dans des structures submicroniques à partir de la mesure de leur densité spectrale de bruit en absence d'oscillation.

1ère Partie

MULTIPLICATION DES PORTEURS EN REGIME STATIQUE

I TECHNIQUES DE CALCUL POUR LA SIMULATION DU COMPOSANT.

I.1 DEFINITION DES STRUCTURES D'ETUDES

La première étape de la modélisation des composants à avalanche que nous nous proposons d'examiner consiste à définir la structure d'étude qui fera l'objet de nos simulations théoriques. En effet il apparaît difficile* et souvent illusoire*** de tenir compte de toute la complexité de la structure réelle. En pratique les composants IMPATT sont composés d'une zone active que nous prendrons de type n présentant un profil de dopage soit uniforme soit différencié, encadrée par deux zones semi-conductrices p^+ et n^+ très dopées. Les niveaux d'impuretés des zones actives sont compris entre 10^{15} at/cm³ et 10^{17} at/cm³. Les dopages des zones n^+ et p^+ sont en revanche, supérieurs à 10^{18} at/cm³. Cette différence qui peut être importante nous amène à effectuer une première simplification en ne considérant dans nos simulations que les zones semi-conductrices situées entre les régions extrêmement dopées. La figure 3.1 montre deux exemples de structures d'étude que l'on peut définir (trait plein) à partir de la structure réelle (traits pointillés). Nous avons supposé ici que les transitions p^+n et nn^+ sont très abruptes et que les dopages des zones p^+ et n^+ sont pratiquement infinis. Dans ces conditions la zone désertée s'étend exclusivement dans les zones à dopage faible. Nous serons amené dans

* Il est en particulier difficile de prendre en compte des niveaux dopages élevés.

*** Compte tenu de l'incertitude de la détermination du profil de dopage dans une structure submicronique.

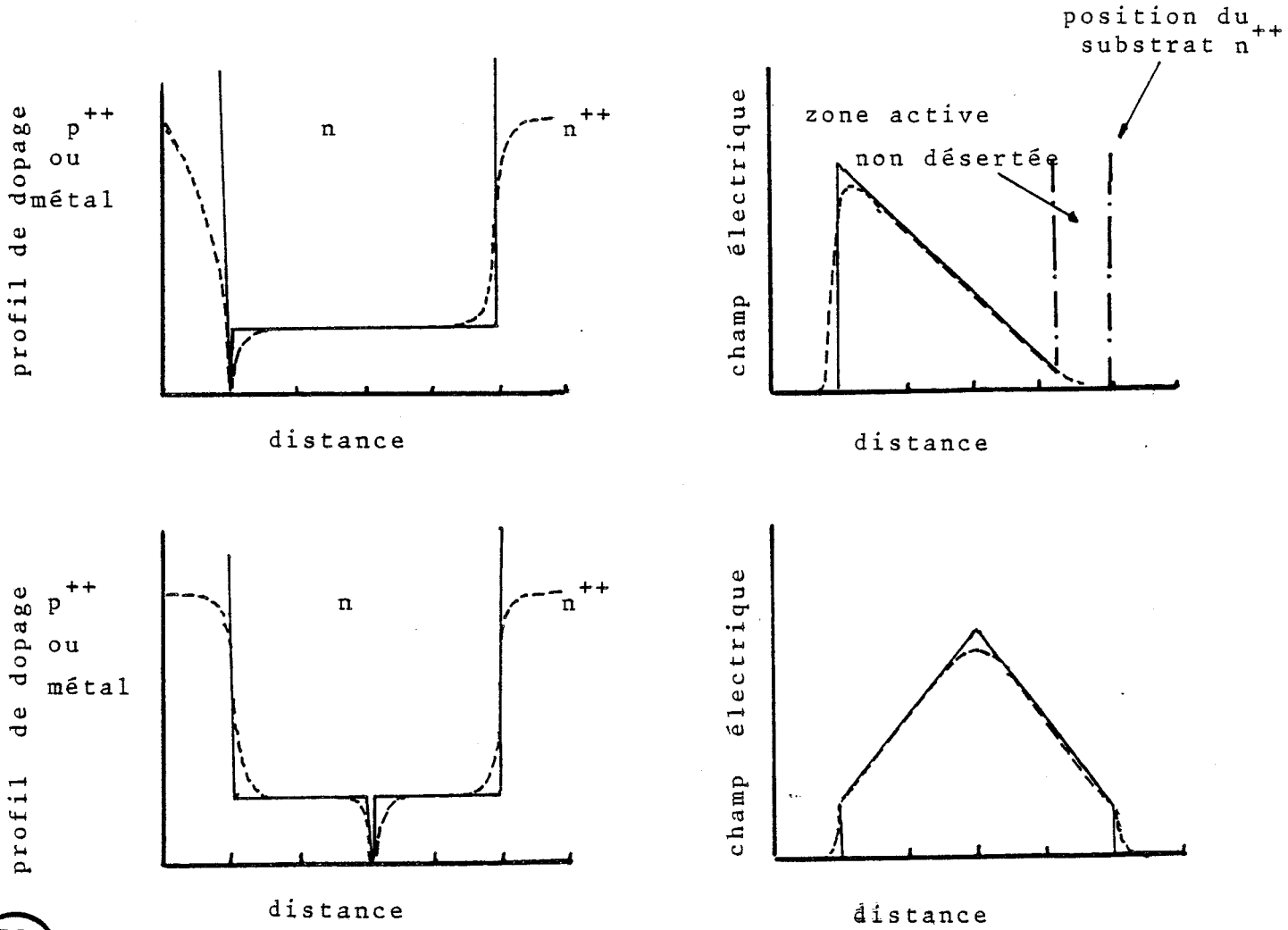


Fig 3.1 Définition d'une structure théorique d'étude
 (a) structure à simple zone de transit
 (b) structure à double zone zone de transit

l'étude du régime dynamique à discuter de ces simplifications qui peuvent entraîner sous certaines conditions des performances non réalistes. Précisons également que lorsque la diode est non confinée (voir paragraphe II du chapitre I) nous étudions non seulement le transport des porteurs dans la zone de charge d'espace mais aussi dans la région non désertée de la zone épitaxiée.

I.2 PROCEDES DE SIMULATION

Soumis au champ électrique qui résulte de l'application d'une tension aux bornes de la diode, les électrons et les trous présents dans la structure suivent une marche aléatoire due à la dérive dans le champ électrique et au saut de position que nous avons introduit pour rendre compte des mécanismes de diffusion. Les électrons se dirigent en moyenne vers la transition $n n^+$ et les trous vers la jonction $p n^+$. Au cours de leur transit dans les zones de champ élevé, les porteurs créent des paires électrons-trous en subissant des collisions ionisantes. La simulation de ces différents phénomènes qui affectent les électrons et les trous peut être réalisée à l'aide du traitement élémentaire décrit dans le chapitre précédent que l'on applique ici à chaque porteur étudié. Il faut simplement prendre en considération le fait que nous travaillons dans un composant réel. Il en résulte qu'il est nécessaire de tenir compte des conditions aux limites. Par ailleurs, le mouvement des électrons et des trous va modifier la charge d'espace et en conséquence il nous faudra décrire la modification du champ électrique agissant sur les porteurs. Enfin il nous faut trouver un procédé permettant de prendre en compte la présence éventuelle d'un courant de saturation injectant des porteurs dans la zone active. Nous nous proposons donc d'exposer ces différents points qui sont résumés dans l'organigramme de la figure 3.2. Nous compléterons ces informations par un

paragraphe consacré aux conditions de fonctionnement et de polarisation de la diode qu'il faut utiliser dans nos simulations numériques.

I.2.1 Discretisation spatiale et temporelle

L'étude des phénomènes de transport et d'ionisation par choc va être effectuée sur l'espace et sur le temps en adoptant une double discrétisation. A cet effet, la zone active du composant de longueur w est divisée en N tranches d'indice i . La tranche i correspond à la partie de semi-conducteur située entre x_i et $x_i + \Delta x$, l'ordre de grandeur du pas sur l'espace Δx étant de 100 \AA . Par ailleurs, les évolutions temporelles des grandeurs physiques sont étudiées à partir d'un instant initial à des intervalles de temps réguliers $t_j = j \Delta t$ ($5 \cdot 10^{-14} < \Delta t < 10^{-14}$). Signalons enfin que les profils de concentration en impuretés sont introduits simplement dans les programmes sous forme de tableaux.

I.2.2 Conditions aux limites

Le phénomène d'avalanche se traduit dans la zone active par l'apparition de porteurs en excès. Soumis au champ électrique les porteurs vont se diriger vers les extrémités de la zone active où ils seront éventuellement récoltés. Il faut donc pouvoir tenir compte de cette propriété. En pratique ceci est réalisé de la façon suivante.

Lorsqu'un électron atteint le substrat n^+ , on admet qu'il est collecté par le circuit extérieur et à ce titre, il ne fait plus partie de la

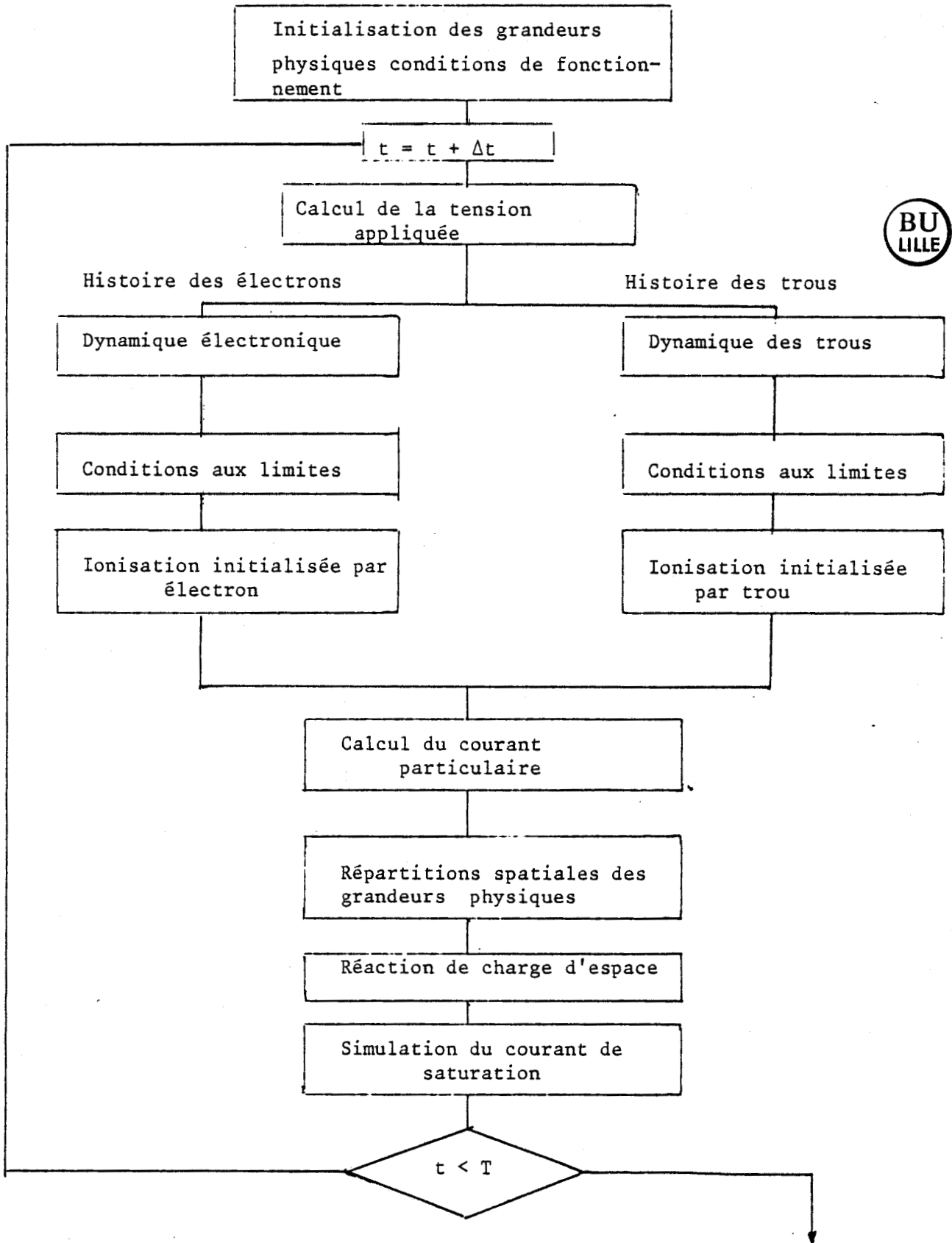


Figure 3.2 Organigramme général de la simulation composant

population électronique faisant l'objet de la simulation. Si par contre son abscisse est située à un instant donné, dans la zone p^+ , il est réinjecté dans la case de la zone active située au voisinage immédiat de la zone p^+ sans modification des grandeurs qui caractérisent son mouvement.

De la même façon, lorsqu'un trou atteint la zone p^+ , on admet qu'il n'intervient plus dans la simulation. Il est en revanche réinjecté dans la zone active près de la zone n^+ lorsqu'il franchit l'interface n^+ .

Il en résulte que les propriétés de redressement de la jonction PN sont respectées. Signalons cependant que cette façon de tenir compte des conditions aux limites est approchée dans la mesure où l'on ne décrit ni la gradualité de la jonction ni les dopages exacts des zones p^+ et n^+ . Nous verrons d'ailleurs que cette manière de procéder peut affecter les résultats que nous obtenons. Nous reviendrons sur ce point dans l'étude du régime dynamique.

I.2.3 Réaction de charge d'espace

Dans chaque tranche i d'épaisseur Δx on peut déterminer le nombre d'électrons N_i et de trous P_i qui s'y trouvent à tout instant. Il est alors possible, connaissant la section du composant S_e et la largeur de la zone active w , de calculer les densités d'électrons et de trous conformément aux relations :

$$n_i = \frac{N_i}{S_e \Delta x}$$

$$p_i = \frac{P_i}{S_e \Delta x}$$

(3.1) .

Il est important de remarquer que nous étudions un nombre relativement faible de porteurs. Ce nombre varie typiquement entre 100 et 10 000 pour les deux types de porteurs considérés. Il en résulte que si nous voulons simuler des composants réalisables expérimentalement où les densités n_i et p_i varient entre 10^{15} et 10^{17} cm^{-3} , il faut choisir des valeurs de S_e suffisamment faibles. Un ordre de grandeur de la surface effective de simulation S_e est 10^{-9} cm^2 alors que les surfaces réelles des composants sont voisines de 10^{-5} cm^2 . Il est évident qu'en faisant varier la valeur de la surface S_e nous pouvons augmenter ou diminuer les densités volumiques de charge mobiles déterminées par la relation 3.1. L'on dispose ainsi d'un moyen de modifier la réaction de la charge d'espace qui détermine de façon fondamentale le profil de champ électrique E dans le composant. Les variations spatiales du champ électrique agissant sur les porteurs sont alors obtenues en résolvant l'équation de Poisson unidimensionnelle :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} \left(n(x) - p(x) - N_D(x) \right) \quad (3.2)$$

où $N_D(x)$ désigne le profil de dopage de la zone active et ϵ_{ps} la permittivité du matériau.

En discrétisant la relation 3.2 nous obtenons :

$$E_i^j = E_{i-1}^j + \frac{q}{\epsilon_{ps} S_e} \left(N_{i-1}^j - P_{i-1}^j \right) - \frac{q N_{D_{i-1}}^j}{\epsilon_{ps}} \Delta x \quad (3.3)$$

où E_{i-1}^j , N_{i-1}^j , P_{i-1}^j et $N_{D_{i-1}}^j$ représentent respectivement le champ électrique, le nombre d'électrons et de trous et la concentration en impureté dans la $i-1$ tranche, l'indice j se référant au temps.

I.2.4 Procédé de prise en compte d'un courant de saturation

Le courant de saturation est simulé en injectant à intervalles réguliers dans la zone active des électrons à partir de la zone p^+ et / ou des trous à partir de la zone n^+ . Si n_s et p_s représentent respectivement le nombre d'électrons et de trous injectés par secondes le courant de saturation est alors égal à :

$$I_s = q (n_s + p_s) \quad (3.4)$$

Remarquons que pour les valeurs usuelles de courant de saturation que nous avons utilisées qui sont de l'ordre du microampère, le nombre d'électrons et de trous injectés durant le temps de simulation typiquement de 10^{-10} s est assez faible. Il est voisin de 100 pour des études réalisées en régime de multiplication nettement moins élevé pour les études effectuées en régime d'avalanche.

I.2.5 Détermination du courant particulaire et des différentes grandeurs électriques dans la zone active du composant

A tout instant, le courant particulaire dans le composant peut s'obtenir à partir du théorème de RAMO et SCHOKLEY (voir paragraphe I.6.2 du chapitre I).

Le courant d'électrons $I_n(t)$ ou de trous $I_p(t)$ est donné par la relation :

$$I_k(t) = \frac{q}{w} U_{k_T}(t) \quad k = n, p \quad (3.5)$$

où $U_{kT}(t)$ représente la somme des composantes de vitesse à l'instant t suivant l'axe du composant, de l'ensemble des électrons ou des trous présents dans la structure à l'instant t , w étant la largeur de la zone active située entre les zones semi-conductrices fortement dopées. Le courant induit dans le circuit extérieur est la somme du courant d'électron $I_n(t)$ et de trou $I_p(t)$.

Rappelons que ce courant n'est égal au courant total qu'en régime statique. Dans le cas où il n'en est pas ainsi le courant total est donné par la relation :

$$I_{\text{total}} = I_{\text{particulaire}} + \frac{e S e}{w} \frac{dV(t)}{dt} \quad (3.6)$$

D'autres informations peuvent bien sur être obtenues tels que la concentration des porteurs, le champ électrique, la vitesse moyenne ou l'énergie moyenne dans chaque tranche i du composant. On peut les obtenir de façon instantanée et ainsi de caractériser les fluctuations qui affectent ces grandeurs. Il est également possible de calculer les valeurs moyennes sur le temps de ces différentes grandeurs afin d'obtenir plus de précision dans la description du fonctionnement du composant.

I.3 CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Pour étudier de façon précise le régime statique dans une diode à avalanche, il nous faut nous placer dans des conditions où le courant est aussi constant que possible**.

** C'est à dire indépendant du temps dans la mesure où l'on néglige le bruit de génération

Or, si l'on applique en pratique directement une tension continue aux bornes de la diode et si cette tension est par exemple supérieure à la tension d'avalanche, on obtient une augmentation continue du courant particulaire en fonction du temps. En effet dans ce cas, il existe un déséquilibre entre la création des porteurs en excès par ionisation par choc et leur absorption par les zones semi-conductrices fortement dopées.

L'étude du fonctionnement de la diode IMPATT demande donc d'intercaler entre la tension d'alimentation et le composant lui même un circuit de contre réaction qui est schématisé sur la figure 3.3. V_0 représente ici la tension d'alimentation fixe, R est la résistance de ballast qui permet de faire varier la tension appliquée $V_D(t)$ directement aux bornes de la diode. La contre réaction que nous effectuons est donnée par la relation :

$$V_D(t) = V_0 - R \langle I(t) \rangle \quad (3.7)$$

où $\langle I(t) \rangle$ représente le courant particulaire total intégré sur le temps.

Cette intégration se révèle en pratique nécessaire dans la mesure où les valeurs instantanées du courant particulaire sont affectées de fluctuations liées au bruit d'avalanche. Or, l'expérience montre que, si ces fluctuations de courant sont répercutées au niveau de la tension aux bornes du composant et plus précisément sur le champ électrique auquel sont soumis les porteurs, il en résulte des variations extrêmement brutales des probabilités qu'ont les porteurs d'ioniser. Les probabilités d'ionisation sont en effet directement fonction des coefficients d'ionisation qui, nous l'avons vu, présentent des non linéarités très accentuées en fonction du champ électrique.

En pratique dans la presque totalité de nos simulations nous

utiliserons une période d'intégration fixe T et le calcul de $\langle I \rangle$ se fera par conséquent conformément à la relation :

$$\langle I(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t I(t') dt' \quad (3.8)$$

Dans la mesure où la période de temps T est sensiblement plus petite que la durée d'observation, cette nouvelle procédure nous permet de nous affranchir dans nos résultats de l'influence du régime transitoire. Par ailleurs, nous verrons que cette façon de procéder prépare à l'étude du régime dynamique dans le cas où la période d'intégration correspondra à la période du signal hyperfréquence.

Signalons enfin que le choix de la résistance de ballast peut être critique en ce qui concerne la convergence du courant en fonction du temps vers une solution relativement stable. Les figures 3.4(a) et (b) illustrent cette convergence pour un cas rencontré en pratique. Il s'agit ici d'une diode Silicium à double zone de transit.

Dans le premier cas, figure 3.4(a) la contre réaction est relativement importante ($R=50k \Omega$), les variations du courant particulaire entraînent alternativement une augmentation puis une diminution de la tension aux bornes du composant qui conduisent à observer des fluctuations cohérentes du courant particulaire.

Dans le second cas, figure 3.4(b) la stabilisation de la tension est beaucoup plus rapide. La valeur de la résistance de ballast est ici de $10k \Omega$. C'est l'ordre de grandeur des valeurs qui seront utilisées en pratique.

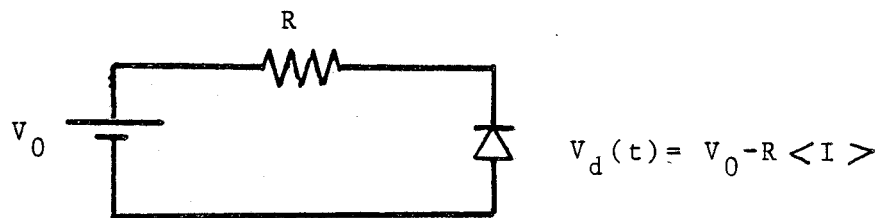


Figure 3.3 Définition du circuit de contre réaction

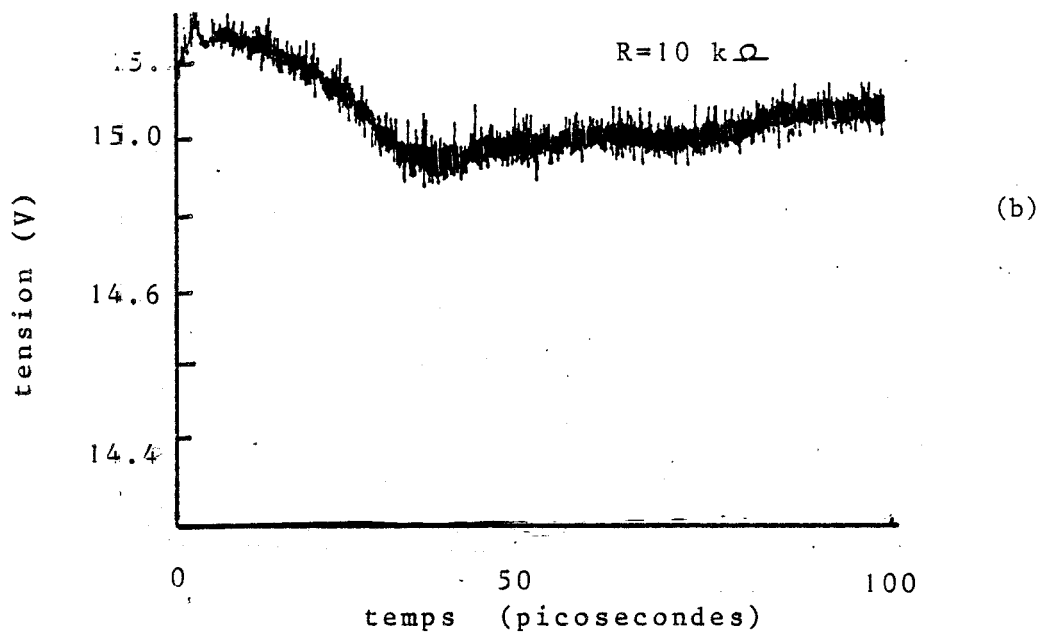
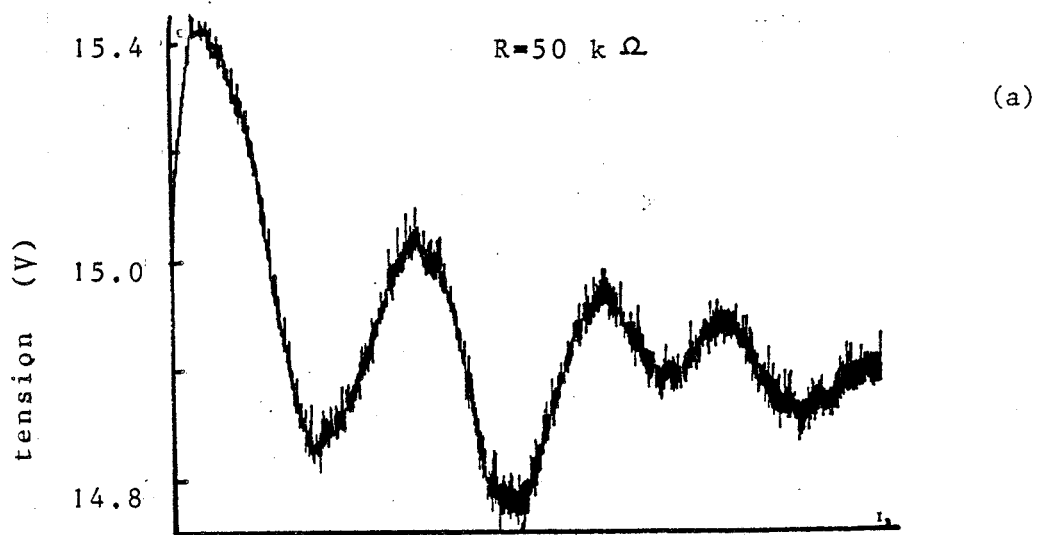


Figure 3.4 Conditions de fonctionnement : Recherche de la tension d'avalanche par contre réaction



II SIMULATION NUMERIQUE DU REGIME STATIQUE

II.1 ETUDE DE LA REPARTITION DES IONISATIONS

II.1.1 Résultats numériques

Une première possibilité qui nous est offerte pour vérifier la validité des techniques de calcul que nous utilisons, est de calculer les répartitions spatiales [1] des fréquences d'ionisations dans un composant et de voir ainsi dans quelle mesure le fait que le porteur doit acquérir l'énergie de seuil pour ioniser, affecte la localisation de l'avalanche.

En effet il nous est relativement aisé de comptabiliser dans chaque tranche i du composant, le nombre d'ionisations respectivement initialisées par électron et par trou se produisant dans un temps donné.

La structure la plus simple pour laquelle on peut effectuer cette étude est de considérer une diode relativement peu dopée typiquement 10^{15} at/cm³ dont les dimensions de la zone active sont largement submicroniques. Dans ces conditions, le champ électrique varie très faiblement en fonction de l'abscisse et on peut dire que la diode est pratiquement du type PIN. Il en résulte également que le champ électrique nécessaire à l'obtention du régime d'avalanche est très élevé de l'ordre de 600 kV/cm et qu'ainsi les effets d'espaces noirs en volume que nous avons mis en évidence dans le paragraphe II.3 du chapitre 2 doivent être significatifs.

Un exemple de résultat obtenu est donné sur la figure 3.5 pour une diode PIN AsGa de longueur 0.2 μ m. Le courant de saturation est ici nul

et nous nous trouvons en régime d'avalanche autoentretenu. Les effets d'espace noir en volume ont été simulés à l'aide du procédé ^{**}1. Les points représentent le nombre d'ionisations dans chaque tranche i respectivement initialisées par électron et par trou

On peut noter tout d'abord des fluctuations relativement importantes autour des valeurs moyennes matérialisées en traits pointillés. Cette constatation est une première information dans la mesure où ce sont ces écarts que l'on observe spatialement qui sont responsables d'un bruit de fond important. Nous préciserons ces fluctuations dans la seconde partie de ce chapitre. On observera également que dans le cas qui est étudié ici les répartitions selon l'abscisse des événements ionisants sont en moyenne pratiquement linéaires. Enfin on remarquera et c'est ici le fait marquant que dans deux zones adjacentes aux régions p^+ et n^+ les nombres de créations paires électrons trous respectivement initialisées par électron et par trou sont quasiment nuls.

Un exemple similaire de simulation peut être réalisé en régime de multiplication, les électrons et les trous que l'on introduit dans la zone active ayant au moment de leur injection une énergie négligeable devant l'énergie moyenne de l'ensemble des porteurs présents dans la structure (figure 3.6). Les nombres d'ionisations sont ici comptabilisés sur toute la durée d'observation afin de disposer d'une meilleure statistique. Ici encore, on note l'existence de deux zones pour lesquelles les événements sont quasiment inexistantes.

Enfin la figure 3.7 présente les résultats obtenus dans des conditions de fonctionnement identiques à celles conduisant aux résultats

^{**} Rappelons que dans ce procédé, l'énergie des porteurs est réinitialisée à 0.6 eV après ionisation.

Figure 3.5

Distribution spatiale des fréquences des événements ionisants en régime d'avalanche autoentretenue

(procédé 1 PIN AsGa 0.2 μ m)

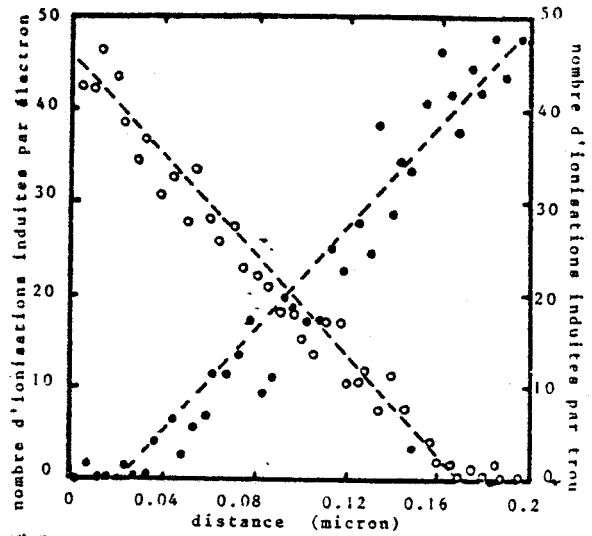


Figure 3.6

Distribution spatiales des fréquences des événements ionisants en régime de multiplication

(procédé 1 PIN AsGa 0.2 micron)

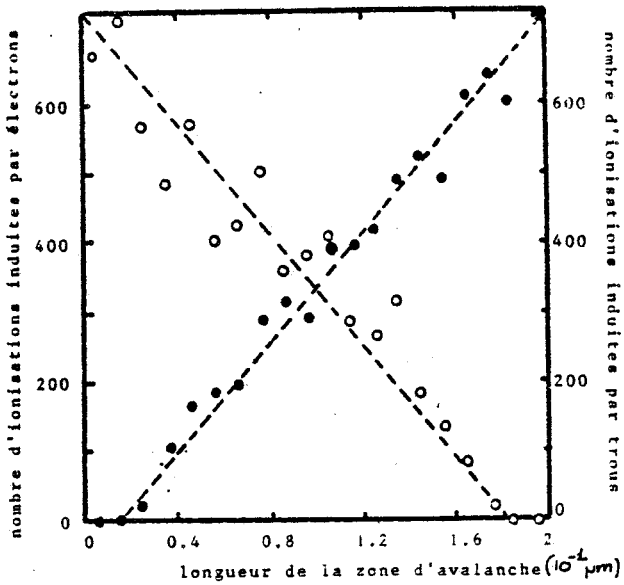
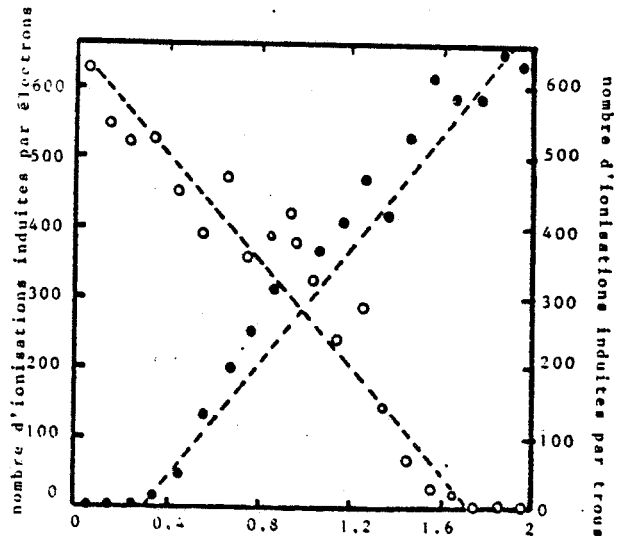


Figure 3.7

Prise en compte des survitesses par réinitialisation de l'énergie

(procédé 1 PIN AsGa 0.2 micron)



(longueur de la zone d'avalanche (10⁻⁴ μm))

présentés sur la figure 3.6. Toutefois, afin de tenir compte des effets de survitesses nous avons après chaque injection ou ionisation admis que la position des porteurs était translatée d'une distance de 200 \AA dans la direction du déplacement moyen. Notons que cette valeur de 200 \AA correspond à la distance parcourue par un porteur à la vitesse moyenne de $5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ durant $4 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Ces valeurs de vitesse et de temps sont celles que l'on rencontre en pratique et dont nous avons parlées au paragraphe du chapitre 2. Ici encore, on constate la présence de deux espaces noirs sur lesquelles l'ionisation ne se produit pas.

II.1.2 Interprétation physique : l'espace noir aux limites

L'essentiel de notre interprétation est schématisé sur la figure 3.8 où nous nous sommes efforcés d'illustrer quelques exemples d'ionisations successives que les porteurs injectés subissent au cours de leur transit dans la zone active. Le fait le plus marquant est que le porteur ne peut ioniser s'il n'a pas acquis l'énergie de seuil. La distance λ_S correspondant à l'espace noir en volume sur laquelle les porteurs ont une probabilité négligeable d'ioniser est matérialisée par des traits hachurés. Au vu de cette figure, on peut noter que sur une distance λ_{ns} située près de la jonction p^+n tout électron qu'il soit issu de la zone p^+ ou qu'il résulte d'une ionisation initialisée par trou, ne pourra ioniser. Il en sera de même sur une distance λ_{ps} pour les trous qui forment le courant de saturation de trou ou pour ceux qui ont été créés près de la transition n^+n par électron. Nous appellerons désormais les distances λ_{ns} et λ_{ps} les espaces noirs aux limites.

Si à présent on fait abstraction du confinement de la diode

courant de saturation composé d'électrons

courant de saturation de trous

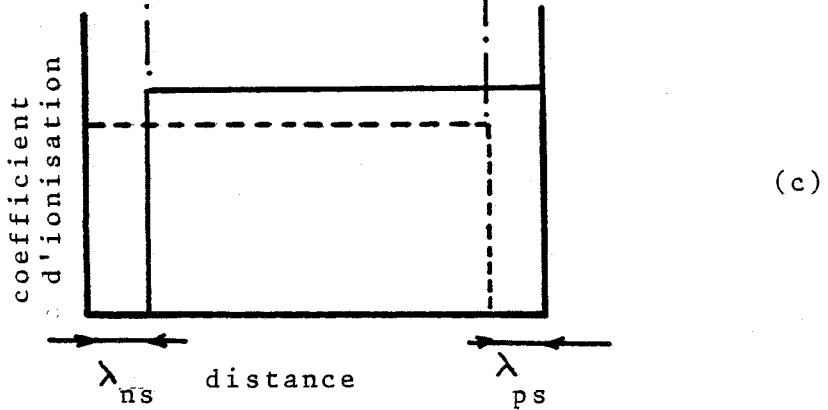
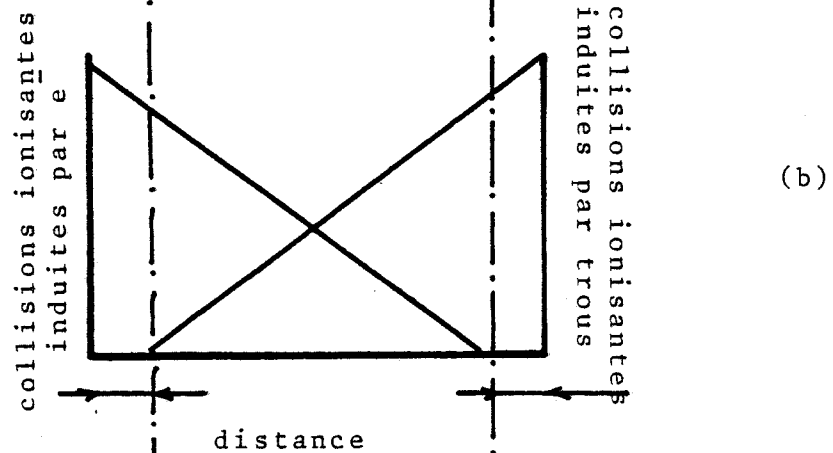
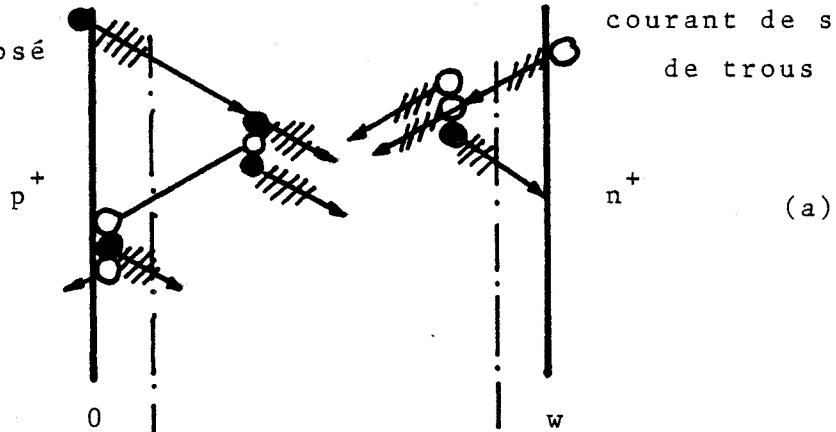


Fig.3.8 Influence des espaces noirs sur la répartition des évènements ionisants

(a) Illustration de l'injection des porteurs qui forment le courant de saturation et des ionisations successives

/// schématise la distance sur laquelle la probabilité d'ioniser est nulle

(b) répartitions spatiales des ionisations: mise en évidence de l'espace noir aux limites

(c) Variations spatiales des coefficients d'ionisation des électrons et des trous

nous restreignant aux zones semi-conductrices situées entre λ_{ns} et w pour les électrons et situées entre 0 et $w - \lambda_{ps}$ pour les trous, on pourra observer qu'en un point d'abscisse donné certains porteurs seront à même d'ioniser alors que d'autres en sont incapables. Cette distinction de l'ensemble de la population de porteurs en deux classes aura pour conséquence directe qu'en moyenne les électrons et les trous vont ioniser avec une efficacité moindre que si l'ensemble des particules ne résultait ni d'injection ni d'ionisation.

En conséquence on pourra considérer que les coefficients d'ionisation entre λ_{ns} et w pour les électrons et 0 entre 0 et $w - \lambda_{ps}$ pour les trous ne sont que des coefficients d'ionisation apparents qui correspondent, en première approximation, aux coefficients d'ionisation en volume.

En définitive, il apparaît que le fait d'étudier l'ionisation dans un composant submicronique revient à considérer que les électrons et les trous ont un coefficient d'ionisation nul respectivement sur les distances λ_{ns} et λ_{ps} et qu'au delà de ces zones inactives le coefficient d'ionisation est constant, correspondant ainsi à la représentation spatiale donnée sur la figure 3.8(c) pour une diode PIN. Il est bien évident que la présence des limites, et donc l'influence des espaces noirs aux limites se fera d'autant plus sentir que l'espace sur lequel se produit la multiplication des porteurs est restreint.

C'est ce dernier point que nous allons essayer de préciser à présent en étudiant les variations de la tension d'avalanche en fonction de la longueur de la zone active.

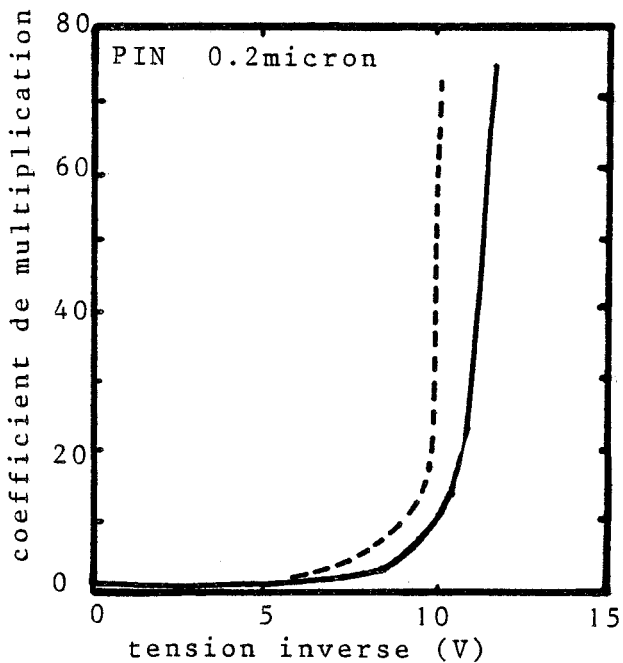
II.2 ETUDE DES CARACTERISTIQUES STATIQUES

II.2.1 L'influence de l'énergie de seuil sur le coefficient de multiplication

Par les techniques de calcul qui ont été exposées dans le paragraphe I.2, il nous est possible d'étudier les variations du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse appliquée et en particulier d'examiner quelle peut être l'influence des espaces noirs sur ce paramètre. Comme précédemment, ces études ont été effectuées sur des diodes PIN. Toutefois, les résultats présentés dans ce paragraphe concernent des composants Silicium. Ce matériau a été retenu essentiellement parce que nous avons la possibilité d'effectuer une comparaison théorie-expérience. En outre nous avons utilisé pour ces études le procédé 2 de simulation de l'espace noir (chapitre II paragraphe II.2.2). Rappelons en effet que dans ce procédé un porteur ne peut ioniser que s'il a acquis dans le champ électrique une énergie au moins égale à l'énergie de seuil ϵ_S ce qui nous permet de négliger les espaces noirs en annulant simplement l'énergie de seuil.

Sur la figure 3.9, nous avons représenté l'évolution du taux de multiplication d'une diode Si de longueur $0.2\mu\text{m}$ lorsque les effets d'espaces noirs sont, d'une part négligés et lorsqu'ils sont, d'autre part pris en compte. Les coefficients de multiplication donnés ici sont définis comme le rapport de la valeur moyenne stationnaire du courant particulaire et du courant de saturation calculé à l'aide de la relation 3.4

On peut noter des différences sensibles entre ces deux résultats. La divergence la plus frappante se situe au niveau de la valeur de la tension à partir de laquelle on observe le déclenchement de la multiplication des porteurs. La valeur de cette tension est en effet plus faible lorsque l'on néglige les effets d'espaces noirs. Précisons à ce propos que les effets observés concernent l'influence globale des espaces noirs en volume et des espaces noirs aux limites, aucune modification autre que l'annulation de la



(a)

PIN Silicium 0.2micron
procédé 2



(b)

PIN Silicium 0.1micron
procédé 2

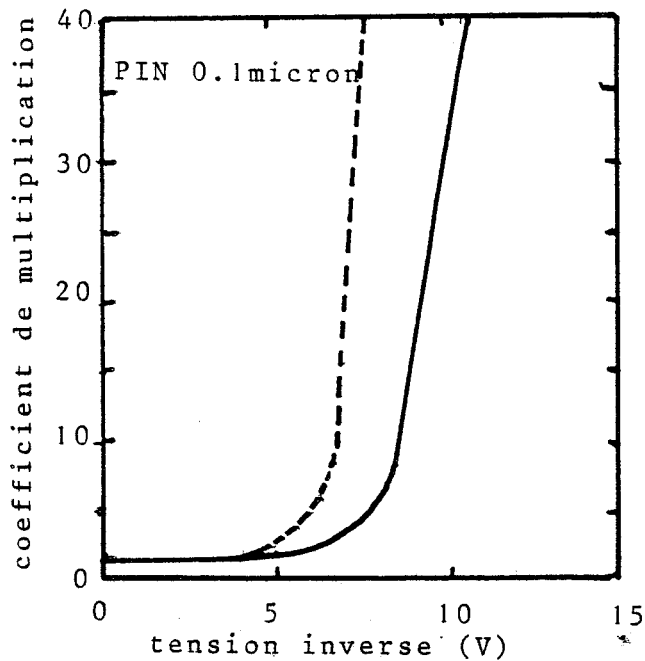


Figure 3.9 Les effets d'espace noir sur l'évolution du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse appliquée.
les espaces noirs sont négligés ---- inclus

valeur de l'énergie de seuil d'ionisation n'ayant été introduite entre les deux simulations présentées ici. Par ailleurs, il peut être intéressant de remarquer que les pentes des coefficients de multiplication en fonction de la tension inverse sont différentes. Cette constatation, si elle laisse à penser que l'introduction des espaces noirs tend à minimiser les réactions en chaîne des ionisations successives, ce qui conduit à une avalanche moins abrupte, n'a pu cependant être confirmée jusqu'à présent par d'autres études.

La figure 3.9(b) représente les résultats obtenus dans les mêmes conditions de simulation pour une diode de $0.1\mu\text{m}$. On peut noter pour ce cas un décalage encore plus important entre les tensions à partir desquelles la multiplication devient sensible. Ce résultat est attendu dans la mesure où d'une part, les effets d'espaces noirs aux limites sont de plus en plus importants au fur et à mesure que les dimensions de la zone de multiplication diminuent et que d'autre part, en raison du champ électrique appliqué aux porteurs extrêmement élevé les effets d'espaces noirs en volume deviennent de plus en plus significatifs.

II.2.2 Etude des tensions d'avalanche en Fonction de la longueur de la zone active

II.2.2.1 Résultats numériques

L'étude précédente nous a permis de préciser les effets d'espaces noirs en régime de faible taux de multiplication. Pour examiner leur influence sur la tension d'avalanche il nous faut à présent déterminer les caractéristiques statiques de densité de courant en fonction de la tension

inverse correspondant à des densités de courant plus élevées.

La figure 3.10 montre les résultats que nous avons obtenus pour des diodes PIN S_1 de différentes longueurs de zone active lorsque les effets d'espaces noirs sont pris en compte. A partir de ces caractéristiques statiques, il est alors possible de déterminer la tension d'avalanche par extrapolation à courant nul des résultats ainsi obtenus.

Sur la figure 3.11 nous avons représenté les variations en fonction de la longueur de la zone active de la tension d'avalanche lorsque l'on néglige ou que l'on prend en compte les effets d'espaces noirs. On pourra observer dans ce dernier cas l'existence d'un seuil de tension en dessous duquel il ne sera plus possible d'obtenir l'effet d'avalanche des porteurs quelles que soient les dimensions de la zone intrinsèque.

C'est ce seuil de tension que nous allons essayer de préciser à présent par un calcul analytique de la tension d'avalanche compte tenu des effets d'espaces noirs.

II.2.2.2 Calcul analytique de la tension de seuil d'avalanche

Nous supposerons dans ce calcul que les répartitions selon l'abscisse des créations paires électron trou sont données par celles représentées sur la figure 3.8.

Compte tenu de cette hypothèse nous avons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_n(x) &= 0 && \text{pour } 0 < x \leq \lambda_{nS} \\ \alpha_n(x) &= \text{constante} = \alpha_n && \text{pour } \lambda_{nS} < x \leq w \end{aligned} \quad (3.9)$$

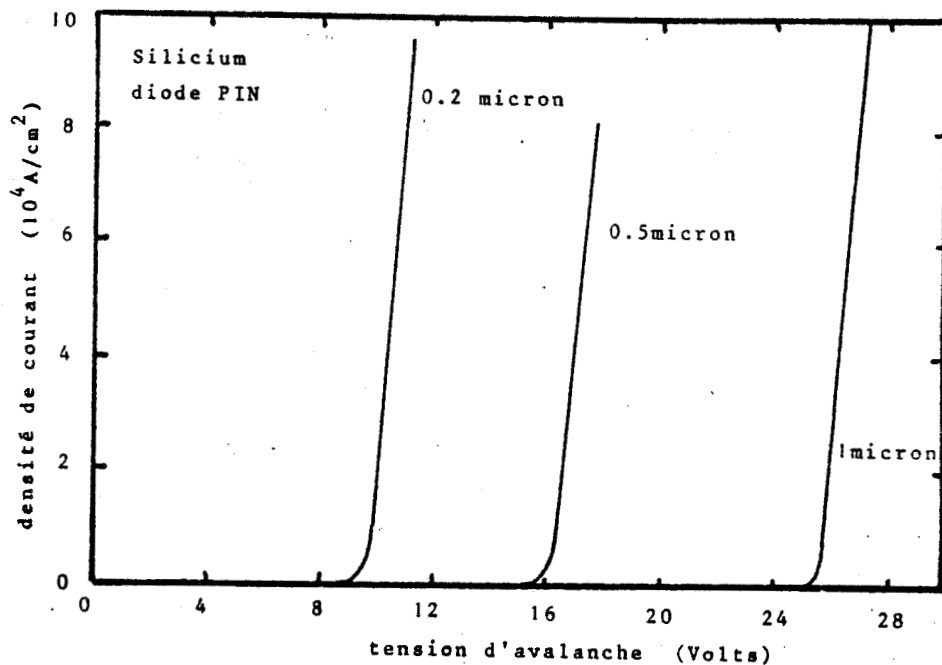


Figure 3.10 Caractéristiques statiques inverses en fonction de la longueur des zones intrinsèques (diodes PIN Silicium)

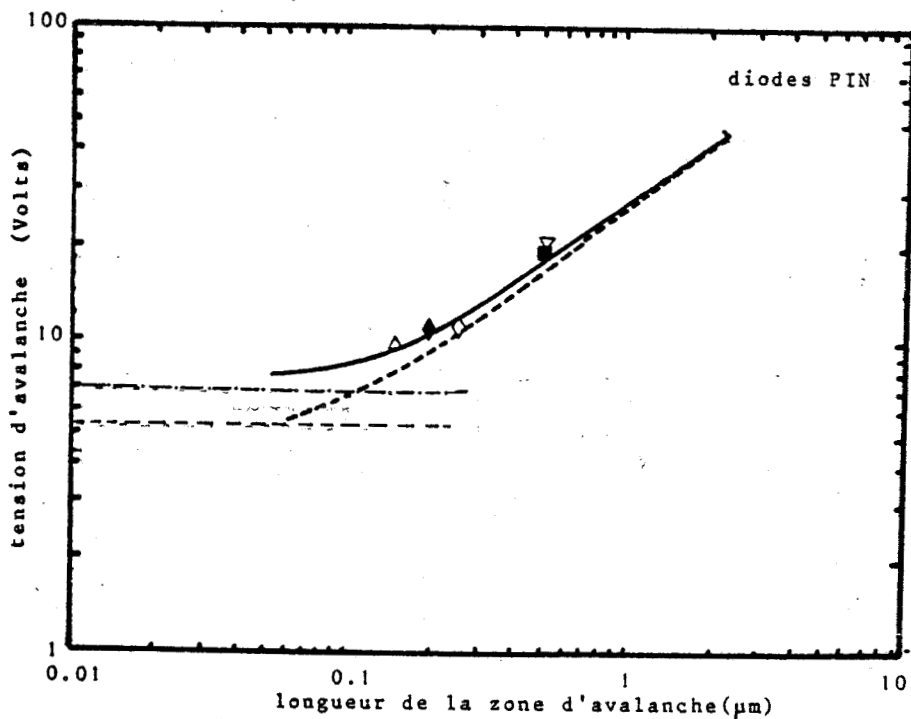


Figure 3.11 Les variations de la tension d'avalanche en fonction de la longueur de la zone active

■ ▽ diodes de multiplication TM 176-9A et TM 109-2A
 △ ◇ et ◆ référence [4]

De la même manière le coefficient d'ionisation des trous obéit aux équations:

$$\alpha_p(x) = 0 \quad \text{pour } w - \lambda_{ps} < x \leq w$$

$$\alpha_p(x) = \text{constante} = \alpha_p \quad \text{pour } 0 < x \leq w - \lambda_{ps} \quad (3.10)$$

La condition d'avalanche s'exprime dans le cas général par la relation (voir paragraphe I.5 du chapitre I) :

$$\int_0^w \alpha_n(x) \left(\exp \int_0^x (\alpha_p(x') - \alpha_n(x')) dx' \right) dx = 1 \quad (3.11)$$

Dans le but de préciser le comportement asymptotique de la tension d'avalanche à partir de la relation 3.11, lorsque les dimensions des zones de multiplication deviennent de plus en plus restreintes nous allons faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

Premièrement nous admettrons que les énergies de seuil d'ionisations ϵ_{Sn} et ϵ_{pS} sont égales. De plus nous supposerons que les coefficients d'ionisations des électrons et des trous tendent vers des valeurs identiques à champs élevés ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$). Si cette approximation peut paraître très grossière à champ électrique faible, elle est en revanche tout à fait justifiée lorsque le champ électrique devient très élevé, comme c'est le cas pour les diodes à avalanche de dimensions très faibles.

Deuxièmement nous admettrons que le taux d'ionisation moyen α varie pratiquement linéairement en fonction du champ électrique :

$$\alpha = k E \quad (3.12)$$

Nous justifierons et préciserons la valeur de k dans les estimations de la tension d'avalanche de seuil auquel nous serons conduit.

Moyennant ces hypothèses, l'intégration de la relation 3.11 à partir des relations 3.9 et 3.10, nous permet d'exprimer la condition d'avalanche tenant compte des espaces noirs sous la forme :

$$\alpha (w - 2 \lambda_s) + e^{-\alpha w} [e^{-\alpha \lambda_s} - 1] = 1 \quad (3.13)$$

On pourra vérifier qu'en faisant tendre λ_s vers zéro on retrouve la condition simple d'avalanche exprimée dans le cas où $\alpha_n = \alpha_p$

$$\alpha w = 1 \quad (3.14)$$

En désignant par E_a le champ d'avalanche qui permet de satisfaire à la relation 3.13, il est alors possible d'exprimer la tension d'avalanche $V_a = E_a w$ par la relation :

$$k V_a - \frac{2 E_s}{9} + e^{-k V_a} \left[e^{\frac{k E_s}{9}} - 1 \right] = 1 \quad (3.15)$$

On pourra tout d'abord remarquer que la longueur w de la zone active n'intervient plus dans l'expression de V_a . Cela signifie que la tension d'avalanche devient indépendante de la dimension de la zone de multiplication lorsque celle-ci devient de plus en plus réduite. C'est ce que l'on observe sur la

figure 3.11 relatif au calcul de la tension d'avalanche par la méthode particulière, lorsque les effets d'espaces noirs sont pris en compte.

Outre cette constatation qui est sans doute la plus importante, la relation 3.15 indique que la valeur limite de la tension d'avalanche V_a dépend de la façon dont les coefficients d'ionisation sont fonction du champ électrique par l'intermédiaire du facteur de proportionnalité k .

Pour préciser quelles peuvent être les valeurs de la tension V_a comparativement à l'énergie de seuil d'ionisation, nous allons faire deux hypothèses concernant la valeur de k .

En premier lieu, nous supposons que k est égal à $\frac{q}{\epsilon_S}$. Physiquement cela correspond au cas limite où l'électron ou le trou acquiert l'énergie ϵ_S de façon quasi ballistique et qu'ainsi le libre parcours moyen entre deux chocs ionisants est simplement λ_S . Si l'on reporte cette valeur de k dans la relation 3.15 la limite de tension d'avalanche V_a est donnée par la relation :

$$\frac{q V_a}{\epsilon_S} = 3 - e^{-\frac{q V_a}{\epsilon_S}} (e - 1) \quad (3.16)$$

L'expression 3.16 situe la valeur limite de tension à une valeur légèrement inférieure à trois fois l'énergie de seuil d'ionisation. En supposant une énergie de seuil moyenne des électrons et des trous pour le Silicium, voisine de 1.8 eV, on obtient une valeur de V_a , reportée en traits pointillés sur la figure 3.11, assez éloignée de la valeur limite mise en évidence numériquement.

En second lieu, nous supposons pour k une valeur plus réaliste égale à $\frac{q}{2\epsilon_S}$. Pour justifier cette approximation on pourra se

reporter sur la figure 2.24 du chapitre 2 qui décrit les variations spatiales de la probabilité pour qu'un porteur ionise entre x et $x + dx$. On pourra noter sur la figure 2.24(a) qui correspond aux champs très élevés que le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes est voisin de $2 \lambda_S$. Dans ce cas la valeur de V_a est donnée par l'expression :

$$\frac{qV_a}{2E_S} = 2 - e^{-\frac{qV_a}{2E_S}} \left[\sqrt{e} - 1 \right] \quad (3.17)$$

qui correspond à une valeur de tension de l'ordre de 3.8 fois l'énergie de seuil d'ionisation. La valeur de V_a calculée à partir de la relation 3 est reportée sur la figure 3.11 en traits interrompus. On pourra noter dans ce cas un meilleur accord avec les valeurs obtenues numériquement bien que nous ayons sans doute utilisé dans nos simulations, une probabilité d'ionisation trop faible (cf paragraphe II.2.3.2 du chapitre 2) ce qui explique que la valeur limite de la tension d'avalanche obtenue par simulation soit plus élevée que celle obtenue analytiquement*.

L'étude détaillée des variations exactes de la tension d'avalanche est sans doute à la portée de la méthode de simulation microscopique. Toutefois, nous venons de voir que cette étude nécessiterait de connaître avec précision l'évolution du coefficient d'ionisation pour des valeurs de champs

* Précisons également que la valeur limite de tension que nous étudions ici suppose un régime d'avalanche pur. Il est bien évident qu'en pratique d'autres mécanismes peuvent intervenir tel que l'effet tunnel. Il en résulte qu'expérimentalement des diodes submicroniques peuvent présenter des phénomènes de "claquage" pour des valeurs de tension plus faibles que celles que nous venons d'établir numériquement ou analytiquement.

électriques typiquement de l'ordre de 1000 kV/cm ce qui est loin d'être le cas actuellement. Dans ce contexte, il ne nous semble pas à l'heure actuelle qu'un tel travail mènerait à des conclusions très nettes quant aux valeurs exactes des tensions d'avalanche .

En revanche, il peut être intéressant de valider les valeurs numériques que l'on obtient lorsque les distances interélectrodes sont comprises entre 0.1 μm et 1 μm par une rapide confrontation théorie expérience.

II.2.2.3 Comparaison à quelques résultats expérimentaux

Dans ce but, nous avons mesuré expérimentalement les tensions d'avalanche de diodes Silicium utilisées en multiplication de fréquences. La caractérisation des structures est obtenue à partir des méthodes classiques [2][3].

La figure 3.12 précise quelles peuvent être d'une part la capacité présentée en inverse par la diode en fonction de la tension appliquée (a) et d'autre part les variations en fonction de l'abscisse de la concentration en impuretés (c) ainsi que celles du champ électrique (b). Il s'agit ici de l'échantillon TM 176 9A . On pourra remarquer que les dopages relativement faibles de la zone épitaxiée rendent ces structures très proches d'une simple zone de multiplication comme le montre la carte de champ électrique. Par ailleurs, il est intéressant de noter que ces structures sont submicroniques.

La figure 3.13 représente la caractéristique I(v) inverse en échelle logarithmique (a) et linéaire (b) d'où l'on déduit la tension d'avalanche.

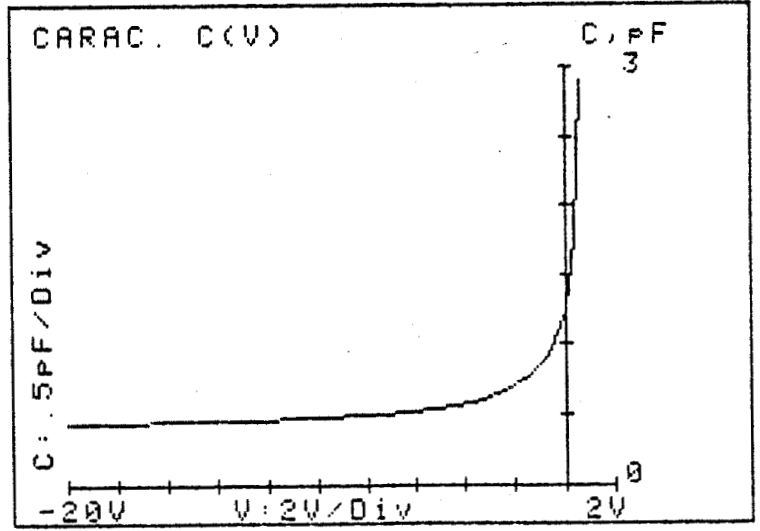
Les tensions de claquage que l'on mesure sur ce type de diode sont reportées sur la figure 3.12. Les tensions d'avalanche que l'on obtient

Diode: TM1769A
Mat.: Si Type: Nconst. S.Drift
Sseom: 1300 μm^2
Seffe: 2631 μm^2

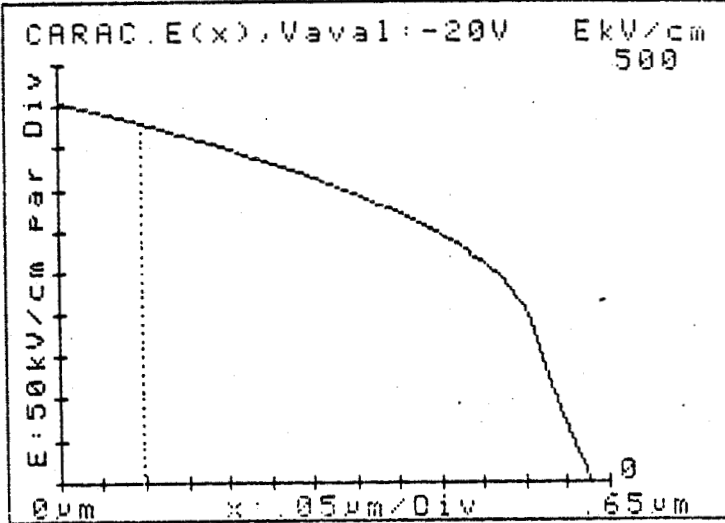
Frea: 100 MHz
Temp: 20 °C (293 K)

V aval: -20 V

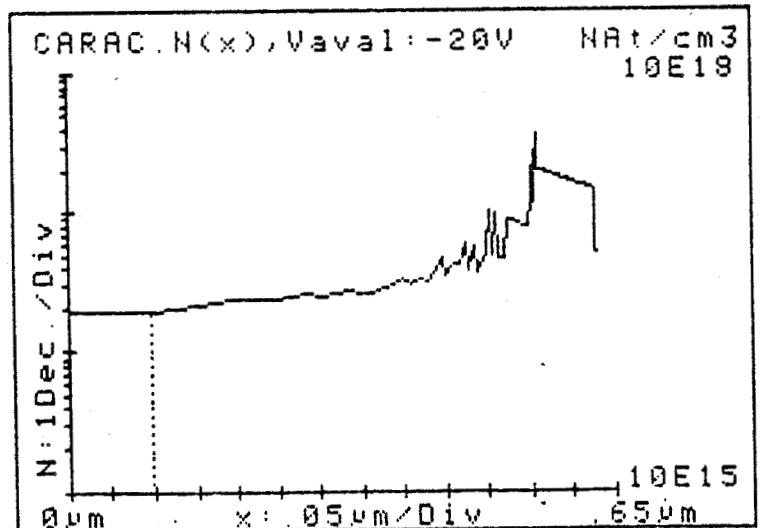
Condi. d'Aval: .99747



(a)



(b)



(c)

Figure 3.12 Caractérisation expérimentale des diodes de multiplication

- (a) variation de la capacité en fonction de la tension appliquée
- (b) carte de champ électrique
- (c) profil de dopage

DIODE: TM 176 No 9A

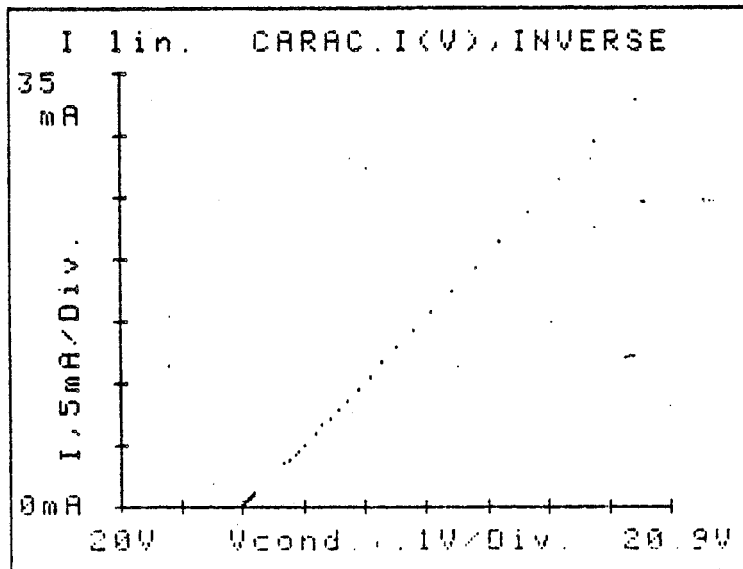
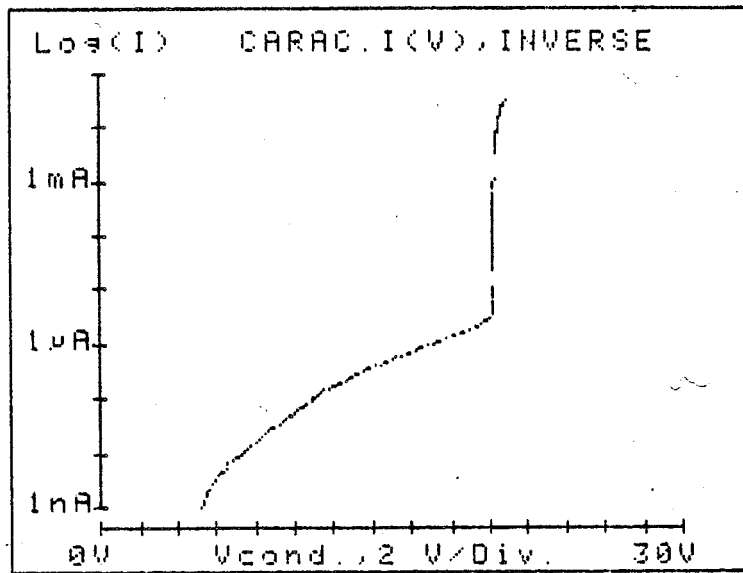


Figure 3.13 Caractéristiques statiques de la diode TM 176-9A

sont ici voisines de 20 V et on observe pour cette valeur de tension un accord théorie expérience satisfaisant.

Afin de valider nos résultats numériques obtenus à tensions faibles, nous avons également représenté sur la figure 3.11 les valeurs de tensions d'avalanche qui sont données dans les travaux de MISAWA sur les diodes PIN [4]. Ici encore, on note des valeurs obtenues expérimentalement voisines de celles que l'on calcule théoriquement.

Après cette étude relativement fondamentale des effets d'espaces noirs en volume et aux limites, nous terminerons cette première partie en nous intéressant aux répartitions spatiales des grandeurs physiques que l'on obtient numériquement en régime indépendant du temps.

II.3 CARACTERISATION D'UNE STRUCTURE DOUBLE DRIFT SILICIUM

Ce paragraphe est consacré à l'étude d'une diode à double zone de transit. Ce type de diode présente d'excellentes performances en régime dynamique en gamme millimétrique, nous le verrons ultérieurement et il s'avérerait particulièrement intéressant de les étudier en régime statique [5][6]

II.3.1 Un exemple de structure réelle : définition de la structure théorique

Sur le figure 3.14 nous avons représenté un exemple de structure qui est actuellement utilisée en oscillateurs pour des fréquences voisines de 100 GHz [6]. Ces résultats concernent l'échantillon T146-2. Le profil

Diode: T146 No 2
 Mat.: Si Type: Nconst. D.Drift
 Sseom: 1000 μm^2
 Sseffe: 902 μm^2

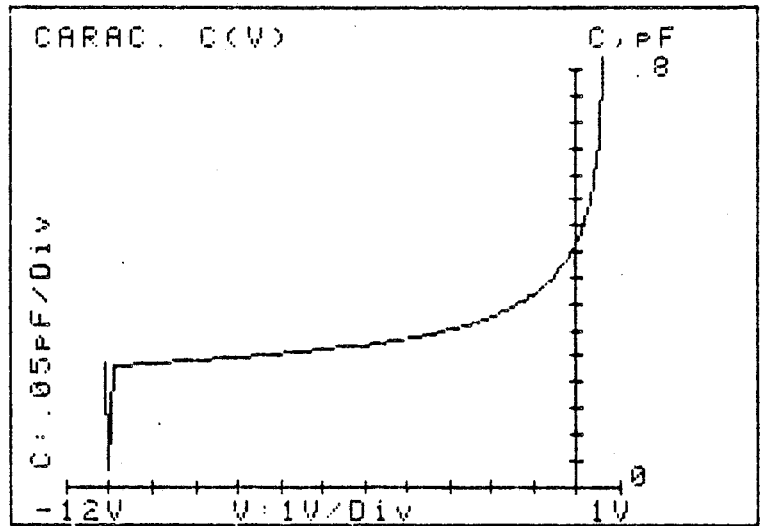
Freq: 100 MHz
 Temp: 20 °C (293 K)

$V_{\text{aval}}: -10.9 \text{ V}$

Condi.d'Aval: 1.00282

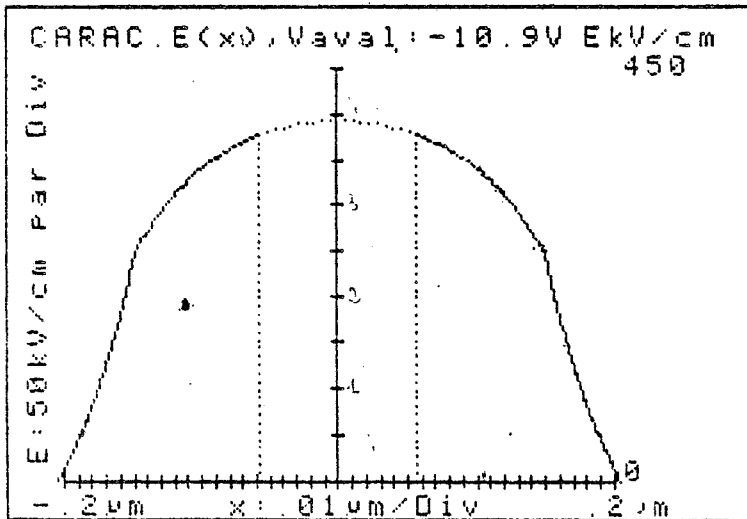
(a)

capacité en fonction de la tension inverse



(b)

carte de champ électrique



(c)

profil de dopage en supposant $N_D(x) = N_A(x)$

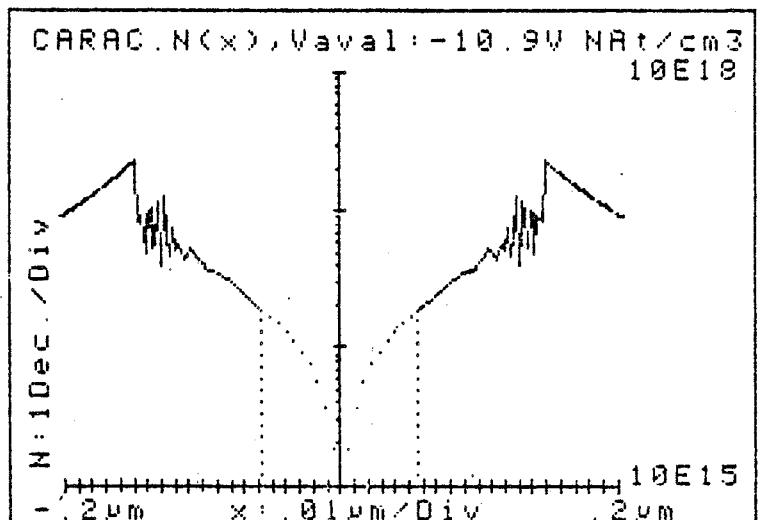


Figure 3.14 Caractérisation expérimentale des structures à double zone de transit (diode T 146-2)

de dopage que l'on déduit de la capacité de la diode en fonction de la tension inverse est représenté sur la figure 3.15(c). Nous avons supposé ici que les niveaux d'impuretés sont équivalents dans les zones p et n . La carte de champ électrique au seuil d'avalanche est représentée sur la figure 3.15(b) . Les valeurs maximum de champ électrique que l'on observe sont comprises entre 350 kV/cm et 400 kV/cm.

Si l'on tient compte des informations contenues sur la figure 3.15, on peut déduire une structure qui fera l'objet d'une simulation et qui sera caractérisée par un dopage moyen dans les zones P et n de 10^{17} at/cm³ et une longueur de zone active que nous avons fixée à 0.5µm. A l'aide des procédures numériques exposées dans le paragraphe I.2.3, il nous est alors possible de déterminer théoriquement les répartitions spatiales des différentes grandeurs physiques qui caractérisent le régime statique.

II.3.2 Résultats numériques

Sur la figure 3.15 nous avons représenté les répartitions spatiales des différentes grandeurs caractérisant les porteurs dans la diode à un instant où la tension et le courant sont rendus aussi constants que possible. La carte de champ électrique est donnée sur la figure 3.15 (a) . On peut noter que le caractère général du profil de champ électrique est ici respecté.

La figure 3.15(d) montre les répartitions instantanées du nombre d'électrons et de trous. Nous donnons également sur la figure 3.15(c) et (b) respectivement les variations en fonction de l'abscisse de l'énergie et de la vitesse moyenne des électrons et des trous. Lorsque aucun porteur, trou ou

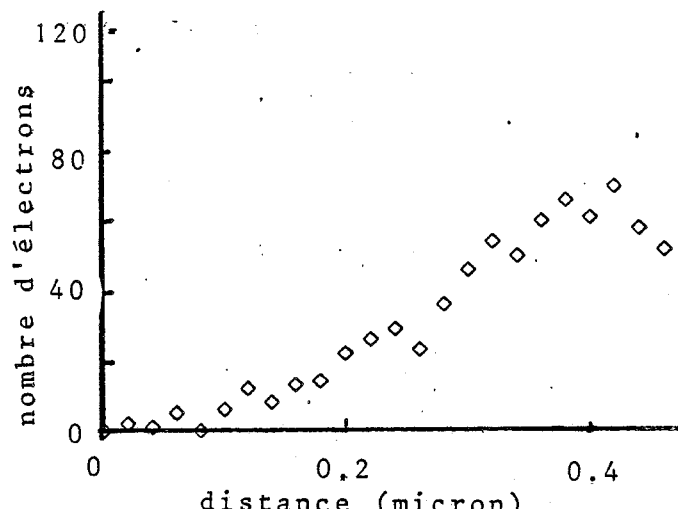
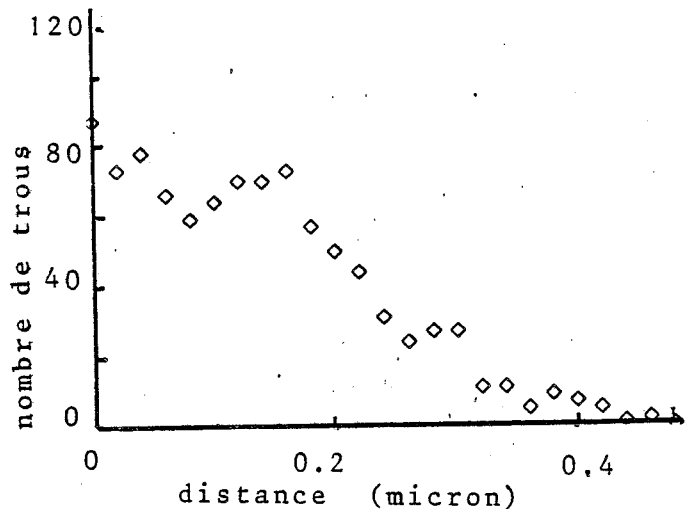
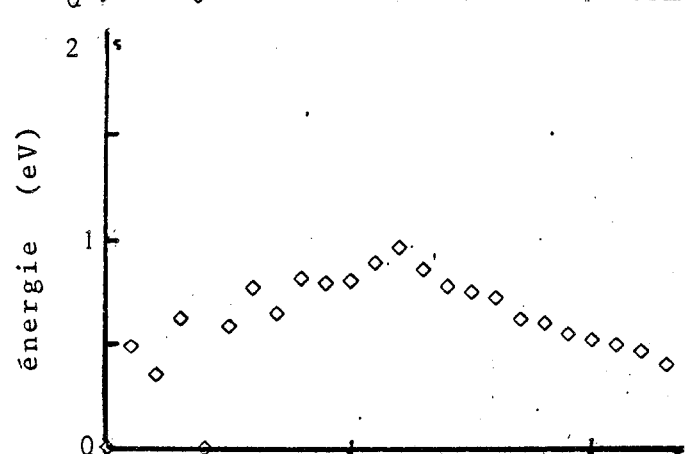
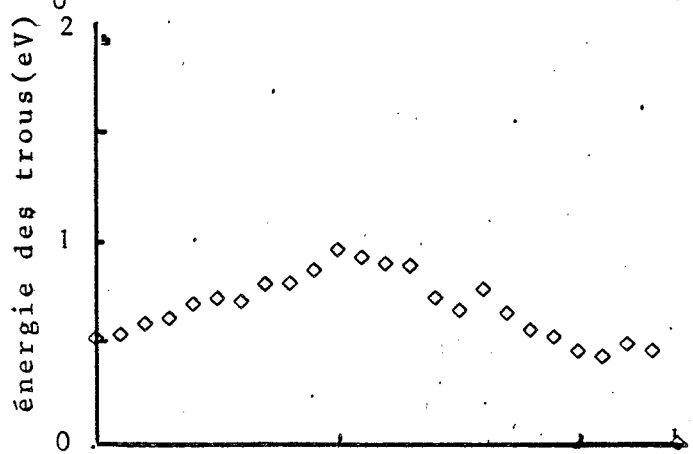
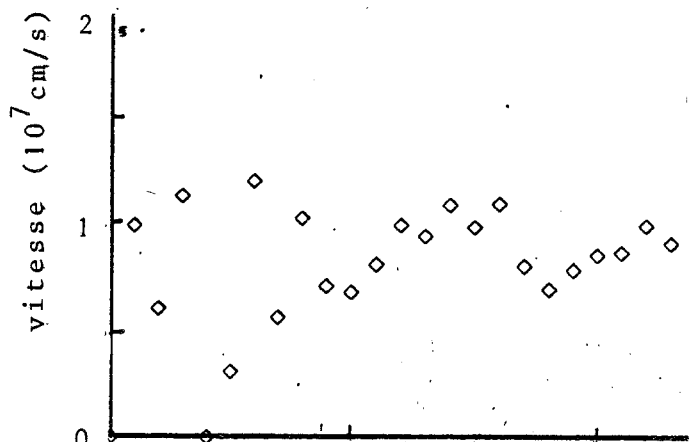
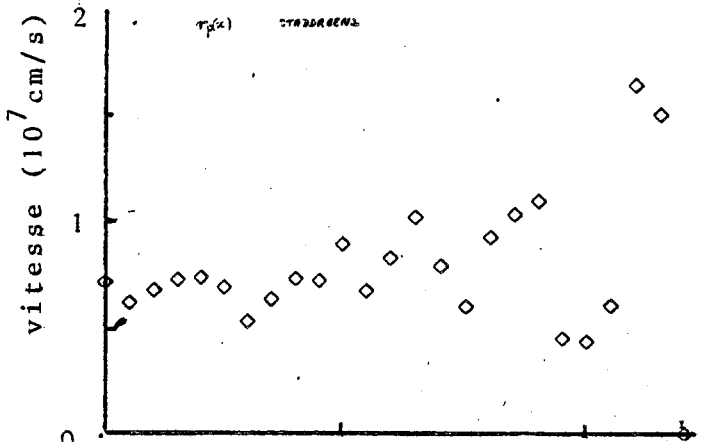
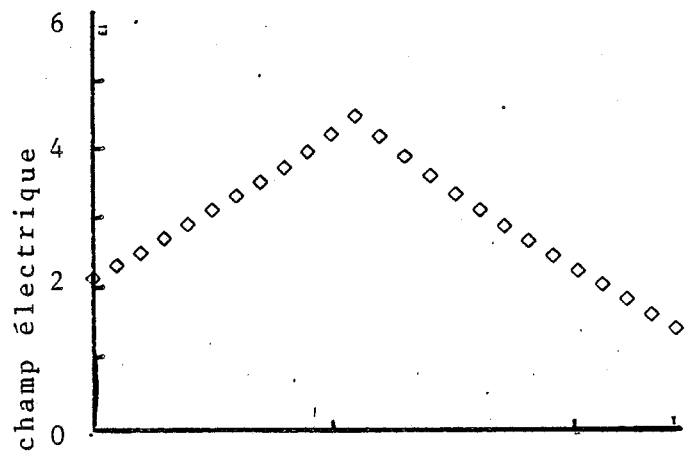


Figure 3.15 Répartition spatiales des grandeurs physiques caractérisant le régime statique d'une S_i double drift Silicium
 (a) carte de champ électrique
 (b) vitesse moyenne
 (c) énergie moyenne
 (d) nombre d'électrons et de trous présent dans la zone active

électron, ne figure en un point d'abscisse donné nous avons arbitrairement fixé la grandeur moyenne correspondante à zéro. En ce qui concerne les vitesses des porteurs, les points qui s'écartent notablement des valeurs moyennes résultent d'un nombre trop faible de particules au point d'abscisse considéré.

Moyennant ces remarques on pourra observer que les porteurs transitent pratiquement à vitesse constante qui correspond à la vitesse de saturation des électrons et des trous.

Sur la figure 3.16 nous avons reporté les variations spatiales de la densité électronique et de trou moyennées à partir de plusieurs échantillons pris durant le temps d'observation. On peut remarquer essentiellement que les concentrations d'électrons et de trous sont constantes sur deux zones adjacentes aux zones p^+ et n^+ . C'est le concept classique de zone d'avalanche et de zone de transit que nous retrouvons ici.

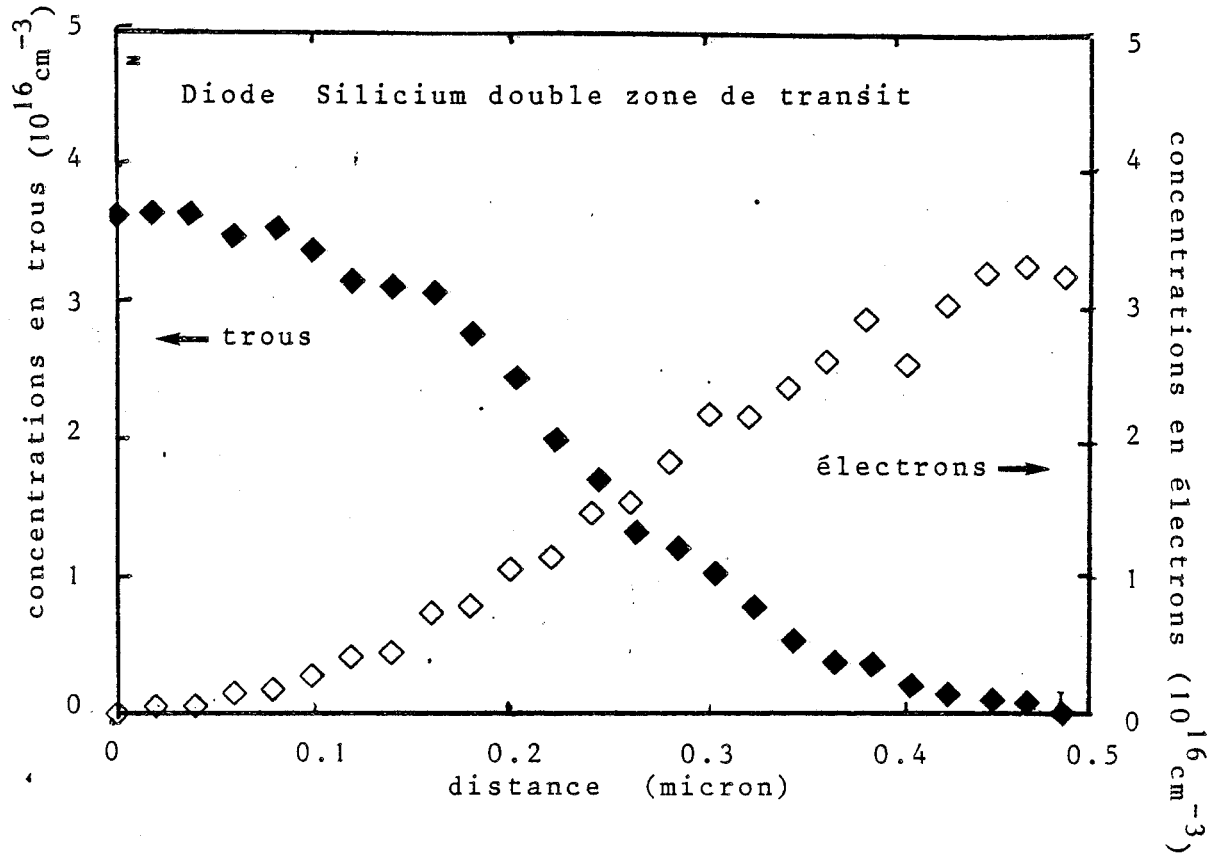


Figure 3.16 Répartitions spatiales des densités moyennes en électrons et trous

III CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE

Pour conclure cette partie consacrée à la multiplication des porteurs en régime statique, nous dirons que la méthode microscopique que nous avons développée, décrit de façon satisfaisante la distribution spatiale des ionisations, mettant en évidence les espaces noirs aux limites. Elle rend compte également de l'existence d'une limite inférieure de la tension d'avalanche lorsque les dimensions deviennent de plus en plus restreintes. Cet effet est attribué principalement à la présence des espaces noirs aux limites qui introduisent des zones inactives dans l'intégrale d'ionisation. Les effets d'espace noir en volume sont moins directement identifiés dans la mesure où ils dépendent essentiellement de la définition des probabilités monoporteurs introduites dans la simulation.

Un accord quantitatif entre résultats expérimentaux et théoriques a été obtenu pour des diodes PIN Si présentant des longueurs de zones de multiplication comprises entre $0.1\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$.

Enfin pour terminer, nous avons entrepris une première étude de structures à double zones de transit et nous avons vu que les résultats obtenus étaient cohérents.

Nous allons maintenant poursuivre cette étude en régime indépendant du temps en nous intéressant aux propriétés de bruit de génération en absence d'oscillation.

2^{ème} Partie

DESCRIPTION DU BRUIT EN ABSENCE D'OSCILLATION

I DESCRIPTION NUMERIQUE DES FLUCTUATIONS DU COURANT PARTICULAIRE

Nous ne prétendons pas dans ce paragraphe faire un exposé exhaustif de tous les problèmes concernant la caractérisation du bruit de génération dans les diodes IMPATT millimétriques. Nous nous proposons plutôt de montrer les possibilités de la méthode particulière en ce qui concerne la détermination des fluctuations de courant d'une diode à avalanche. Dès lors, les résultats que nous présentons constituent une première étude de ces problèmes. Nous examinerons tout d'abord les techniques numériques que nous avons utilisées pour caractériser les propriétés statistiques liées à la génération de porteurs faisant intervenir l'ionisation par choc. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus numériquement relatifs à l'analyse spectrale du courant d'avalanche et aux fluctuations quadratiques moyennes.

I.1. TECHNIQUES NUMERIQUES DE CARACTERISATION DES FLUCTUATIONS

Les techniques numériques que nous employons sont basées sur la détermination de la fonction d'autocorrélation des fluctuations du courant de particules qui nous permet ensuite de déduire le spectre de bruit.

Cette détermination est effectuée durant une période T_0 choisie dans le temps total de simulation de façon que l'état de la diode soit stationnaire. Nous calculons la fonction d'autocorrélation des écarts de courants $\Delta I(t) = I(t) - \bar{I}$, \bar{I} désignant la valeur moyenne du courant particulaire, à l'aide de la relation :

$$\Phi_{II}(\theta) = \frac{1}{T_0 - \theta} \int_0^{T_0 - \theta} \Delta I(t) \Delta I(t + \theta) dt \quad (3.15)$$

$$0 < \theta < T_0$$

Les valeurs de $I(t)$, donc de $\Delta I(t)$ étant échantillonnées à une fréquence $F_e = 1/\Delta t$ (où Δt est l'incrément temporel de la simulation) on obtient une estimation numérique de la fonction d'autocorrélation sur la durée d'observation $T_0 = N\Delta t$ par la relation :

$$\bar{\Phi}_{I,N}(k\Delta t) = \frac{1}{N-k} \sum_{j=1}^{N-k} \Delta I^j \Delta I^{j+k} \quad k=0,1,\dots \quad (3.16)$$

La densité spectrale de bruit en courant se déduit alors de la fonction d'autocorrélation $\phi_I(\theta)$ ainsi définie en utilisant le théorème de WIENER KHINTCHINE [7]

$$S_I(f) = 4 \int_0^\infty \bar{\Phi}_I(\theta) \cos 2\pi f \theta \, d\theta \quad (3.17)$$

A partir des valeurs de la fonction $\phi_I(\theta)$ aux différents instants $k\Delta t$ on calcule numériquement l'estimation du spectre de bruit:

$$S_{N,m}(\omega) = 4 \sum_{k=1}^m \bar{\Phi}_I(k\Delta t) \cos(2\pi f k\Delta t) \Delta t \quad (3.19)$$

Remarquons que lorsque θ est suffisamment important la fonction d'autocorrélation doit tendre vers une valeur nulle. Or en pratique, il s'avère qu'aux temps longs on observe des fluctuations importantes de $\phi_I(\theta)$ qui ne sont pas significatives dans la mesure où le temps d'intégration dans la relation 3.15 devient de plus en plus faible. En conséquence, il est préférable d'admettre qu'au delà d'une valeur de temps θ_{\max} la fonction d'autocorrélation est nulle.

Il en résulte que nous gardons k toujours inférieur à un nombre entier m tel que:

$$m \Delta t < \theta_{\max}$$

La fonction de corrélation n'étant connue que sur l'intervalle $[0, \theta_{\max}]$, la densité spectrale obtenue est la convolution de la vraie densité spectrale $S_I(f)$ et d'une fonction $U_m(f)$ qui représente la transformée de Fourier de la fenêtre temporelle définie par les relations:

$$\begin{aligned} U_m(\theta) &= 1 && \text{pour } 0 < \theta < \theta_{\max} \\ U_m(\theta) &= 0 && \text{pour } \theta \geq \theta_{\max} \end{aligned} \tag{3.18}$$

Rappelons également que si on veut une estimation correcte de $S_{N,m}(f)$ il convient que la densité spectrale de bruit soit négligeable en dehors du domaine fréquentiel $[0, F_e/2]$

I.2 RESULTATS DE L'ETUDE NUMERIQUE

I.2.1 Décorrélation et analyse spectrale des fluctuations du courant particulaire

I.2.1.1 Bruit de diffusion et bruit de grenaille

Un exemple de résultat que l'on obtient directement sur ordinateur à l'aide des techniques numériques que nous venons d'exposer est représenté sur la figure 3.17. Il s'agit ici d'une diode PIN de longueur $0.2 \mu\text{m}$ à l'Arséniure de Gallium. La figure 3.17(a) montre les variations du courant particulaire $I(t)$ au cours du temps. On pourra noter les fluctuations extrêmement importantes des

valeurs du courant particulaire autour de sa valeur moyenne. Le temps d'observation T_0 est ici égal à 100 ps, la valeur du coefficient de multiplication est égale à 10.

La figure 3.17(b) représente l'évolution temporelle de la fonction d'autocorrélation $\Phi_I(\theta)$ des fluctuations du courant de particules que nous venons de mettre en évidence. On pourra tout d'abord remarquer une variation extrêmement brutale de la fonction Φ_I pratiquement en un pas sur le temps, qui est représentée sur la figure 3.17 (b) en traits pointillés. Cette décorrélation très rapide des valeurs aléatoires de courant est attribuée aux fluctuations de vitesse des porteurs multipliées. En effet, rappelons que dans notre simulation nous modifions à chaque Δt la position de chaque particule aléatoirement de façon à tenir compte du phénomène de diffusion. Il en résulte que les électrons et les trous ne gardent complètement la mémoire de leur vitesse que durant un temps égal à la valeur de l'incrément temporel. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons choisi Δt de l'ordre de τ_m . On observe ensuite une décorrélation plus lente des fluctuations de $I(t)$. Ainsi dans le cas considéré, la fonction de corrélation $\Phi_I(\theta)$ ne devient négligeable que pour des temps de l'ordre de 10ps. Comme les fluctuations de vitesse sont décorréllées à l'échelle de la picoseconde [8] nous en déduisons que cette partie de la fonction $\Phi_I(\theta)$ caractérise les corrélations des variations aléatoires de densité de porteurs libres.

L'analyse des fluctuations du courant d'avalanche permet donc de mettre en évidence :

. Premièrement le bruit de diffusion dû aux fluctuations de vitesse qui dans le cas des composants submicroniques que nous étudions peut être modifié du fait des survitesses qui affectent les porteurs après ionisation ou après injection par les zones semi-conductrices fortement dopées. Ces fluctuations se décoirellent extrêmement rapidement (typiquement 0.1ps) et vont par conséquent se manifester jusqu'à ce que les fréquences correspondant à l'inverse du temps de relaxation du moment soient atteintes.

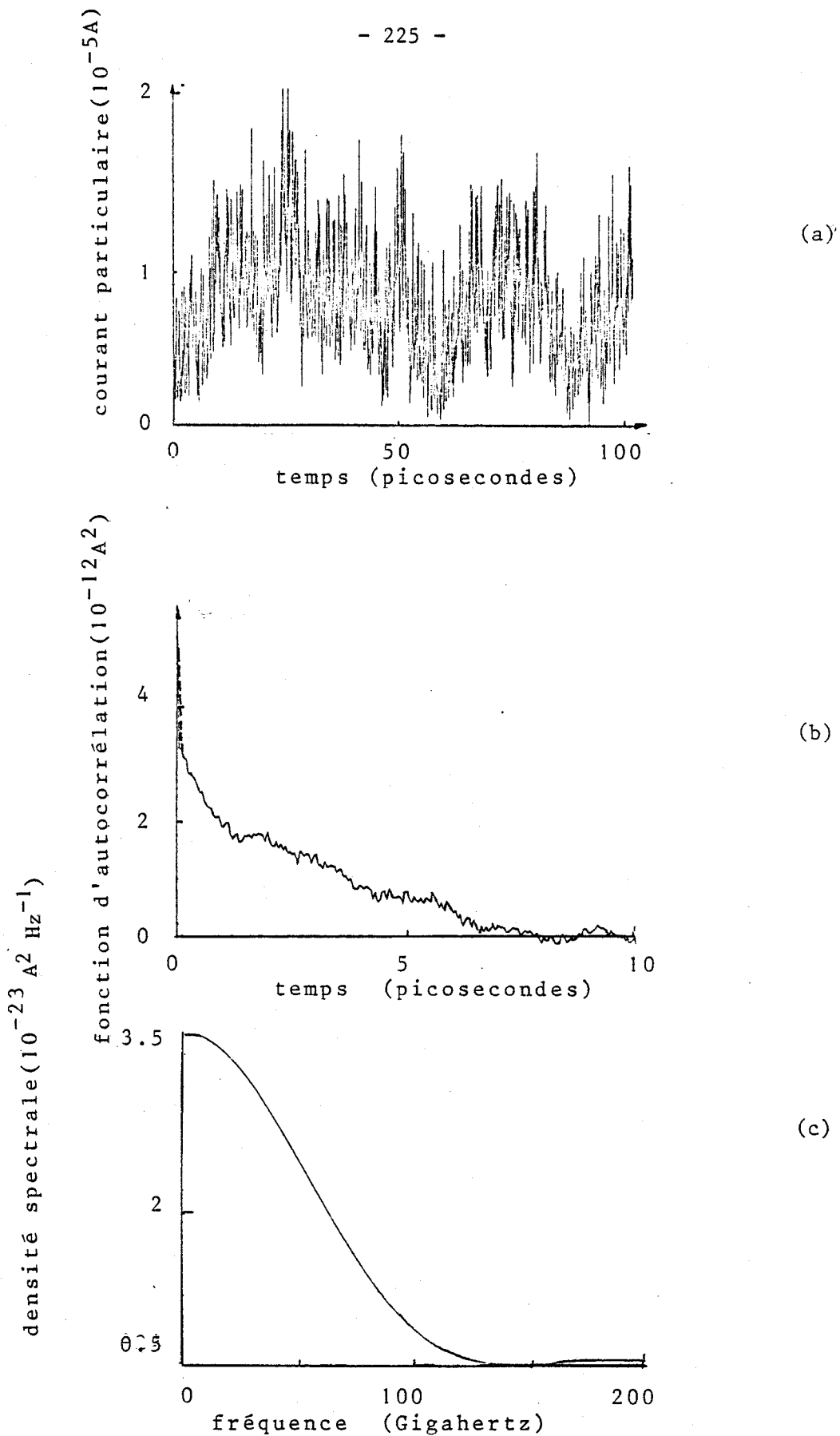


Figure 3.17 Décorrélation et analyse spectrale des variations aléatoires du courant multiplié

- (a) Variation en fonction du temps du courant particulaire $I(t)$
- (b) Fonction d'autocorrélation des fluctuations de $I(t)$
- (c) Densité spectrale de bruit associée

. Deuxièmement le bruit de génération qui correspond à un bruit de grenaille dont la décorrélation est nettement plus lente (typiquement supérieure à la picoseconde) que celle des fluctuations de vitesse. Il en résulte qu'elles vont affecter essentiellement la partie basses fréquences du spectre de bruit du courant multiplié qui va alors présenter une caractéristique du type passe bas.

Sur la figure 3.17(c) nous avons représenté le résultat de l'analyse spectrale de bruit que l'on effectue à partir de la relation 3.19 appliquée à la fonction $\Phi_I(\theta)$ précédente. On notera ici une fréquence de coupure de la densité spectrale de bruit de l'ordre de 60GHz pour le cas considéré.

Cette distinction entre le bruit thermique et le bruit de grenaille étant faite il est à présent possible d'étudier dans quelle mesure le bruit de génération dépend du facteur de multiplication.

I.2.1.2 Influence du facteur de multiplication sur la densité spectrale de bruit

Sur la figure 3.18, nous avons représenté les fonctions d'auto-corrélation des fluctuations de courant $\Phi_I(\theta)$ normalisées ainsi que les densités spectrales de bruit associées que l'on obtient en étudiant une diode Silicium PIN de longueur de $0.2\mu\text{m}$ pour différentes conditions de polarisation. On pourra constater essentiellement que la décorrélation des fluctuations du courant particulière est d'autant plus lente que le coefficient de multiplication M est élevé. Au niveau des densités spectrales de bruit, ceci se traduit par des fréquences de coupure qui diminuent au fur et à mesure que le facteur de multiplication augmente. Ces résultats et plus particulièrement l'évolution de la bande passante du spectre de bruit du courant d'avalanche sont conformes aux descriptions analytiques du bruit de génération développées dans le passé [9][10][11]. En effet, si l'on s'en réfère aux théories macroscopiques du bruit de génération à très faibles coefficients de multiplications donc de courant de polarisation, celles-ci

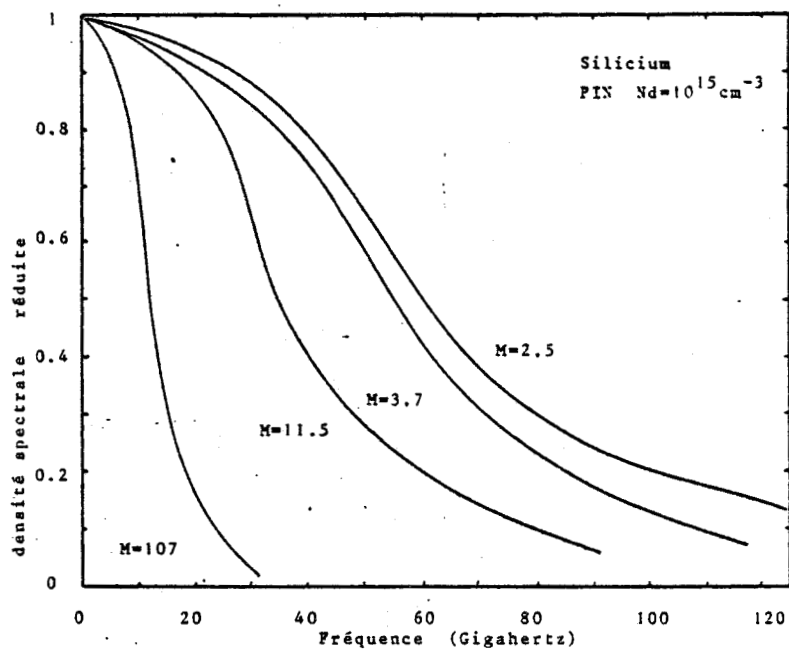
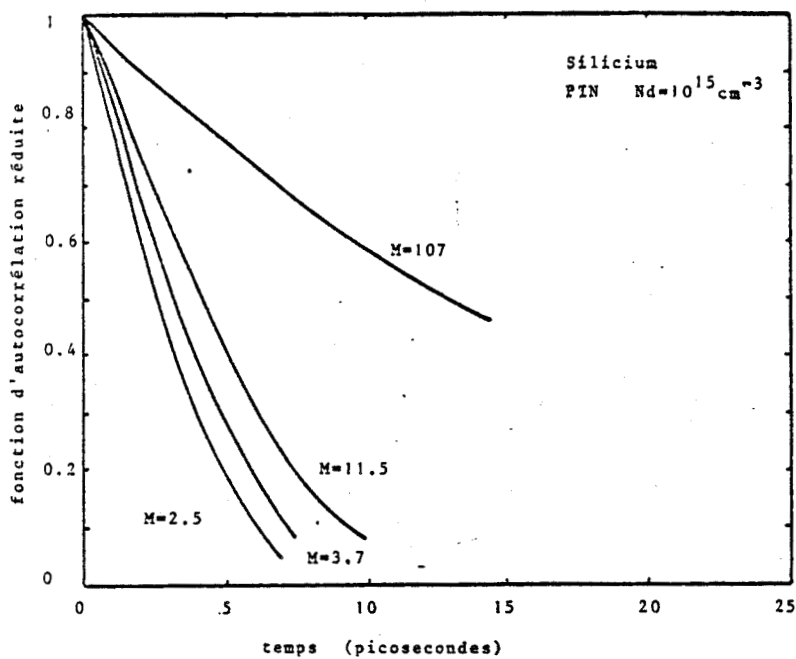


Figure 3.18 Fonction de corrélation normalisée et densité spectrale de bruit en fonction du taux de multiplication

prévoient que la fonction d'autocorrélation normalisée est donnée par la relation:

$$\rho_{\text{I}}(\theta) = \frac{\Phi_{\text{I}}(\theta)}{\Phi_{\text{I}}(0)} = e^{-t/M\tau_i} \quad (3.20)$$

où M et τ_i désignent respectivement le coefficient de multiplication et le temps de montée intrinsèque de l'avalanche.

La densité spectrale de bruit normalisée est alors donnée par l'expression:

$$S(\omega) = \frac{S(\omega)}{S(0)} = \frac{1}{1 + M^2 \omega^2 \tau_i^2} \quad (3.21)$$

On constate que si les variations exactes des fonctions $\Phi_{\text{I}}(\theta)$ et $S_{\text{I}}(\omega)$ obtenues numériquement ne sont pas aussi simples que celles données par les relations 3.20 et 3.21, le sens des évolutions en fonction du temps et de la fréquence est par contre conservé. Ceci montre la faisabilité d'une étude du bruit de génération par une procédure théorique purement microscopique qui n'avait à notre connaissance jamais été proposée. Signalons cependant un point qui nous paraît important en ce qui concerne les applications potentielles d'une telle procédure de simulation du bruit de fond. Nous avons vu en effet qu'une estimation précise de la densité spectrale de bruit demande d'étudier la fonction de corrélation durant un temps θ_m^* relativement plus faible que le temps d'observation T_0 . Au bout de ce temps θ_m la fonction $\Phi_{\text{I}}(\theta)$ doit en effet prendre des valeurs nulles ou tout du moins négligeables devant $\Phi_{\text{I}}(0)$. Or la période de temps T_0 est nécessairement limitée par la taille mémoire du calculateur. Il en résulte que nous ne pourrions étudier que des composants pour lesquels le produit $M\tau_i$ prend des valeurs relativement peu élevées. Plus précisément ceci implique d'une part d'étu-

* En effet quand θ_m tend vers T_0 le temps d'intégration dans la relation 3.15 tend vers zéro.

dier des diodes de multiplication pour lesquelles les dimensions des zones d'avalanche sont restreintes afin de diminuer le temps de montée intrinsèque de l'avalanche et d'autre part de les caractériser pour des conditions de fonctionnement telles que les coefficients de multiplication soient faibles. Compte tenu de ces deux remarques il nous semble que la méthode particulière est mieux adaptée à l'étude du bruit de fond dans les photodiodes à avalanche à très faible temps de réponse.

Nous allons poursuivre cette étude des possibilités de la méthode microscopique en étudiant dans le paragraphe suivant les fluctuations quadratiques moyennes du courant d'avalanche.

I.2.2 Fluctuations quadratiques moyennes

Il est maintenant bien connu [12][13][14] que le bruit de multiplication fait apparaître un bruit en excès par rapport au bruit calculé à partir d'une simple distribution de Poisson du coefficient de multiplication. Cette valeur anormalement élevée du bruit présenté par le composant peut se comprendre très simplement en considérant que la multiplication des porteurs est la conséquence de deux flux de particules les électrons et les trous qui se déplacent dans des directions opposées. L'ionisation de ces deux types de porteurs a pour conséquence d'introduire une réaction interne et d'augmenter ainsi les fluctuations de courant par rapport à celles que l'on obtiendrait si la diode se comportait comme un simple amplificateur des fluctuations du courant initial c'est-à-dire du courant de saturation.

Communément on caractérise cet excès de bruit par le facteur F défini par la relation

$$F = \frac{\overline{M^2}}{(\overline{M})^2} \quad (3.22)$$

Pour un courant multiplié, initialisé par électrons le facteur d'excès de bruit s'écrit plus précisément:

$$F = \bar{M} \left(1 - \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \right) \left(\frac{\bar{M} - 1}{\bar{M}} \right)^2 \right) \quad (3.23)$$

Pour un courant initialisé par trous il suffit de remplacer $\frac{\alpha_p}{\alpha_n}$ par $\frac{\alpha_n}{\alpha_p}$. Le facteur d'excès de bruit dépend donc du coefficient de multiplication et du rapport entre le taux d'ionisation des électrons et des trous. Ainsi, lorsque $\alpha_p = \alpha_n$ le facteur d'excès de bruit F est proportionnel à M et l'augmentation du bruit devient alors très importante pour les taux de multiplication élevés. Par contre, lorsque $\alpha_p = 0$, le facteur F tend vers 2 pour des coefficients de multiplication suffisamment élevés.

Le but de ce paragraphe est de caractériser ce bruit en excès propre au mécanisme physique de multiplication par la méthode particulière. Pour ce faire, nous examinerons respectivement l'évolution de la variance des fluctuations de courant en fonction du coefficient de multiplication pour deux diodes du type PIN à l'Arseniure de Gallium et au Silicium. Nous compléterons cette étude des fluctuations quadratiques moyennes par l'examen de l'influence de l'énergie de seuil sur les variations aléatoires du courant d'avalanche.

I.2.2.1 Variance des fluctuations de courant en fonction du coefficient de multiplication

Nous avons représenté sur la figure 3.19 le résultat que l'on obtient en calculant la variance des fluctuations de courant observées dans une diode PIN à l'Arséniure de Gallium de $0.2\mu\text{m}$. Les variations de $\text{var } I$ en fonction du coefficient de multiplication M sont normalisées par rapport à la variance

des fluctuations du courant particulières que l'on obtient lorsque le coefficient M tend vers l'unité. On pourra constater essentiellement que les fluctuations quadratiques moyennes varient comme le carré du coefficient de multiplication. Pour établir la validité de ce résultat, essayons de préciser l'évolution de $\text{var } I$ en fonction de M analytiquement. Par définition la variance des fluctuations de courant est déterminée par l'intégration de la densité spectrale de bruit $S(\omega)$:

$$\overline{\Delta I^2} = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (3.24)$$

où $S(\omega)$ est donné par la relation 3.21 lorsque l'on exprime la densité spectrale de bruit à fréquence nulle $S(0)$. Le calcul de $S(0)$ a été effectué par TAGER[13]. Cet auteur a montré que le spectre de bruit aux fréquences pour lesquelles l'inertie du phénomène d'avalanche est négligé ($M\omega\tau_i \ll 1$) est entièrement déterminée par la valeur moyenne du carré du coefficient de multiplication :

$$S(0) = 2q I_S \overline{M^2} \quad (3.25)$$

où I_S désigne le courant de saturation q la charge électronique.

Dans le cas de l'Arséniure de Gallium pour lequel les coefficients d'ionisations des électrons et des trous sont égaux, l'étude analytique[13] de la distribution des probabilités que le coefficient de multiplication soit égal à une valeur donnée, conduit à obtenir une valeur de la densité spectrale de bruit à fréquence nulle qui varie en puissance cubique du coefficient de multiplication:

$$S(0) = 2q I_S (\overline{M})^3 \quad (3.26)$$

A partir des relations 3.24 et 3.25 l'intégration de l'équation conduit au résultat suivant :

$$\Delta I^2 = \int_0^{\infty} \frac{2q I_S \bar{n}^3}{1 + \bar{n}^2 \omega^2 \tau_v^2} d\omega = A M^2 \quad (3.27)$$

qui indique que les fluctuations quadratiques moyennes du courant varient comme le carré du coefficient de multiplication. C'est bien ce que nous avons observé dans nos simulations numériques reportées sur la figure 3.19 .

Par ailleurs, nous avons représenté les variations de la variance du courant en fonction du coefficient de multiplication pour une diode PIN Silicium. En ce qui concerne ce matériau, on pourra noter que les valeurs des fluctuations quadratiques moyennes sont plus faibles que celles obtenues pour l'Arséniure de Gallium . Ce résultat est en accord avec les théories analytiques dans la mesure où les valeurs du coefficient d'excès de bruit, permettant d'exprimer M^2 dans la relation 3.25 sont moins importantes que dans le cas précédent, la contre réaction interne introduite par l'ionisation des trous étant ici plus faible.

I.2.2.2 l'Influence de l'énergie de Seuil

Pour terminer ce paragraphe consacré aux fluctuations du courant particulière il nous reste à préciser dans quelle mesure les effets d'espace

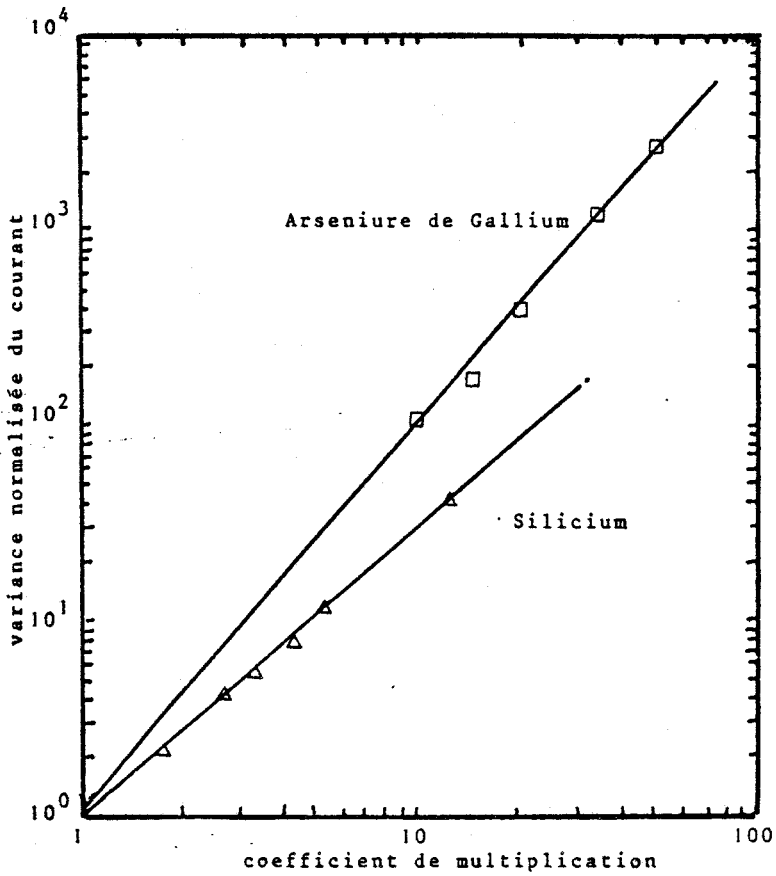


Figure 3.19 Evolution des variances ΔI^2 en fonction du coefficient de multiplication

diode PIN 0.1micron
Procédé 2

espaces noirs :
▲ négligés
△ inclus

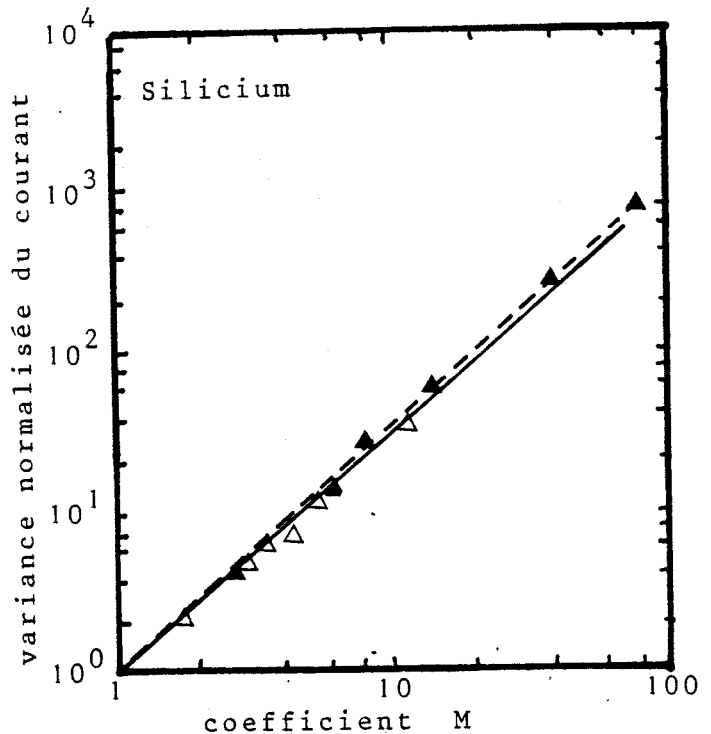


Figure 3.20 L'influence de l'énergie de seuil sur la variance des fluctuations

noir dont nous avons étudié l'influence sur les caractéristiques de conduction peuvent modifier les propriétés statistiques de la multiplication. En particulier on peut se demander si le fait que le porteur soit durant une partie de son histoire "inapte" à créer une nouvelle paire électron-trou ne modifie pas les contre-réactions internes du processus de multiplication.

Sur la figure 3.20 nous avons représenté les variations de $\text{var } I$ en fonction de M que l'on obtient pour une diode S_1 PIN de longueur $0.1 \mu\text{m}$ respectivement en négligeant puis en incluant les effets d'énergie de seuil à l'aide du procédé 2. Nous avons vu en effet que pour cette dimension de zone active le rôle joué par les espaces noirs est très important dans la mesure où ils limitent de façon très nette la multiplication des porteurs sur la zone active. On pourra noter sur la figure 3.19 qu'au niveau de la caractérisation des fluctuations, le fait de définir la variance de courant en fonction du coefficient de multiplication M , et donc de prendre en compte l'effet de diminution du nombre d'ionisations, conduit à des évolutions de la variance en fonction de M pratiquement identiques suivant les hypothèses adoptées.

Ce résultat peut paraître assez décevant. Il n'est cependant pas sans intérêt car il montre finalement que le fait de considérer la multiplication des porteurs dans une zone d'avalanche extrêmement confinée n'introduit pas, aux erreurs statistiques près, de modifications importantes au niveau des propriétés de bruit de fond. En cela, nos résultats constituent un premier élément de réponse à la question, soulevée par un certain nombre d'auteurs [15] [16] [17], de savoir dans quelle mesure les dimensions submicroniques du composant modifient les expressions classiques de bruit de multiplication.

CONCLUSION

Le but de ce paragraphe consacré à la description numérique des fluctuations du courant particulière était de proposer une première étude des

propriétés de bruit en absence d'oscillation à l'aide de la méthode particulière [18].

Deux thèmes de recherche ont été essentiellement abordés. Le premier a concerné la dépendance en fonction de la fréquence du bruit de multiplication. Tout d'abord, nous avons cherché à préciser les contributions des fluctuations de vitesses et d'autre part des fluctuations de densité de porteurs libres en les situant dans le domaine fréquentiel. Ensuite, nous avons étudié l'évolution de la densité spectrale de bruit en fonction du coefficient de multiplication en montrant la cohérence des résultats obtenus par une comparaison aux théories analytiques.

Le second thème a été consacré à la caractérisation des fluctuations quadratiques moyennes à faible taux de multiplication. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'incidence que peuvent avoir le coefficient de multiplication, le rapport des taux d'ionisation entre les électrons et les trous et le fait que le porteur doit acquérir l'énergie ϵ_s pour ioniser sur les fluctuations du courant d'avalanche. Nous pensons avoir ainsi montré que le traitement microscopique constitue une approche tout à fait originale pour déterminer théoriquement les caractéristiques de bruit délivré par une diode à avalanche.

Nous nous proposons à présent de terminer cette deuxième partie consacrée aux propriétés de bruit de fond par une détermination expérimentale du temps de montée intrinsèque du phénomène d'avalanche, qui sera déterminé par ailleurs théoriquement dans le chapitre suivant relatif à l'étude du régime dynamique.

II DETERMINATION EXPERIMENTALE DU TEMPS DE MONTEE INTRINSEQUE DE L'AVALANCHE

La technique expérimentale utilisée est la mesure en hyperfréquences de la température de bruit présentée par les diodes en absence d'oscillation. Outre cette technique de mesure, le temps de montée intrinsèque de l'ava-

lanche peut être caractérisé par différentes méthodes expérimentales telles que la mesure de l'impédance dynamique des diodes [19] ou l'étude de la réponse temporelle des composants à une excitation de tension [20]. Toutefois, l'intérêt des mesures de bruit est que la détermination de τ_i peut être effectuée indépendamment d'autres paramètres fondamentaux tels que la dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique (voir paragraphe I.8 du chapitre I), nous verrons que les résultats acquis dans cette partie sont complémentaires de ceux que l'on déduit des mesures d'impédance et qu'ils pourront ainsi fournir des informations relativement précises en fonction du champ électrique.

Tout d'abord, nous exposerons les principes de la mesure ainsi que les caractéristiques principales des diodes utilisées, en précisant les problèmes liés à l'uniformité de la mise en avalanche. Ensuite, nous présenterons les résultats de la mesure de la puissance de bruit délivrée par les diodes en fonction de la fréquence et du courant de polarisation. Enfin, nous donnerons les valeurs des temps de montée intrinsèque en fonction de la longueur de la zone d'avalanche en les comparant aux valeurs déduites des théories analytiques ou obtenues expérimentalement par d'autres auteurs.

II.1 PRINCIPE DE LA MESURE

Le calcul analytique [21] [22] de la densité spectrale de bruit d'une diode à avalanche constituée d'une zone d'épaisseur l_a et d'une zone de transit conduit à exprimer la densité spectrale de bruit en courant sortie court circuité sous la forme:

$$S_{i_c} = \frac{e q I_0 \Delta f \left(\left(\frac{C_T}{C_a} + \frac{C_T}{C_T} \lambda(\theta) \right)^2 + \frac{C_T^2}{C_T^2} \chi^2(\theta) \right)}{\left(\frac{1}{M} + \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \omega \tau_i \frac{C_T}{C_T} \chi(\theta) \right)^2 + \omega^2 \tau_i^2 \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \frac{C_T}{C_T} (1 - \lambda(\theta)) \right)^2} \quad (3.28)$$

Dans cette expression C_T , C_a et C_t sont respectivement les capacités de la diode totale, de la zone d'avalanche et de la zone de transit. Les fonctions $\lambda(\theta)$ et $\chi(\theta)$ sont les paramètres de transport et ω_a la pulsation d'avalanche introduits aux paragraphes I.8.4 du chapitre I.

On pourra noter qu'à l'inverse de la relation 3.21 établie à très faible taux de multiplication et par conséquent pour des courants de polarisation peu élevés, le courant I_0 intervient au numérateur et dénominateur par l'intermédiaire de la pulsation d'avalanche qui est fonction de I_0 . A une fréquence donnée i_n^2 passe par un maximum pour une valeur de courant $i = i_{ext}$ qui correspond pratiquement au courant pour lequel la pulsation d'avalanche est égale à la pulsation de mesure.

En basses fréquences, l'analyse de la relation 3.28 montre que le spectre de bruit est celui d'un bruit blanc dont l'intensité est inversement proportionnelle au courant de polarisation par l'intermédiaire de la pulsation d'avalanche.

En hautes fréquences, la densité spectrale de bruit peut se mettre sous la forme:

$$\overline{i_n^2} = \frac{e q I_0 \overline{\Phi^2} \Delta f}{\omega^2 \tau_v^2}$$

$$\text{avec } \overline{\Phi^2} = \left(\left(\frac{C_T}{C_a} + \frac{C_T}{C_t} \lambda(\theta) \right)^2 + \frac{C_T^2}{C_t^2} \chi^2(\theta) \right) \quad (3.29)$$

la densité spectrale du courant de bruit est alors inversement proportionnelle à la pulsation au carré et son intensité est proportionnelle au courant de polarisation.

Par ailleurs, on peut noter que le temps de montée τ_i est directement relié au spectre de fluctuations du courant d'avalanche par la relation:

$$\tau_i^2 = \frac{e q \overline{\Phi^2}}{\omega^2 \frac{\partial}{\partial I_0} (\overline{i_n^2} / \Delta f)} \quad (3.30)$$

où $\frac{\partial i_n^2}{\partial I_0}$ représente la pente de densité spectrale de bruit relativement à I_0 .
il résulte de cette relation que la mesure hautes fréquences de la température de bruit délivrée par les diodes permet tout en s'affranchissant des bruits en $1/f$ de déterminer expérimentalement τ_i indépendamment de α [23]

La densité spectrale de bruit en courant est déterminée dans la gamme des fréquences 10MHz-18GHz par comparaison entre les puissances de bruits délivrées d'une part par la diode étudiée et d'autre part par une source de bruit étalon. Dans la gamme des fréquences considérées la source de bruit étalon présente un spectre de bruit proche d'un bruit blanc. Le circuit équivalent de la mesure de bruit est schématisé sur la figure 3.21. Sur ce schéma, i_n^2 représente le courant de bruit dans la charge, i_n^2 et v_D désignent le générateur de courant de bruit et l'admittance interne associée à la diode. Il est supposé que dans la bande des fréquences considérée, le circuit équivalent de la diode dans son encapsulation peut être représenté par un quadripole S qui relie par conséquent la diode à la charge [24].

Le schéma synoptique du banc de mesure est représenté sur la figure 3.22. Le mesureur de bruit permet l'analyse spectrale des fluctuations du courant dans la charge entre 10MHz et 1,5GHz. Pour les mesures effectuées à des fréquences situées entre 1,5GHz et 18GHz le mélangeur effectue un changement de fréquence entre le signal de bruit délivré par la diode et le signal de l'oscillateur local wobulable entre 1 et 18GHz. Afin d'éliminer l'influence de réflexion parasite le mélangeur est précédé d'un atténuateur permettant ainsi d'isoler en partie la diode du circuit de mesure. La cellule de mesure est coaxiale [3] et ne comporte aucun élément d'adaptation, les puissances de bruits mesurées se situant toujours bien au delà de la sensibilité du mesureur de bruit. Par ailleurs, pour éviter tout risque d'oscillation il faut s'assurer que l'élément résistif de la diode étudiée soit toujours inférieur à l'impédance d'entrée du récepteur de l'ordre de 50Ω . Au delà de 18GHz, l'étude expérimentale est plus difficile prin-

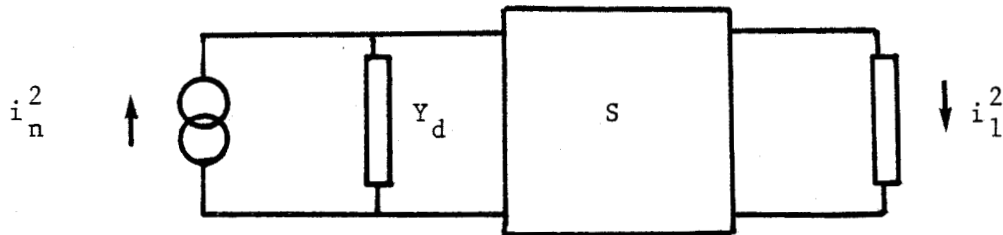


Fig. 3. 21 Schéma équivalent du circuit de mesure de bruit

i_n^2 : générateur de courant de bruit délivré par la diode

Y_d : admittance présentée par la diode

i_l^2 : courant de bruit dans la charge

S : quadripole de transformation diode-charge [24]

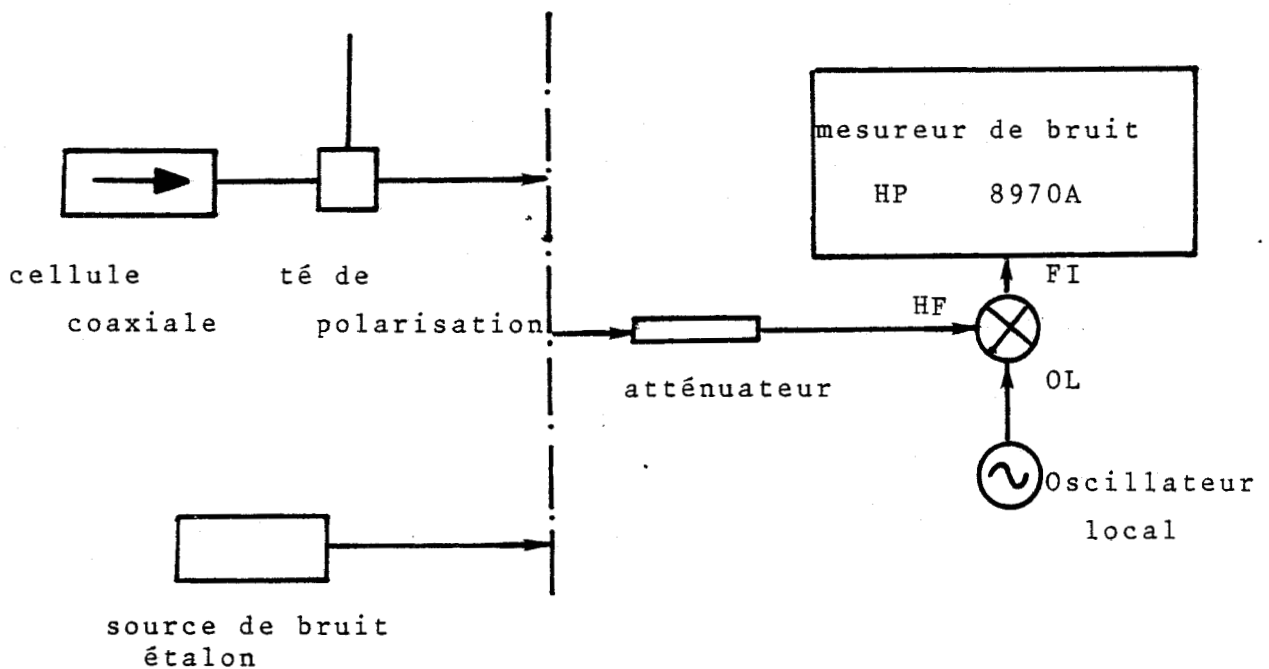


Fig. 3. 22 Schéma synoptique du banc de mesure de la densité spectrale de bruit

cipalement en raison des éléments parasites qui prennent de plus en plus d'importance et des valeurs de plus en plus faibles des densités spectrales de bruit qui décroissent en $1/\omega^2$. De plus le traitement localisé tend à être erroné.

II.2 DIODES UTILISEES

Dans le tableau 3.1 nous donnons les principales caractéristiques des diodes qui ont été mesurées en précisant respectivement le type de matériau, le mode et la fréquence de fonctionnement ainsi que la tension d'avalanche. Nous avons complété ces informations d'une part en schématisant la carte de champ électrique dont des exemples ont été présentés dans la partie consacrée au régime de conduction et d'autre part en donnant une estimation* des dimensions de la zone désertée et de la longueur de la zone d'avalanche au seuil de l'avalanche.

Au vu de ces caractéristiques, on pourra noter essentiellement que les dimensions des zones d'avalanche sont largement submicroniques. C'est ce qui explique le choix de la H 164-2 qui bien qu'utilisée en oscillation pour des fréquences proches de 10GHz présente néanmoins une zone d'avalanche bien définie par son profil de dopage différencié et dont la dimension est voisine de 0.5 μ m. En mesurant les puissances de bruit délivrées par cette diode, nous pourrions ainsi tenter de faire une première estimation des différences qui peuvent exister entre les temps de réponses de diodes Silicium et Arséniure de Gallium. La seconde remarque que nous pouvons faire est que le champ électrique dans les zones de génération est pratiquement uniforme. D'un point de vue physique, cela correspond à déterminer le temps de montée intrinsèque de l'avalanche pour des structures où les non stationnarités spatiales sont faibles. Enfin précisons que les diodes

* Précisons en effet que les erreurs qui affectent ces grandeurs peuvent être importantes dans la mesure où les caractérisations basses fréquences à partir desquelles sont déduits ces paramètres font intervenir des paramètres ajustables tels que la surface des diodes.

T 146-2 et II A 6 Silicium à double zone de transit sont des structures qui présentent en oscillation pour des fréquences voisines de 100GHz des performances assez remarquables. Compte tenu de l'importance grandissante du temps de montée τ_i au fur et à mesure que l'on tend à développer des composants fonctionnant en très hautes fréquences il apparaît par conséquent d'autant plus intéressant de déterminer le temps de réponse de l'avalanche pour ce type de structure.

Problème liés à l'uniformité de la mise en avalanche

Les mesures de bruit sur les diodes à avalanche demandent de prendre un certain nombre de précautions que nous allons préciser. L'un des obstacles essentiels que l'on rencontre dans de telles mesures est très certainement les problèmes inhérents à l'uniformité de l'avalanche de la diode [26] [27]. En effet, nous allons voir que les mesures expérimentales sont effectuées à des courants de polarisation relativement faibles de l'ordre du milliampère alors que dans leur fonctionnement par exemple en oscillation les diodes sont parcourues par des courants proches voire supérieurs à la centaine de milliampère. Pour ces conditions d'expérimentation à courants très faibles il convient avant tout de s'assurer que la diode est en avalanche uniformément, l'expérience montrant qu'en pratique cette condition est souvent assurée pour des diodes de surface assez faibles^{**}. C'est le cas notamment des diodes millimétriques pour lesquelles, rappelons le, les surfaces sont de l'ordre de 10^{-5} cm^2 .

Par ailleurs il convient de préciser d'une part à quel taux de multiplication sont faites les mesures et d'autre part de s'assurer que la caractéristique inverse des diodes bien que brutale, ne présente pas d'aberration qui peuvent expliquer très souvent l'existence d'un bruit anormal à très faible courant.

^{**}Cette remarque explique la difficulté de mesurer le bruit à faible courant délivré par des diodes fonctionnant en bande X ou K_u . La mise en avalanche des diodes est souvent trop lente ce qui rend les mesures pratiquement impossibles. On trouvera dans la référence [28] une étude de ces problèmes d'uniformité de l'avalanche par une mesure d'impédance dynamique de diodes fonctionnant en bande K_u .


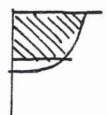
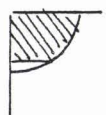


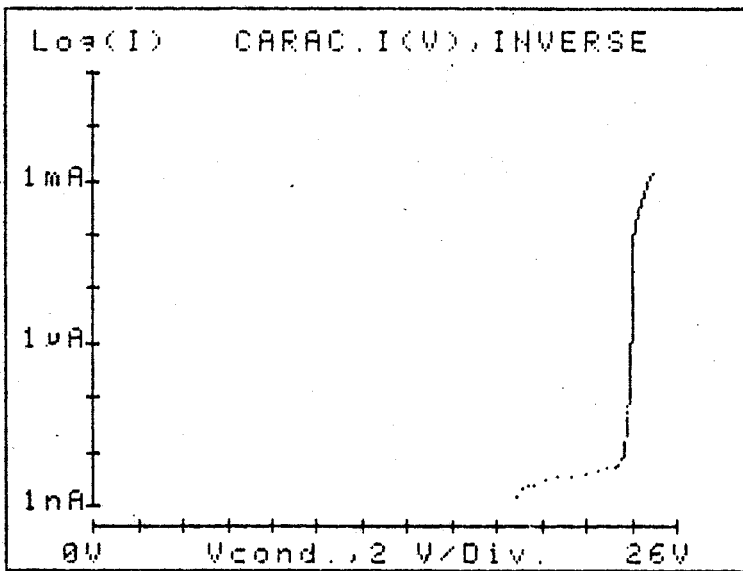
Diodes	Matériau et type	Fréquence de fonctionnement	Profil de champ	Longueur totale μm	Longueur de la zone d'avalanche μm
H 164-2	AsGa SDR LHL	10 oscillations		2	0,45
TM 176-9A	S _i SDR	50 multiplications		0.65	0.5
TM 109-2A	S _i SDR	50 multiplications		0.6	0.5
T 146-2	S _i DDR	100 oscillations		0.4	0.3
II A-6	S _i DDR	100 oscillations		0.4	0.3

Tableau 3.1 Principales caractéristiques des diodes utilisées en mesure de bruit

SDR : single drift region
 DDR : double drift region
 LHL : low-high-low

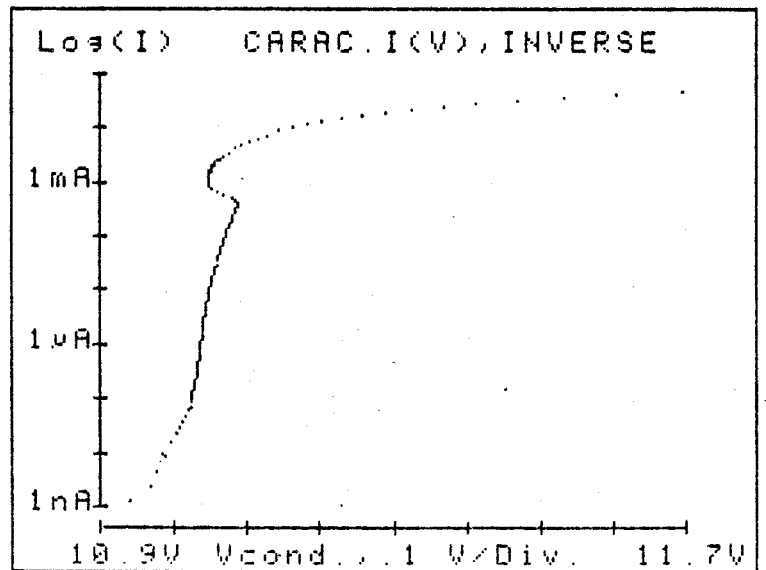




DIODE: H 164 2



DIODE: T146 2



DIODE: II A 6

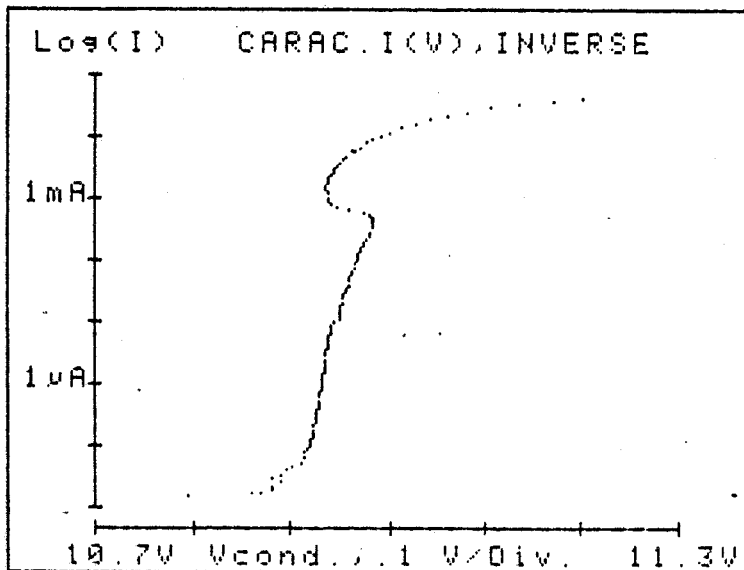


Figure 3.23 Uniformité de l'avalanche : caractéristique courant tension

- (a) Diode AsGa H 164-2
- (b) Diode Si double drift T 146-2
- (c) Diode Si double drift II A-6

Pour ce faire, nous effectuons préalablement à toute mesure de bruit une étude des caractéristiques statiques courant tension des diodes étudiées. Des exemples de caractéristiques sont donnés sur la figure 3.23

On note des courants de saturation typiquement de l'ordre du nanoampère. Par conséquent les coefficients de multiplication sont rapidement élevés dès que l'on effectue des mesures à des courants de l'ordre du milliampère. Ainsi, au contraire des "expériences" numériques effectuées dans les paragraphes précédents pour lesquelles les coefficients de multiplication sont toujours inférieurs à 100 le régime caractérisé dans cette étude expérimentale est très proche du régime d'avalanche pour lequel la multiplication des porteurs est autoentretenu. On pourra également observer que dans la gamme des courants compris entre 0.1mA et 1mA la caractéristique courant tension des diodes Silicium double drift présente un décrochement qui nous le verrons, se répercute sur les caractéristiques de bruit.

II 3 RESULTATS DES MESURES DE TEMPERATURE DE BRUIT

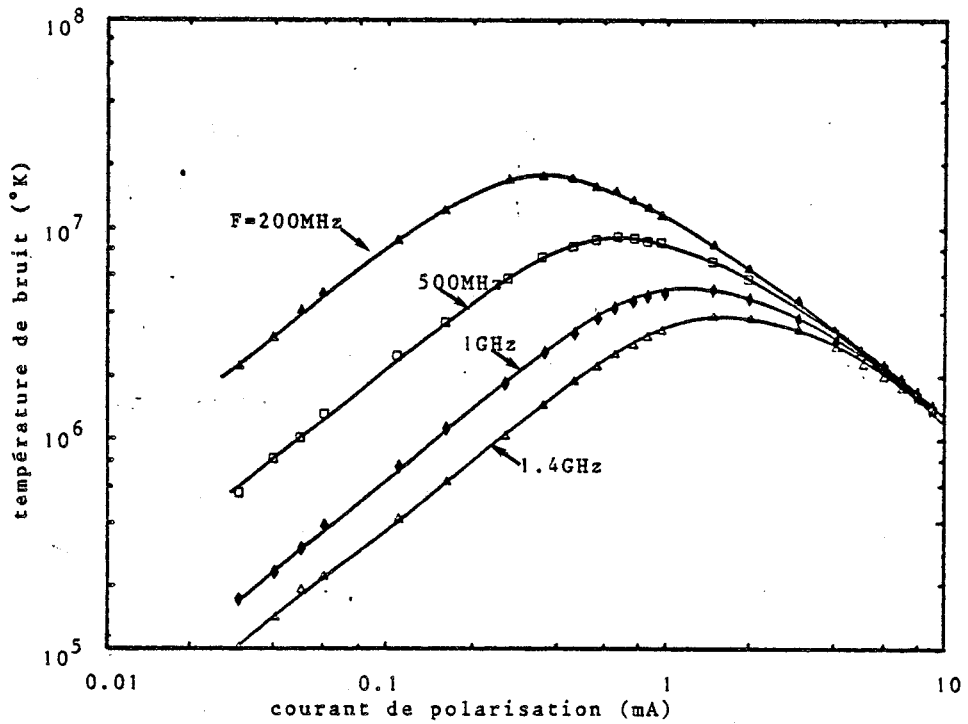
Sur la figure 3.24(a) nous donnons les résultats obtenus en mesurant la température de bruit délivrée par la diode TM 176-9 A. Ces mesures ont été effectuées pour différents points de fréquences en fonction du courant de polarisation dont les valeurs sont comprises entre 10 microampères et 10 milliampères. Comme le prévoit la théorie analytique rappelée au paragraphe II.1, on pourra noter que la puissance de bruit mesurée passe par un maximum pour des valeurs I_{\max} qui augmentent lorsque la fréquence de mesure croît. Nous verrons lors de l'étude expérimentale du régime dynamique que les valeurs de I_{\max} reportées ici sont très peu différentes de celles qui correspondent à l'égalité de la

pulsation d'avalanche et de la fréquence de mesure.

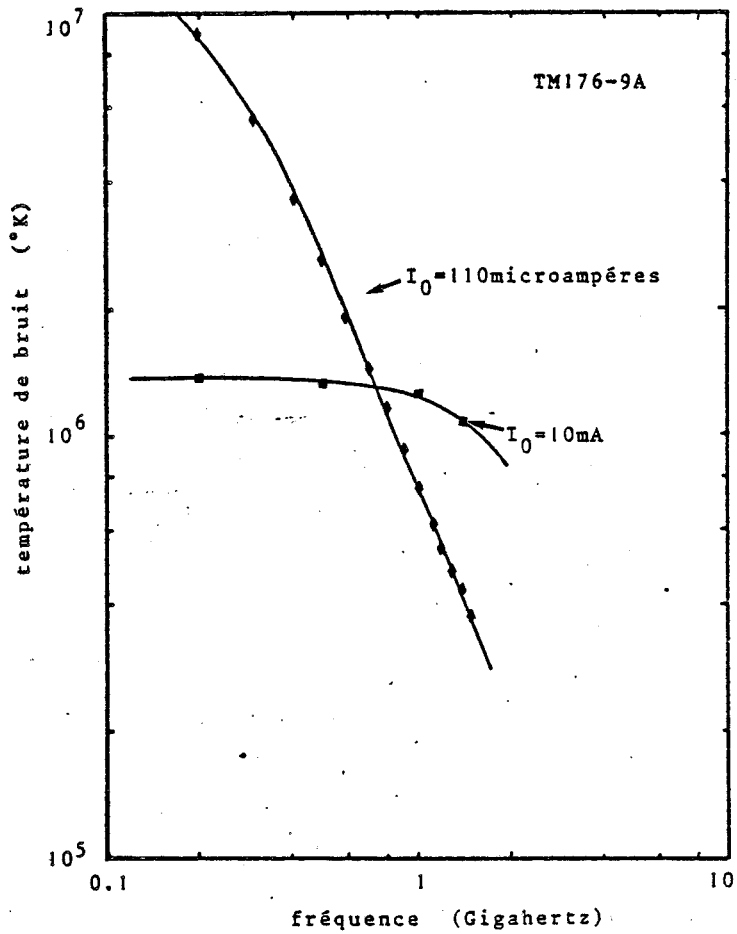
Pour des valeurs de courant de polarisation inférieures à I_{\max} donc pour des fréquences supérieures à la pulsation d'avalanche ω_a la température de bruit croît proportionnellement au courant de polarisation et dépend très fortement de la fréquence de mesure. Au contraire, lorsque le courant de polarisation est supérieur à I_{\max} , par conséquent pour des fréquences inférieures à la pulsation ω_a la puissance de bruit est pratiquement indépendante de la fréquence et décroît en $1/I_0$. Ce comportement fréquentiel de la puissance de bruit délivrée par la diode est en tout point conforme à la description analytique du bruit en absence d'oscillation rappelée dans le paragraphe II.1. Il est précisé sur la figure 3.24(b) où nous avons représenté les variations de la température de bruit mesurée pour deux courants de polarisation en fonction de la fréquence. Lorsque I_0 est égal à 10mA la densité spectrale de bruit est pratiquement blanche jusque 2GHz. En revanche pour $I_0 = 110\mu A$ le spectre de bruit indique une décroissance en fonction de la fréquence en $1/\omega^2$. Enfin nous remarquons que les maximums de bruit interviennent dans le cas de cette diode fonctionnant en ondes millimétriques pour des courants de l'ordre de la centaine de microampère alors que les études expérimentales précédentes [22] [29] concernant les diodes fonctionnant en ondes centimétriques font état de valeurs de courant supérieures à 10mA.

C'est ce dernier point que l'on peut vérifier en analysant les résultats de mesures effectuées sur la diode H 164-2 à l'Arséniure de Gallium donnés sur la figure 3.25. En (a) nous avons représenté les variations de la température de bruit en fonction du courant de polarisation pour des fréquences comprises entre 1 et 10GHz. Ces variations sont parfaitement linéaires et sont par conséquent ici encore en très bon accord avec la théorie analytique. On vérifie également sur la figure 3.25(b) que la densité spectrale de bruit représentée par des courants de 1mA et 3mA est inversement proportionnelle au carré de la fréquence de mesure .

La figure 3.26 donne un exemple de résultats obtenus sur les diodes Silicium à double zone de transit. Il s'agit ici de la T 146-2. L'allure

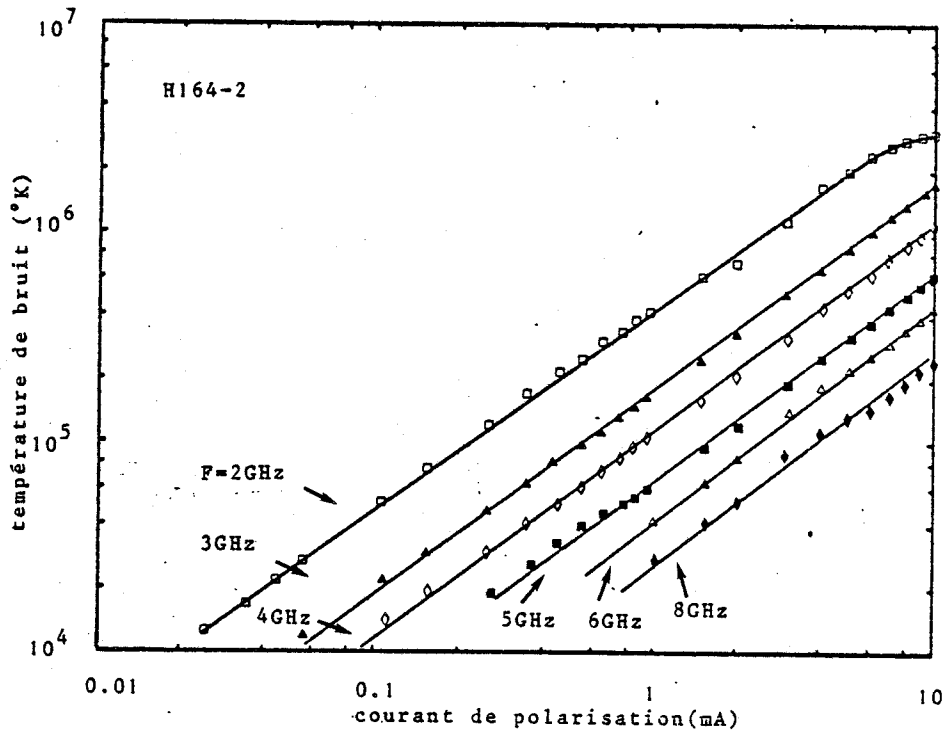


(a)

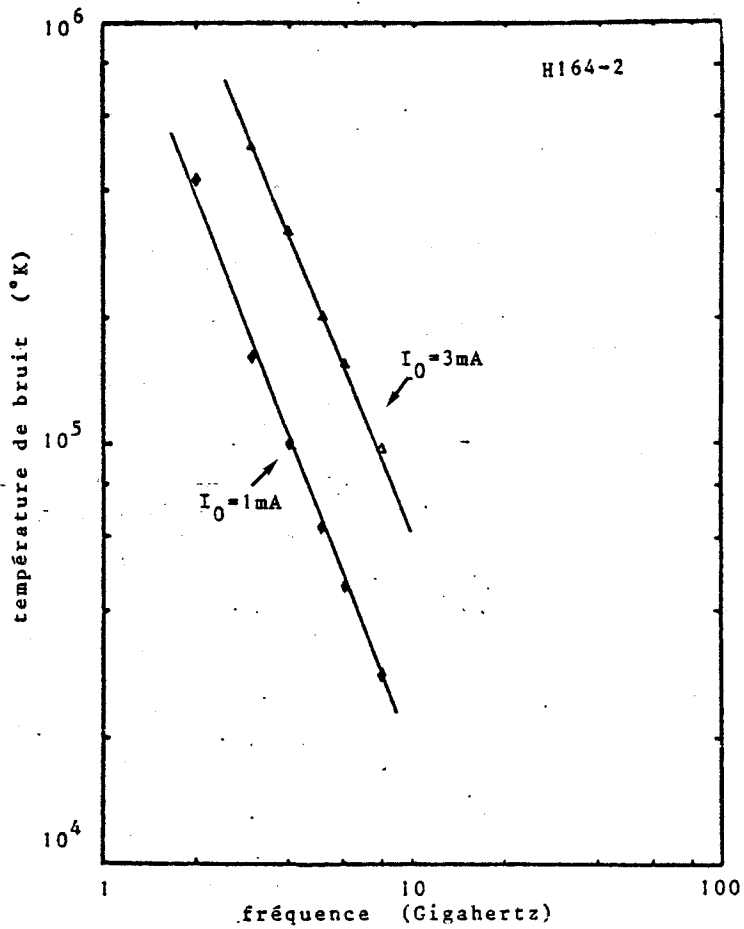


(b)

Figure 3.24 (a) Variation de la température de bruit délivrée par la diode TM 176-9A en fonction du courant de polarisation et de la fréquence de mesure
(b) La densité spectrale de bruit

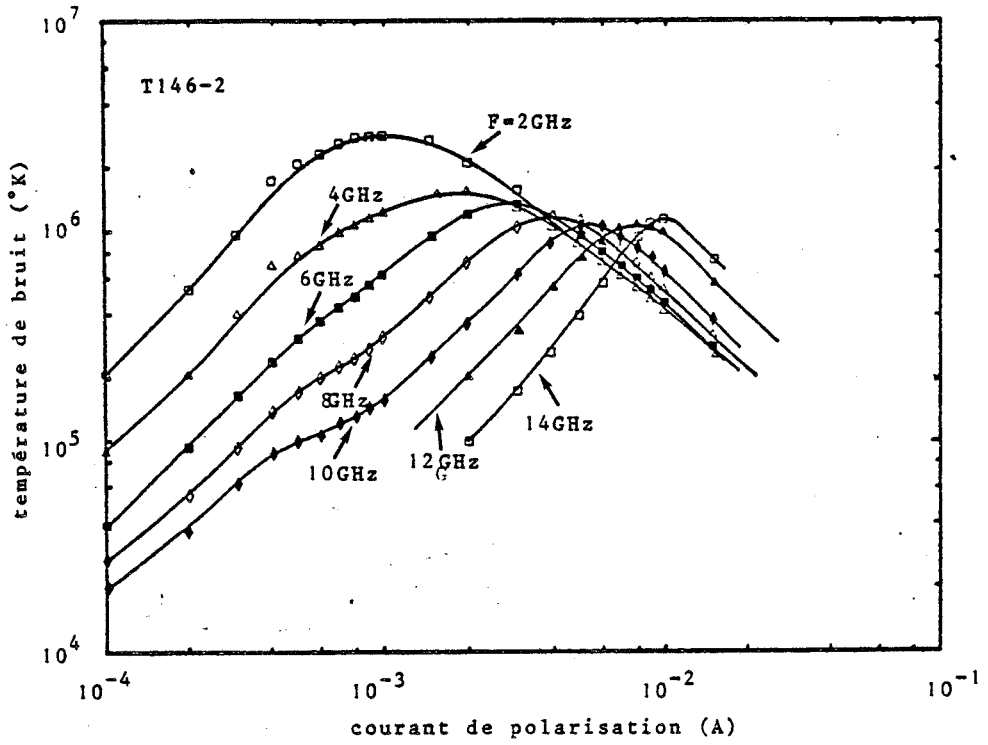


(a)

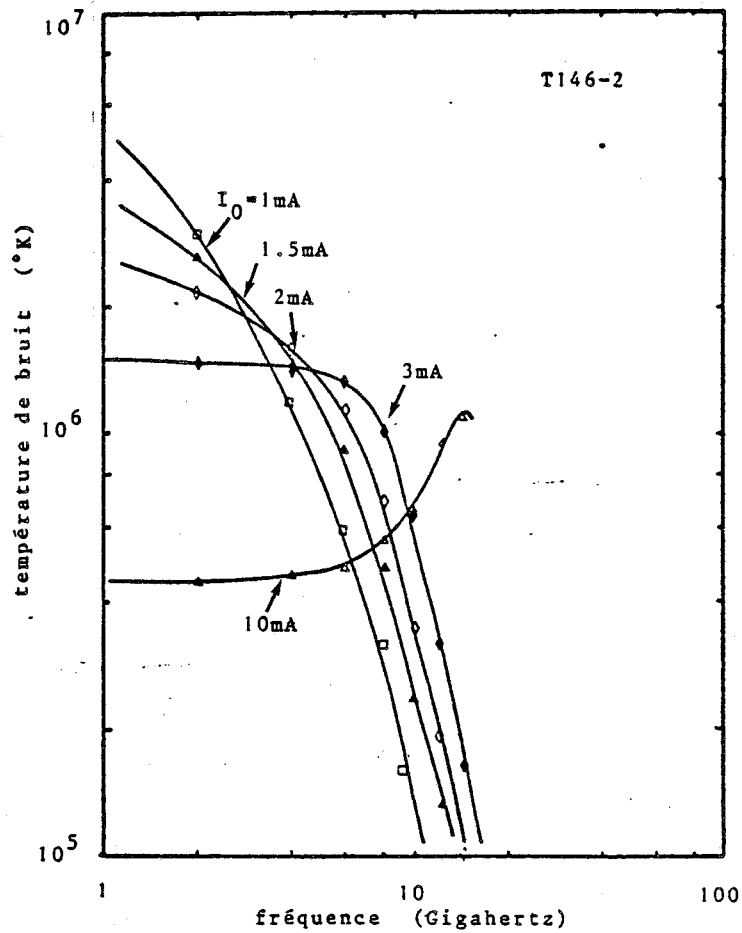


(b)

Figure 3.25 (a) Variation de la température de bruit délivrée par la diode H 164-2 en fonction du courant de polarisation et de la fréquence de mesure
(b) Densité spectrale de bruit



(a)



(b)



Figure 3.26 (a) Variation de la température de bruit délivrée par la diode T 146-2 en fonction du courant de polarisation et de la fréquence de mesure
(b) Densité spectrale de bruit

générale des variations de la température de bruit tant en fonction du courant de polarisation qu'en fonction de la fréquence est ici respectée. On notera toutefois un excès de bruit pour des courants de polarisation légèrement inférieurs au milli-ampère dont l'origine semble être les variations anormales de la caractéristique de conduction courant tension que nous avons mentionnée dans le paragraphe II.2

En ne retenant que les points de mesure pour lesquels la puissance de bruit délivrée par la diode est directement proportionnelle au courant de polarisation I_0 il est alors possible de déterminer le temps de montée intrinsèque de l'avalanche conformément à la relation 3.30.

II.4 LE TEMPS DE MONTEE INTRINSEQUE DE L'AVALANCHE

Les temps de montée intrinsèque de l'avalanche des diodes mentionnées dans le tableau 3, que l'on déduit des mesures expérimentales de bruit, sont donnés sur la figure 3.27 en fonction de la longueur de la zone d'avalanche. Par ailleurs, nous les avons comparés aux résultats expérimentaux obtenus par mesure de bruit publiés dans la littérature d'une part par GOEDBLOED [29] qui a étudié des diodes Silicium et Arséniure de Gallium fonctionnant en bande X et d'autre part par CA.LEE [25] [33] qui s'est attaché à caractériser des diodes à l'Arséniure de Gallium pouvant fonctionner jusqu'à des fréquences proches de 40GHz. Nous avons également représenté les variations théoriques du temps de montée intrinsèque de l'avalanche que l'on peut calculer [31] au seuil d'avalanche** à partir de l'équation de READ et dont les valeurs théoriques ont été calculées à l'aide de la relation :

$$\tau_i = \frac{\tau_a}{\kappa} = \tau_a \frac{2 \sqrt{\alpha_n \alpha_p}}{(\alpha_n - \alpha_p)^2} \left((\alpha_n + \alpha_p) l_a - 2 \right) \quad (3.31)$$

** Les conditions nécessaires à l'application de la relation sont précisées dans la référence [32]

où τ_a désigne le temps de transit moyen dans la zone d'avalanche

En ce qui concerne le Silicium, on pourra noter une évolution des temps de montée intrinsèque de l'avalanche en fonction de la longueur de la zone de génération, obtenue dans ce travail conforme à celle que l'on détermine à l'aide de la relation 3.31.

En ce qui concerne l'Arséniure de Gallium, on pourra remarquer que si le temps de réponse de l'avalanche de la H 164-2 est voisin de ceux publiés par CA LEE et de ceux calculés théoriquement, il se situe bien en dessous des valeurs que l'on pourrait déduire des mesures de COEDBLOED. De cette analyse nous pouvons dégager deux conclusions. En premier lieu il s'avère que le temps de réponse des diodes Silicium reste nettement inférieur à celui des diodes à l'Arséniure de Gallium lorsque l'on diminue les dimensions de la zone active. Sur cette base le Silicium semble donc être un matériau plus approprié à l'élaboration de diodes fonctionnant en très hautes fréquences. En second lieu, ces études confirment les résultats de LEE[30] et d'ADLERSTEIN[19] qui tendent à montrer que le temps de montée intrinsèque de l'avalanche dans l'Arséniure de Gallium n'est pas anormalement long contrairement aux conclusions des références [29] et [31]*

En définitive, il apparaît, bien que la mise en oeuvre de la mesure de bruit soit relativement délicate compte tenu des valeurs assez faibles de courant auxquelles nous travaillons, cette méthode est à notre connaissance l'une des seules qui permette de déterminer τ_i aussi directement et ainsi de juger des performances potentielles de structures semi-conductrices faisant intervenir le phénomène d'avalanche.

* Selon CA LEE, ce désaccord pourrait s'expliquer par l'existence de non stationnarités spatiales importantes dans la zone d'avalanche des diodes à l'Arséniure de Gallium caractérisées dans ces travaux antérieurs [33]

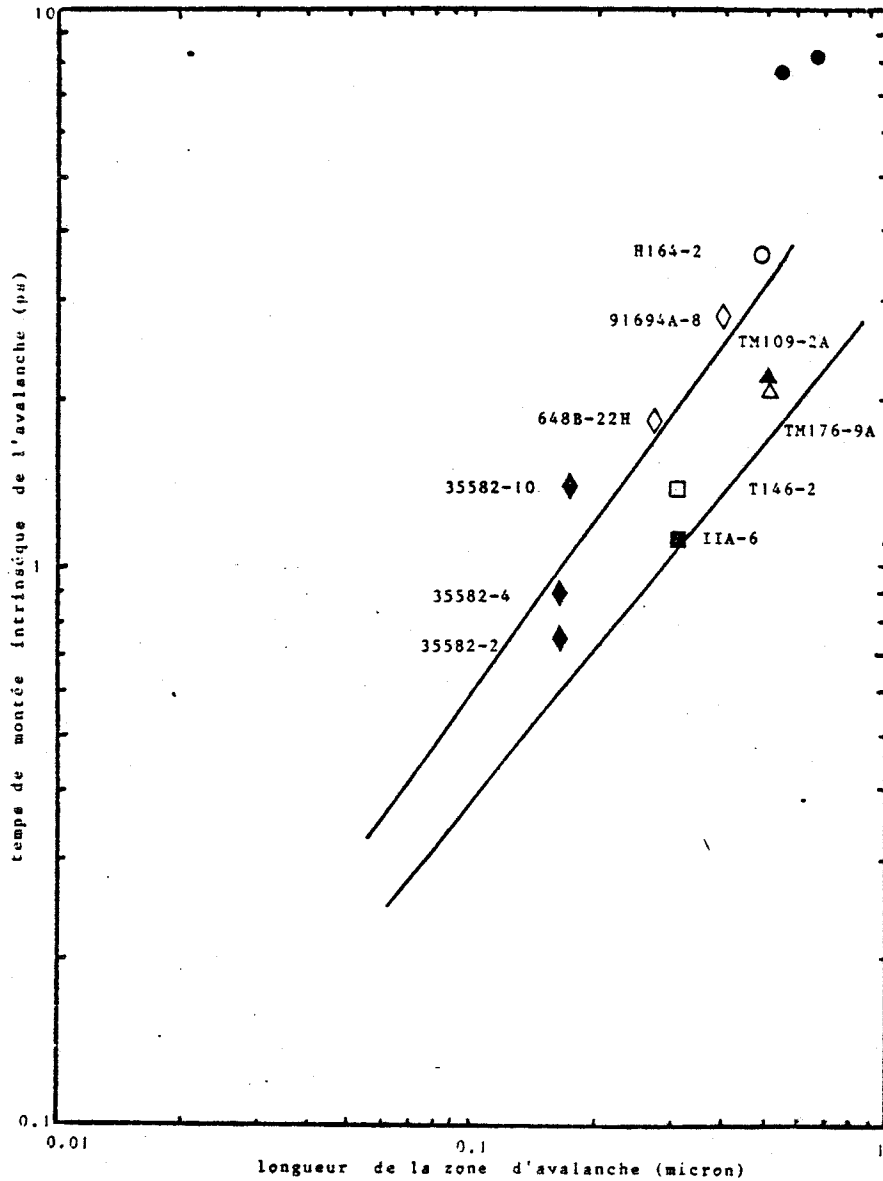


Figure 3.27 Evolution du temps de montée intrinsèque de l'avalanche en fonction de la longueur de la zone d'avalanche
points expérimentaux :

- △ ■ ▲ □ ce travail
- ◇ ◆ référence [25] [30]
- référence [29]
- valeurs théoriques [21] [32]

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons abordé un certain nombre de problèmes relatifs au phénomène de multiplication des porteurs par avalanche en régime statique.

Deux grands points ont été successivement abordés. Le premier a concerné essentiellement l'étude des valeurs moyennes des paramètres physiques qui caractérisent le transport ainsi que la création de paires électron-trou au sein du composant. C'est ainsi que nous avons pu étudier les répartitions spatiales d'une part des densités, des vitesses d'entraînement, des énergies moyennes des électrons et des trous et d'autre part des fréquences des collisions ionisantes. L'ensemble de ces résultats nous a alors permis de calculer les coefficients de multiplications moyens en fonction de la tension appliquée qu'il a été possible de confronter aux caractéristiques statiques inverses par ailleurs mesurées expérimentalement.

La seconde partie a été consacrée à la caractérisation des fluctuations de ces mêmes paramètres de transport autour de leurs valeurs moyennes. Sur ce thème, nous retiendrons principalement que les méthodes que nous avons développées, permettent d'effectuer l'analyse spectrales des fluctuations des grandeurs électriques telle que le courant particulaire et qu'il est ainsi possible d'identifier les contributions respectives des variations aléatoires de vitesse et de densité de porteurs libres qui composent ce courant.

Enfin, nous avons complété cette deuxième partie consacrée à la description du bruit en absence d'oscillation en essayant de caractériser l'inertie du phénomène d'avalanche. La rapidité avec laquelle se multiplie les porteurs se répercute en effet sur les valeurs des fluctuations du courant d'avalanche. De ce fait, nous avons pu déterminer expérimentalement le temps de

montée intrinsèque de l'avalanche dans quelques diodes submicroniques à partir du relevé de la puissance de bruit délivrée par ces composants en fonction de la fréquence.

Nous nous proposons à présent d'aborder l'étude des composants lorsqu'ils sont soumis à une tension variable dans le temps.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] D.LIPPENS, E.CONSTANT, M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND et G.SALMER
"The physics of submicron structures", Plénum publishing corporation
- [2] A.FARRAYRE et B.KRAMER
Acta electronica, vol 17,2, (1974)
- [3] Centrale de caractérisation : Université de Lille I
- [4] MISAWA
Symposium on Submillimeter Waves, Polytechnic Institute of Brooklyn (1970)
- [5] W.C.NIEHAUS, T.E.SEIDEL et D.IGLESIAS
IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED 20, 9, (1973)
- [6] M.HEITZMANN
Contrat DRET n°79/188, (1980)
- [7] A.VAN DER ZIEL
Noise in measurements wiley-Interscience Publication (1976)
- [8] A.GHIS
Thèse de 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1983)
- [9] A.S.TAGER
Soviet Physics USPEKHI, vol 9, 6, (1967)
- [10] M.E.HINES
Trans IEEE, ED-13, 158, (1966)
- [11] G.CONVERT
Sur la théorie du bruit des diodes à avalanche.Rev.Technol.
Thomson-CSF (1971)
- [12] R.J.Mc INTYRE
IEEE Trans.Electron.Dev., vol ED-13, 164,(1966)

- [13] A.S.TAGER
Sov.Phys.Solid.State, vol 6, 8, (1965)
- [14] S.D.PERSONICK
Bell Syst.Tech.J., vol 50, 167, (1971)
- [15] W.A.LUKASZEK, A.VAN DER ZIEL et E.CHENETTE
Solid State Electronics, vol 19, 57, (1976)
- [16] K.M.VAN VLIET et L.M.RUCKER
IEEE Trans.on Electron Devices, vol ED-26, 5,(1979)
- [17] C.MAILLE
Thèse Doctorat d'Etat, Université des Sciences du Languedoc (1980)
- [18] D.LIPPENS, J.L.NIERUCHALSKI et E.CONSTANT
Noise in Physical systems and 1/f noise. Elsevier Science Publishers(1983)
- [19] M.G.ADLERSTEIN, J.W.Mc CLYMONDS et H.STATZ
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-28, 7, (1981)
- [20] M.EL.KADIRI
Thèse de 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1979)
- [21] G.CONVERT
P IEEE Vol 59, 8, (1971)
- [22] R.PERICHON et E.CONSTANT
Colloques Internationaux du CNRS : Le bruit de fond des composants actifs
semi-conducteurs
- [23] NIERUCHALSKI
DEA, Université des Sciences de Lille (1983)
- [24] A.LEBORGNE
Thèse de 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1974)
- [25] J.PERDOMO-P.H.D.
Cornell University (1982)

- [26] R.H.HAITZ et F.W.VOLTMER
J.of Applied Phys,vol 39,7, (1968)
- [27] R.HAITZ
J.of Applied Phys., vol 38,7, (1967)
- [28] ALLAM
Thèse de 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1984)
- [29] J.J.GOEBLOED
Solid State Electron, vol 15, 635,(1972)
- [30] J.PERDOMO, L.A.LEE, M.ADLERSTEIN, J.Mc CLYMONDS et H.STATZ
IEEE Trans.on Electron Devices (1983)
- [31.] R.KUVAS et C.A.LEE
J.Appl.Phys., 41, 1743, (1970); vol 17, 15, (1977)
- [32] B.B.VAN IPEREN et J.J.GOEBLOED
Electronics Letters
- [33] C.A.LEE
Cornell University , Communication privée.

CHAPITRE IV

SIMULATION PARTICULAIRE DU COMPOSANT EN
REGIME VARIABLE DANS LE TEMPS

INTRODUCTION

Nous exposons dans ce chapitre l'étude du composant soumis à une tension variable dans le temps à l'aide de la méthode particulière décrite dans le chapitre II. Cette étude se fera en deux temps.

Dans une première partie, nous nous proposons de caractériser la réponse temporelle du courant d'avalanche lorsque l'on applique aux bornes de diodes PIN un créneau temporel de tension. Nous verrons de cette façon qu'il est possible de mettre en évidence numériquement le passage du régime de multiplication au régime d'avalanche et de caractériser le retard à l'établissement du phénomène d'avalanche, déterminé expérimentalement dans le chapitre précédent, pour des diodes largement submicroniques.

Dans une deuxième partie, nous étudierons le fonctionnement des diodes IMPATT pour des fréquences de 100GHz en régime sinusoïdal. Nous essaierons essentiellement de montrer dans quelle mesure les phénomènes de dynamique non stationnaire affectent les performances du composant utilisé en oscillateur. Nous nous attacherons plus particulièrement à mettre en évidence le rôle joué par le temps de relaxation de l'énergie des porteurs sur la phase du courant particulaire. Enfin nous compléterons cette étude en présentant des mesures d'impédance en régime linéaire, effectuées en basses fréquences, qui vont nous permettre de déterminer de façon expérimentale la dérivée du coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous par rapport au champ électrique.

I REGIME DE CRENEAU TEMPOREL

Le but de ce paragraphe est de caractériser l'évolution temporelle du courant particulaire lorsque l'on applique aux bornes du composant une tension ayant la forme d'un échelon débutant à $t = t_i$. Pour des instants inférieurs à t_i la diode est polarisée à une tension très inférieure à sa tension de claquage et par conséquent le courant qui la traverse correspond au courant de saturation.

I.1 LE REGIME D'AVALANCHE AUTO ENTRETENUE

Sur la figure 4.1(a) nous avons représenté les variations en fonction du temps du courant particulaire que l'on obtient par cette méthode en étudiant une diode Silicium de longueur $0.5\mu\text{m}$ dont le dopage est de 10^{15}cm^{-3} . L'amplitude de l'échelon de tension appliqué ici à l'instant $t_i = 50\text{ pS}$ est de 20V. Alors que le courant moyen qui traverse la diode est très faible pour des temps inférieurs à t_i , on pourra observer une brutale augmentation des valeurs de courant dès que la perturbation de tension est appliquée. Si l'on reporte à présent les variations temporelles du courant particulaire en coordonnées semi-logarithmiques (fig 4.1(b)) on peut noter que la croissance des valeurs de courant est exponentielle.

Dans ce premier cas, l'amplitude de l'échelon de tension est telle que le composant se trouve en régime d'avalanche auto-entretenu et il paraît intéressant d'étudier dans ce type de régime, l'influence de l'amplitude de la tension appliquée sur le temps de montée de l'avalanche.

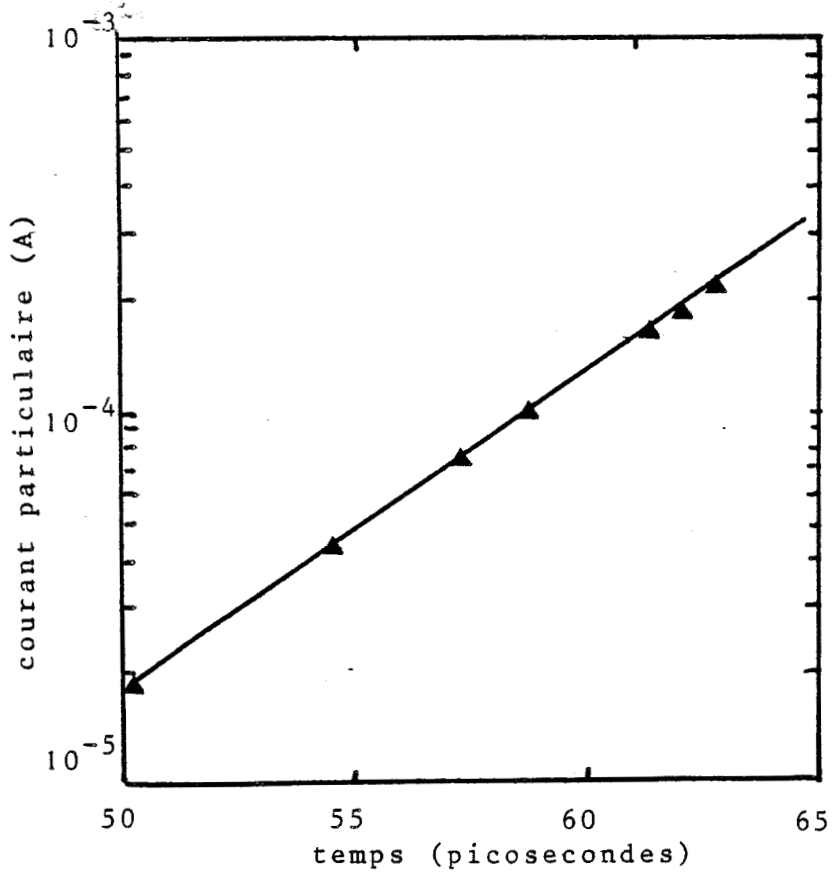
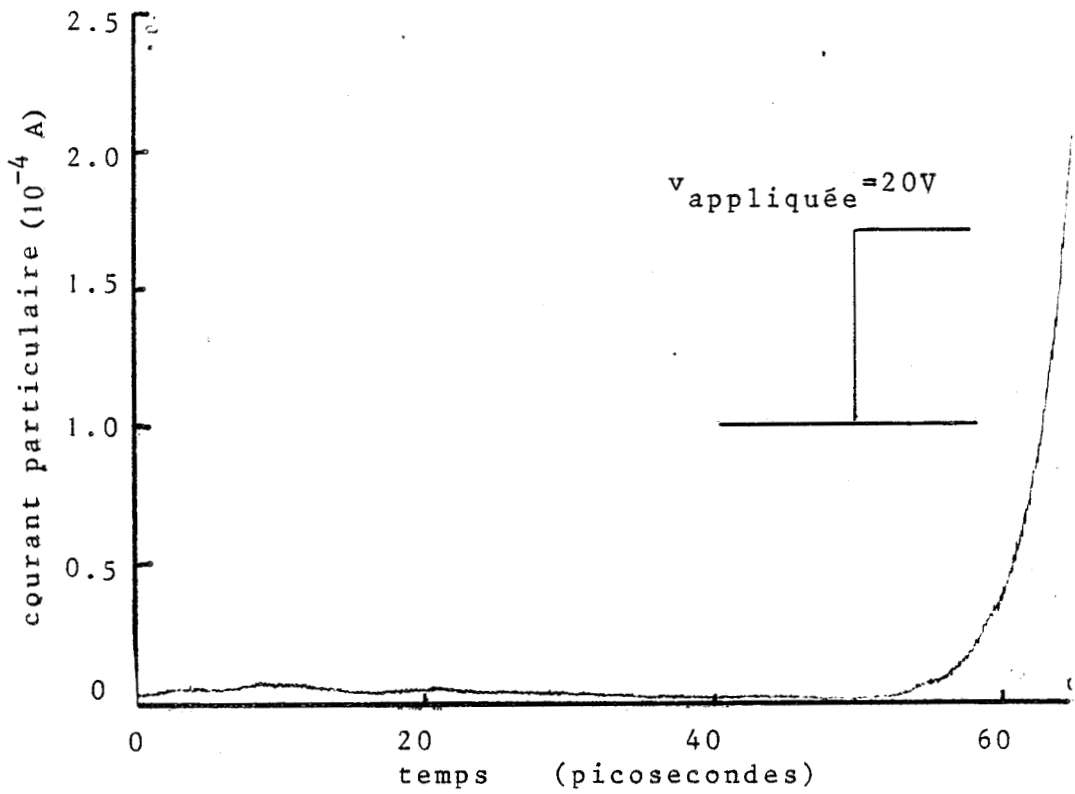


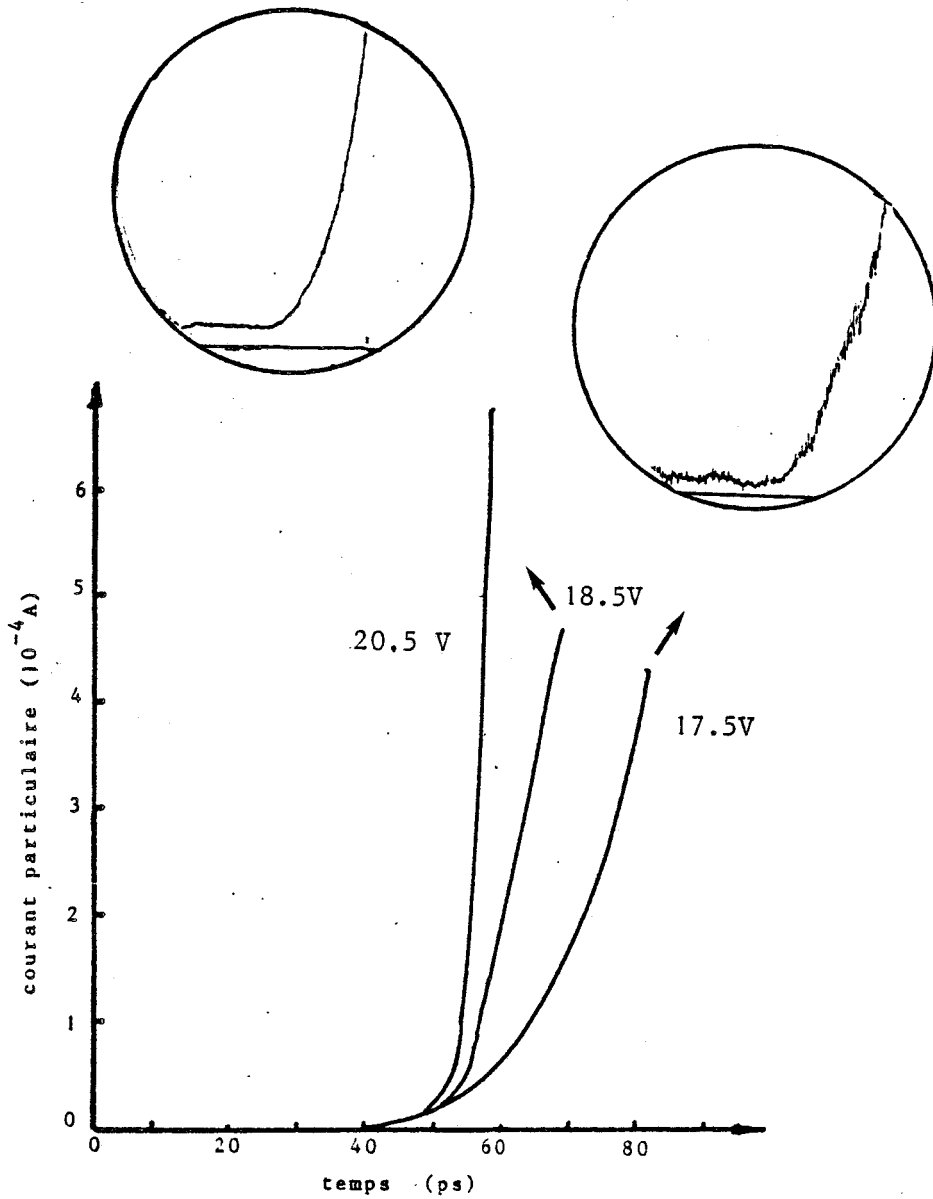
Figure 4.1 : Réponse temporelle du courant particulaire à un échelon de tension (diode PIN Silicium 0.5 micron)
(a) représentation linéaire
(b) représentation logarithmique

Sur la figure 4.2 nous présentons les résultats obtenus sur cette même diode de $0.5\mu\text{m}$ lorsque l'on modifie l'amplitude du créneau de tension appliqué aux bornes du composant. La figure 4.2(a) montre la comparaison des variations temporelles du courant moyen déterminé à partir des évolutions réelles du courant particulaire dont deux exemples ont été représentés. La rapidité avec laquelle le courant particulaire croît au cours du temps dépend donc très fortement de l'amplitude de la perturbation de tension qui est appliquée. Sur la figure 4.2(b) nous avons précisé les évolutions en reportant les différentes valeurs de courant en coordonnées semi-logarithmiques. On pourra noter ici encore une dépendance du courant $I(t)$ du type exponentielle, les temps caractéristiques diminuant au fur et à mesure que l'amplitude de la tension appliquée décroît.

Sur la figure 4.3 nous donnons les résultats obtenus en faisant une étude analogue pour une diode Silicium de $0.2\mu\text{m}$. Il est intéressant de noter ici le passage entre un régime où le courant de conduction n'est pas limité dans l'intervalle de temps où l'on étudie la réponse temporelle du composant à un régime pour lequel on observe une valeur moyenne stationnaire du courant. Dans ce dernier cas il est possible de définir sans ambiguïté le coefficient de multiplication moyen aux temps longs. Les variations en fonction du temps des valeurs du rapport entre le courant $I(t)$ et le courant de saturation sont reportés sur la figure 4.3(b). On pourra observer dans ce cas que la réponse du courant s'écarte notablement d'une croissance exponentielle mettant ainsi en évidence le passage d'un régime d'avalanche à un régime de multiplication que nous nous proposons d'étudier plus précisément dans le paragraphe suivant.

I.2 LE REGIME DE MULTIPLICATION

Sur la figure 4.4(a)(b) et (c) nous donnons les résultats obtenus en régime de multiplication pour trois diodes Silicium respectivement de



BU
LILLE

Figure 4.2 : (a) L'influence de l'amplitude de la tension appliquée, en régime d'avalanche auto-entretenu, sur les variations temporelles du courant particulaire (diode PIN Silicium 0.5 micron)
Deux exemples d'évolution temporelle du courant particulaire obtenus sur ordinateur sont également représentés.

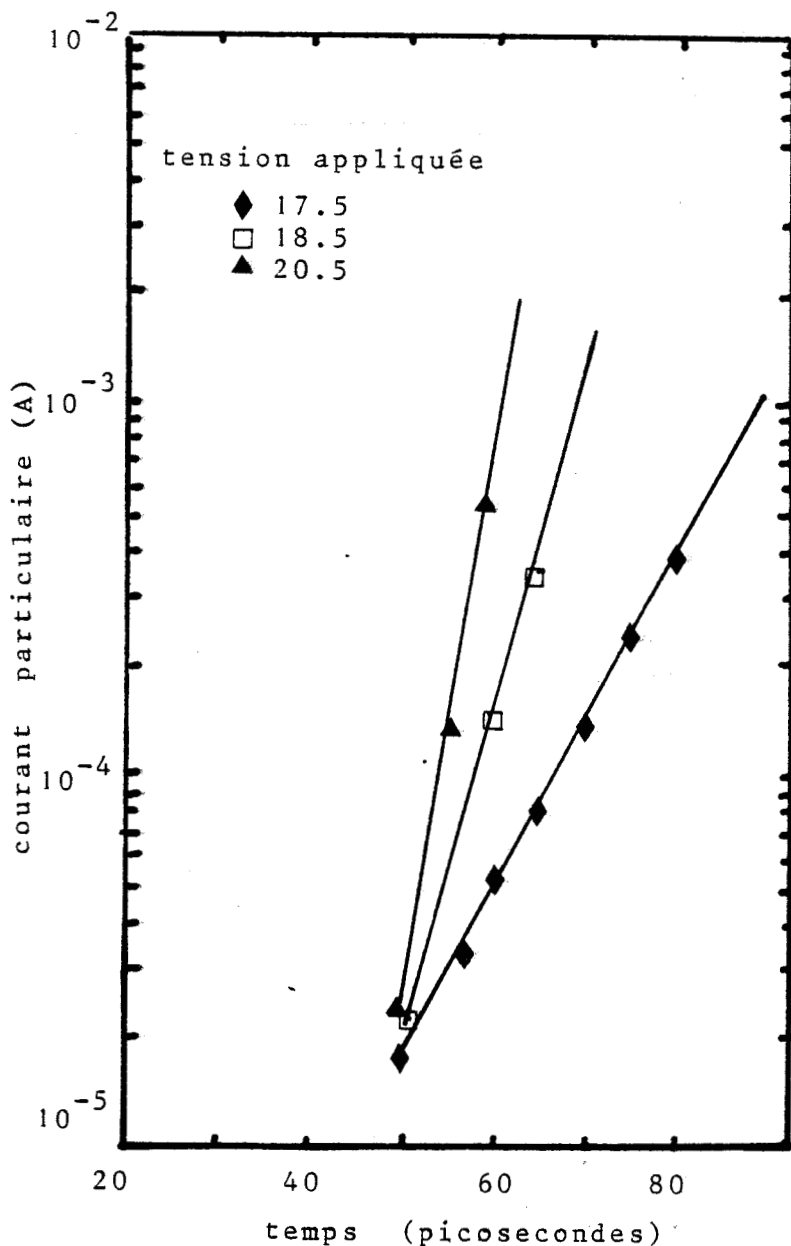


Figure 4.2 : (b) L'influence de l'amplitude de la tension appliquée sur les variations temporelles du courant particulaire, en régime d'avalanche autoentretenu, en coordonnées logarithmiques. (diode PIN Silicium 0.5 micron)

(a) échelle linéaire

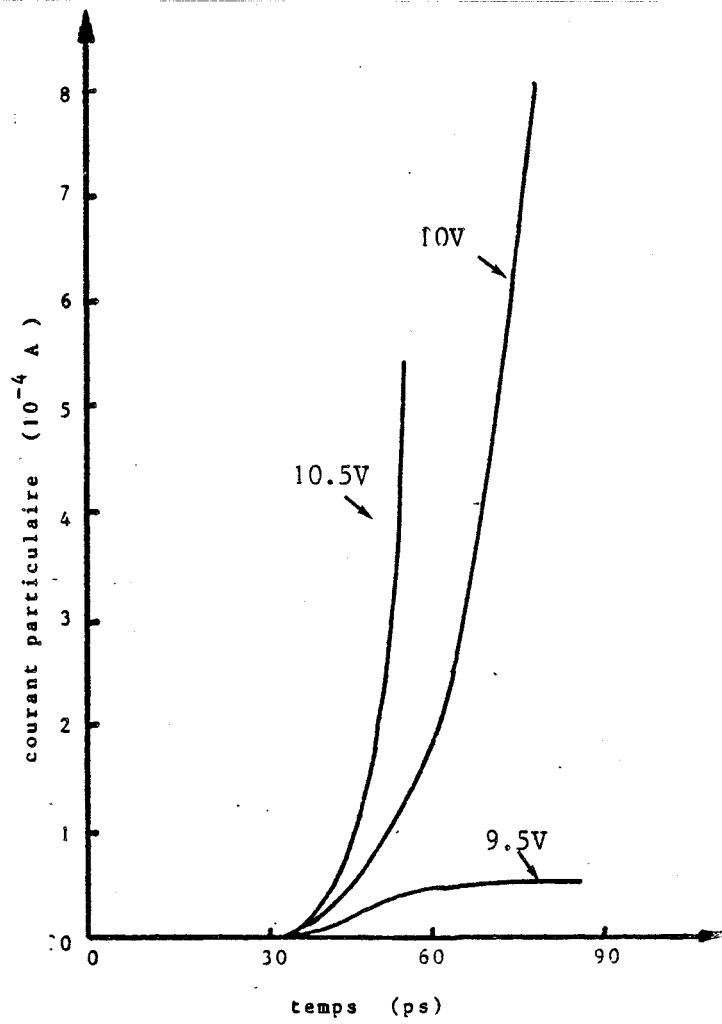
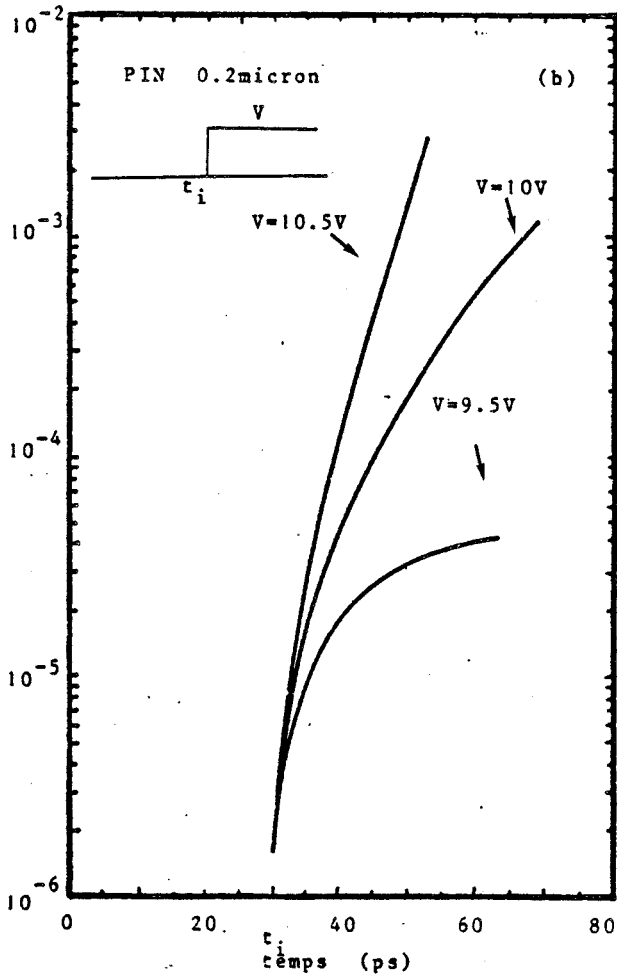


Figure 4.3 : Le passage entre le régime d'avalanche et le régime de multiplication : réponse temporelle du courant particulaire à un échelon de tension pour une diode PIN Silicium de 0.2 micron



(b) échelle logarithmique

longueur $0.5\mu\text{m}$, $0.2\mu\text{m}$ et $0.1\mu\text{m}$, dopés à 10^{15}cm^{-3} ; Les régimes transitoires que l'on observe dans chacun des cas ont ici des durées comparables de l'ordre de 25 ps. Par contre il est important de noter que les valeurs stationnaires des facteurs de multiplication moyen augmentent au fur et à mesure que les dimensions de la zone active diminuent. Rappelons que les résultats que nous venons d'obtenir par la méthode microscopique tant en régime de multiplication qu'en régime d'avalanche ont été établis en traitant le phénomène d'avalanche et de diffusion de façon aussi exacte que possible. Il est donc intéressant de comparer les résultats obtenus à ceux donnés par des méthodes plus approchées telle que la résolution de l'équation de READ introduite au chapitre I. On peut espérer ainsi d'une part vérifier, dans des cas simples la cohérence et l'exactitude de nos résultats numériques et d'autre part déterminer numériquement le temps de montée du phénomène d'avalanche.

I.3 COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES A CEUX OBTENUS A PARTIR DE L'EQUATION DE READ

L'équation de READ a été établie au paragraphe I 8.1 du chapitre I en négligeant les phénomènes de diffusion et de réaction de charge d'espace. Un certain nombre d'auteurs ont montré qu'elle est encore applicable au cas où ces phénomènes ne sont plus négligeables à condition de généraliser le temps de montée intrinsèque de l'avalanche τ_i qui devient en outre non seulement une fonction de la vitesse des porteurs mais aussi du coefficient de diffusion [1] - [3]. C'est donc cette équation généralisée que nous nous proposons d'utiliser dans l'exploitation et l'interprétation de nos résultats numériques, l'objectif étant d'estimer les valeurs les plus probables de τ_i .

Lorsque l'excitation de tension aux bornes de la diode est du type créneau temporel les variations au cours du temps du courant de porteurs

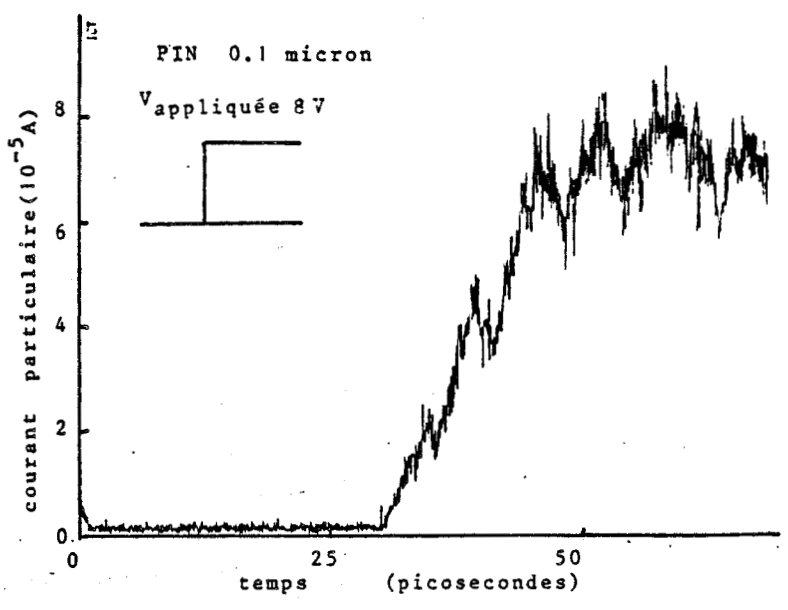
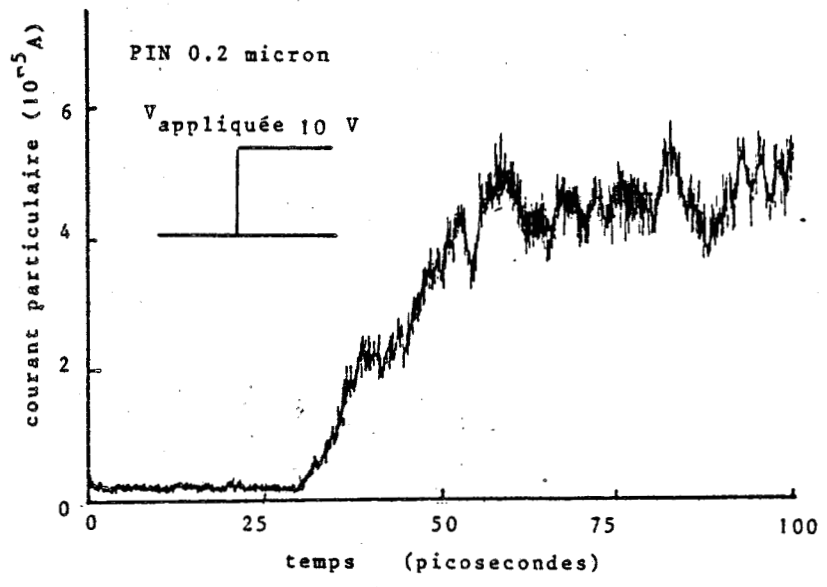
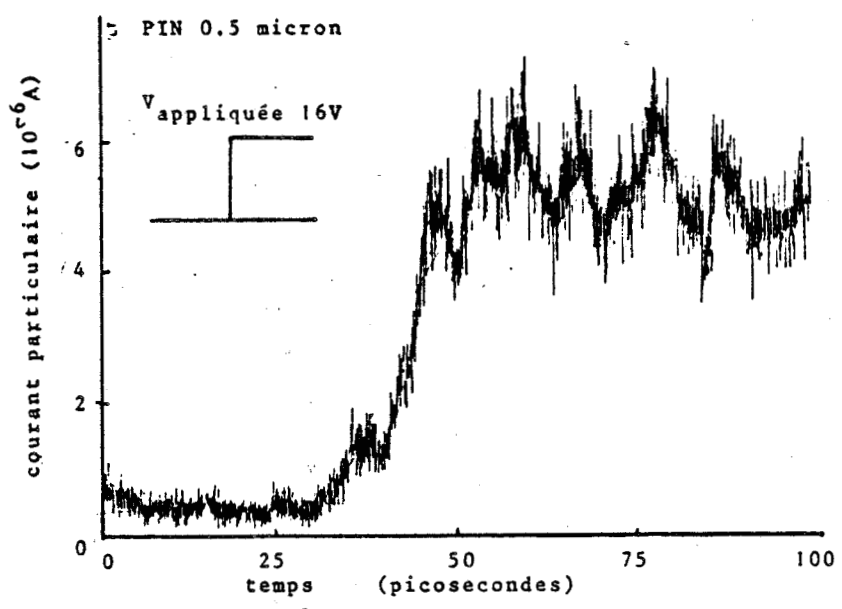


Figure 4.4: Caractérisation du régime de multiplication: la réponse temporelle du courant particulaire à un échelon de tension en fonction de la longueur de la zone d'avalanche (diodes PIN Silicium)

multipliés obtenues analytiquement à partir de l'équation de READ sont données par la relation [4] :

$$I(t)/I_s = M - (M-1) \exp(-t/M\tau_i) \quad (4.1)$$

où τ_i désigne le temps de réponse de l'avalanche généralisée et M se rapporte à la valeur stationnaire du coefficient de multiplication.

Sur la figure 4.5 nous avons reporté les variations moyennes du courant particulaire au cours du temps que l'on peut déduire de la figure 4.4. Par ailleurs nous avons représenté l'évolution temporelle du courant d'avalanche normalisé par rapport au courant de saturation calculé à partir de la relation 4.1 pour différentes valeurs de temps de réponse τ_i pris ici comme paramètre.

Au vu de ces résultats, il apparaît tout d'abord que la description approchée de l'évolution temporelle du courant d'avalanche à l'aide de l'équation de READ approxime relativement bien nos résultats numériques. On pourra observer ensuite que l'évolution, en fonction de la longueur d'avalanche du temps d'établissement du phénomène de multiplication qu'il est possible de déduire de cette comparaison entre les résultats donnés par l'expression 4.1 et ceux obtenus numériquement, correspond assez bien à celle donnée dans le paragraphe du chapitre précédent. On constate en effet que le temps de réponse τ_i est inversement proportionnel à la longueur de la zone d'avalanche. Par ailleurs, on pourra noter que les ordres de grandeurs de τ_i sont conservés. Ainsi, nous avons obtenu expérimentalement un temps de montée de l'avalanche voisin de 2 ps pour une diode de 0.5 μ m. De plus il peut être intéressant de noter que les valeurs de τ_i peuvent être prévues par les expressions simplifiées [5] ce qui laisse à penser que les phénomènes de diffusion ont une influence relativement peu marquée.

En définitive, nous venons de montrer que la description de la réponse du courant de porteurs multipliés à un échelon de tension à l'aide d'un

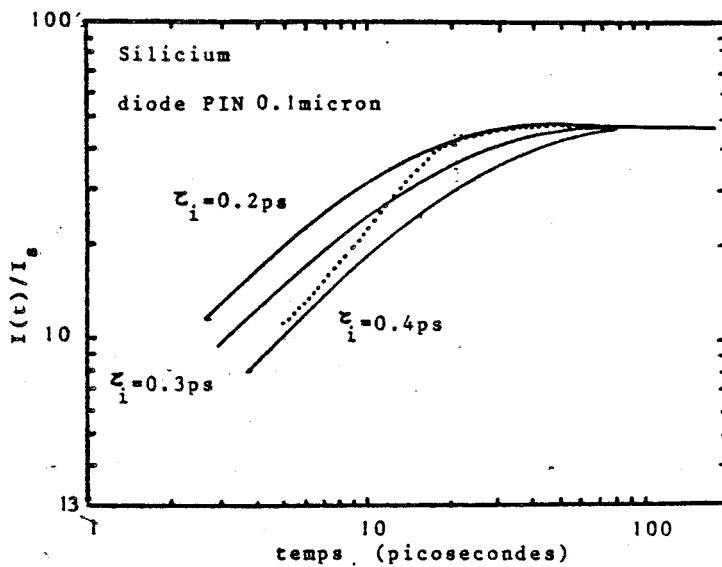
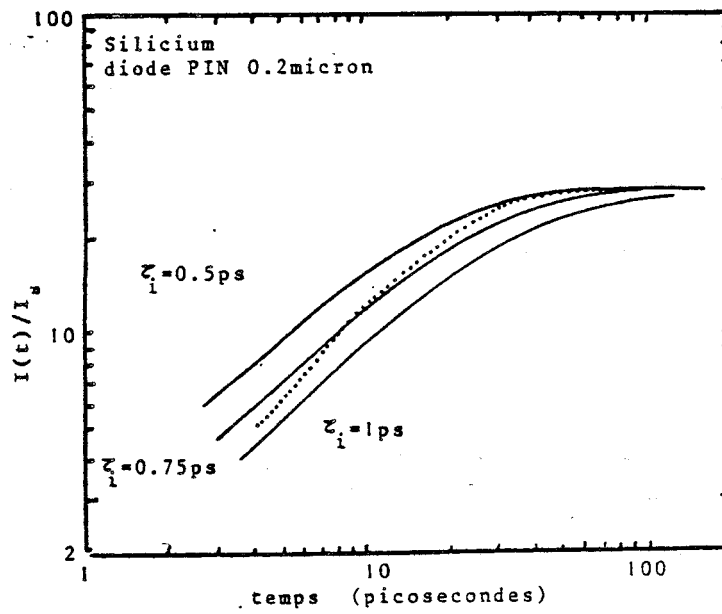
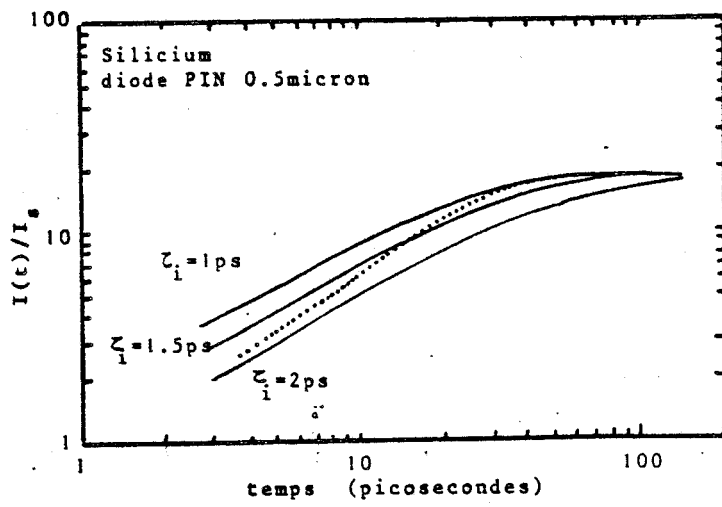


Figure 4.5: Comparaison des résultats numériques obtenus en régime de multiplication à ceux calculés à l'aide de l'équation de READ

temps de réponse intrinsèque constitue une assez bonne approximation du régime transitoire effectivement observé. Le fonctionnement en oscillateur d'un composant IMPATT fait intervenir cependant d'autres grandeurs physiques elles aussi fondamentales, nous nous proposons de le montrer à présent en exposant dans le paragraphe suivant l'étude des composants en régime sinusoïdal.

II.1 PROPRIETES DYNAMIQUES EN REGIME NON LINEAIRE DE DIODES

IMPATT à 100GHz

II.1.1 Structures des diodes étudiées

Dans le tableau I nous avons reporté les caractéristiques principales des diodes que nous nous proposons d'étudier, à l'aide de la méthode microscopique, en régime dynamique. Nous avons précisé respectivement le matériau utilisé ainsi que la structure des diodes, le niveau en impuretés ionisées de la zone active que l'on suppose dopée uniformément. Nous donnons également une représentation schématique de la carte de champ électrique qui permet d'apprécier le degré de confinement des diodes. Les épaisseurs de la couche épitaxiée de type n sont toutes prises égales à 0.5 micron.

La diode 1 est une diode Silicium à simple zone de transit. Le dopage de la zone épitaxiale de type n est fixé à 10^{17} cm^{-3} . A la tension d'avalanche, cette diode est juste confinée. Les diodes 2 et 3 sont du type p^+nn^+ respectivement à l'Arséniure de Gallium et au silicium. La valeur du dopage en impuretés est dans la zone active de $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Il en résulte, qu'à la tension d'avalanche, ces diodes présentent une partie de zone semi-conductrice de type n non désertée. La diode 4 est une diode Silicium à simple zone de transit de type n dopée uniformément à $6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cette diode est par conséquent fortement confinée. Enfin, la diode 5 est une diode Silicium du type p^+pnn^+ , donc, à double zone de transit. Les niveaux de dopages en impuretés ionisées des zones p et n sont égaux et fixés à 10^{17} cm^{-3} .

II.1.2 Les mécanismes fondamentaux de fonctionnement

Sur la figure 4.6 (a) nous avons représenté l'évolution au cours du

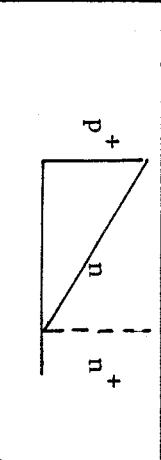
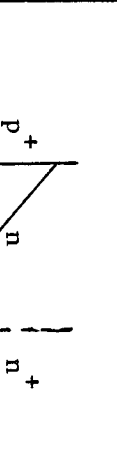

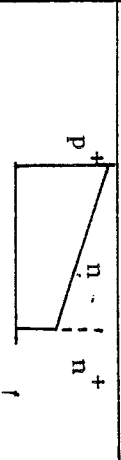
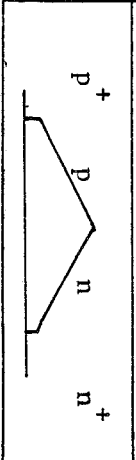
DIODE	MATERIAU ET STRUCTURE	DOPAGE EN IMPURETES cm^{-3}	REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA CARTE DE CHAMP ELECTRIQUE
1	Si SDR	10^{17}	
2	GaAs SDR	$2 \cdot 10^{17}$	
3	Si SDR	$2 \cdot 10^{17}$	
4	Si SDR	$6.3 \cdot 10^{16}$	
5	Si DDR	10^{17} **	

Tableau 1 Structures des diodes utilisées dans l'étude du régime dynamique

SDR simple zone de transit

DDR double zone de transit

** les répartitions spatiales des grandeurs physiques ont été obtenues avec une diode dopée à $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$

temps respectivement de la tension $V_D(t)$ aux bornes de la diode 1 et du courant particulaire $I(t)$ composé par les électrons et les trous. L'amplitude de la tension alternative sinusoïdale superposée à la tension d'alimentation V_0 est ici de 6V. Afin d'assurer le découplage entre la tension continue et la tension alternative la période d'intégration sur laquelle nous effectuons la contre réaction (paragraphe I.3 du chapitre III) est ici choisie égale à la période du signal hyperfréquence $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Une fois éliminé le régime transitoire, la tension que l'on applique aux bornes de la diode ainsi que le courant particulaire sont périodiques comme on peut le constater sur la figure 4.6(a). La figure 4.6(b) montre les variations moyennes au cours de la période du signal hyperfréquence, respectivement de la tension aux bornes du composant et du courant d'électrons et de trous. Ces valeurs moyennes des grandeurs électriques sont obtenues en moyennant les valeurs de $V_D(t)$ et de $I(t)$ à t_i t_{i+N} t_{i+2N} ;... où N représente le nombre d'intervalles de temps dans une période. Ce procédé permet de nous affranchir en partie du bruit de phase et du bruit d'amplitude qui affectent les résultats instantanés.

Ce sont ces évolutions temporelles moyennes de $V_D(t)$ et de $I(t)$ que nous décomposons en série de Fourier d'où nous déduisons les valeurs d'impédance, de puissance hyperfréquence émise et de rendement.

Sur la figure 4.7(a) et (b) nous avons représenté les variations spatiales respectivement du champ électrique appliqué aux porteurs et de la densité électronique $n(x)$ et que l'on obtient directement sur calculateur à différents instants de la période hyperfréquence $T/8$, $T/4$,..., en appliquant aux bornes de la diode 1 une tension alternative de 6V. A l'instant $t = T/8$, la densité électronique est assez faible, de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans la presque totalité de la zone désertée. La réaction de charge d'espace est pratiquement nulle. A l'instant $t = T/4$, on observe une faible croissance du nombre d'électrons, le maximum de charge, peu marqué à cet instant correspond à une densité d'électrons de $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

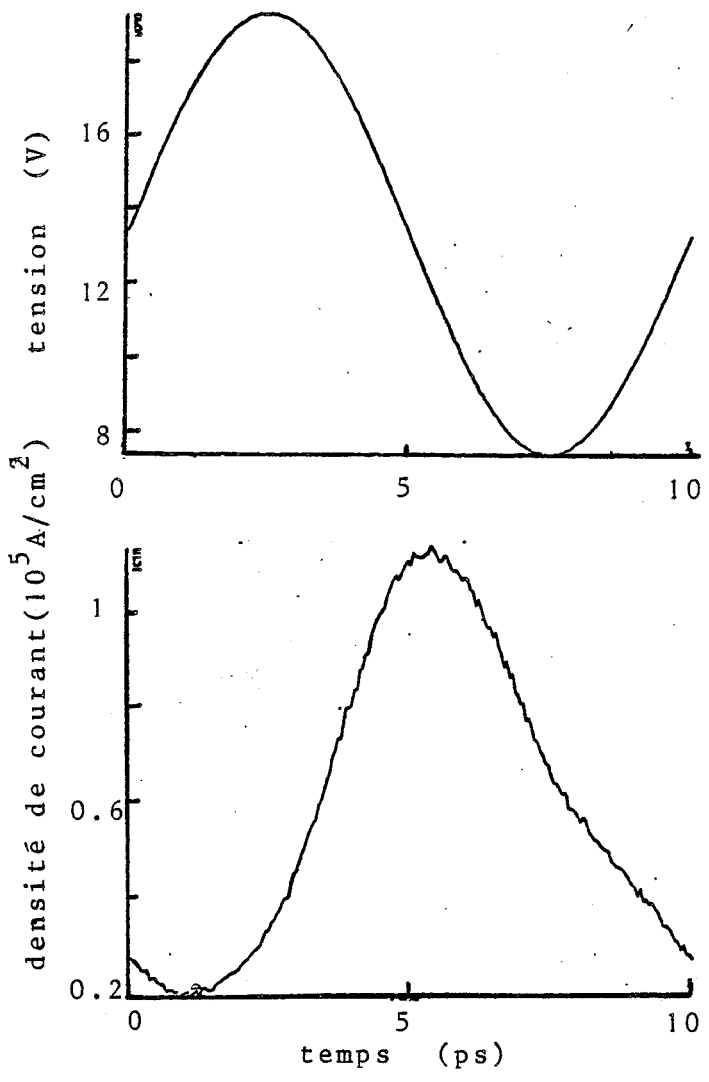
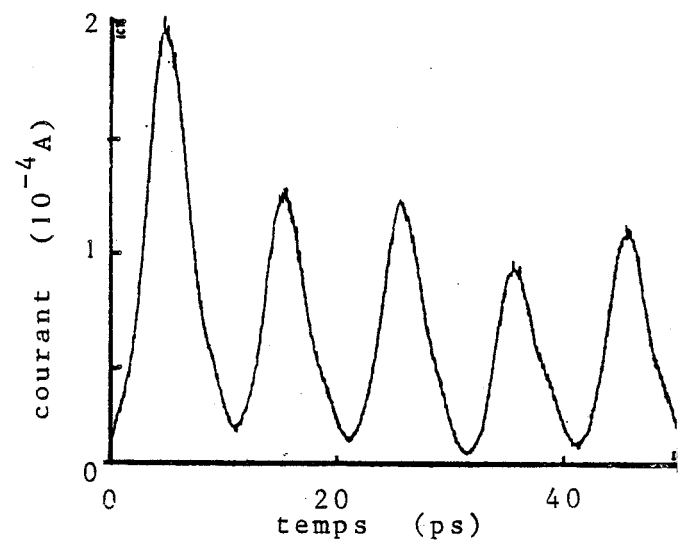
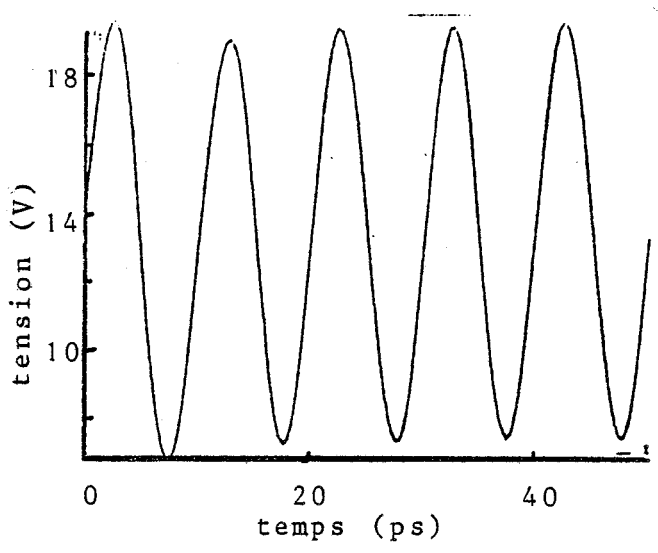


Figure 4.6 Variations temporelles de la tension et de la densité de courant particulière

- (a) Evolutions instantannées
- (b) Evolutions moyennes
- (diode en Silicium $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

Ce maximum se situe à une abscisse proche de $0.2\mu\text{m}$. La diode se confine progressivement sous l'action de la tension alternative. A l'instant $t = 3T/8$, on note une nette augmentation de la densité électronique dont la valeur maximale est alors de l'ordre de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Le maximum d'électrons est obtenu à une distance de $0.15\mu\text{m}$ de la jonction p^+n ce qui s'apparente à un léger recul du paquet d'électrons en formation.

La réaction de charge d'espace tend alors à ne plus être négligeable. A $t = T/2$, la tension aux bornes de la diode repasse par une valeur correspondant à la valeur moyenne de la tension appliquée au cours du temps. La valeur la plus élevée de la densité électronique est voisine de $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dans ce cas présent, il peut être intéressant de remarquer la forme très élargie du paquet d'électrons qui est en train de se former du fait de l'ionisation par chocs des électrons et des trous situés dans la zone de champ élevé. Si l'on caractérise cette forme très étalée du paquet d'électrons par la largeur à mi-hauteur du maximum de densité électronique on obtient une valeur voisine de $0.25\mu\text{m}$ ce qui correspond à 50% de la largeur totale de la zone désertée. Durant la seconde moitié de la période hyperfréquence, on peut noter tout d'abord une très légère augmentation du nombre de charges créées au temps $t = 5T/8$ puis essentiellement la collection par la zone n^+ du paquet d'électrons dont la position est repérée aux instants $3T/4$, $7T/8$ et T .

Au vu de ces répartitions spatiales du champ électrique interne et de la densité d'électrons au cours du temps, on peut dégager un certain nombre de conclusions concernant les mécanismes physiques de créations de porteurs par avalanche et de transit dans ce type de structure millimétrique à profil de dopage abrupte.

On pourra tout d'abord remarquer que la création de paires électrons-trous se fait sur une partie relativement importante de la diode. En effet, entre les instants $t = 3T/8$ et $t = T/2$ on constate une augmentation des valeurs

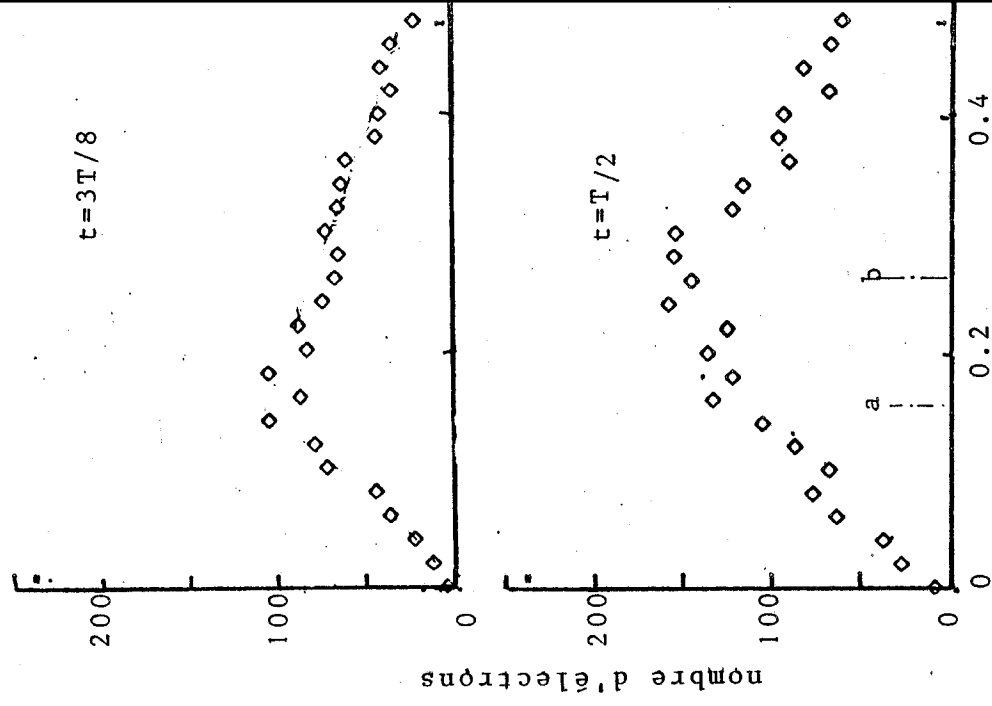
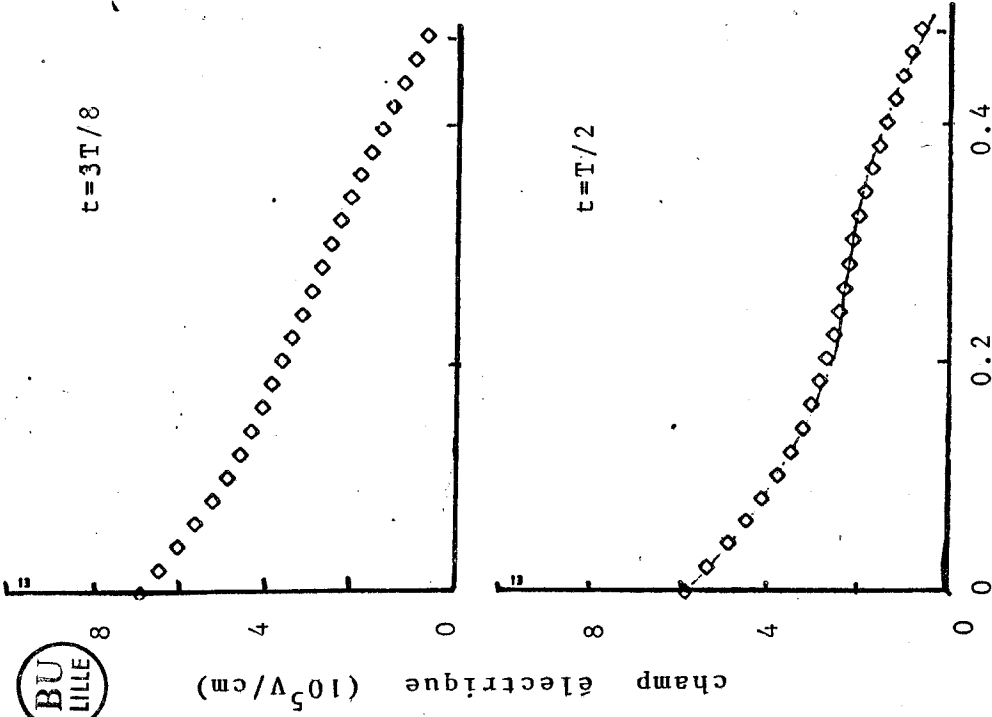
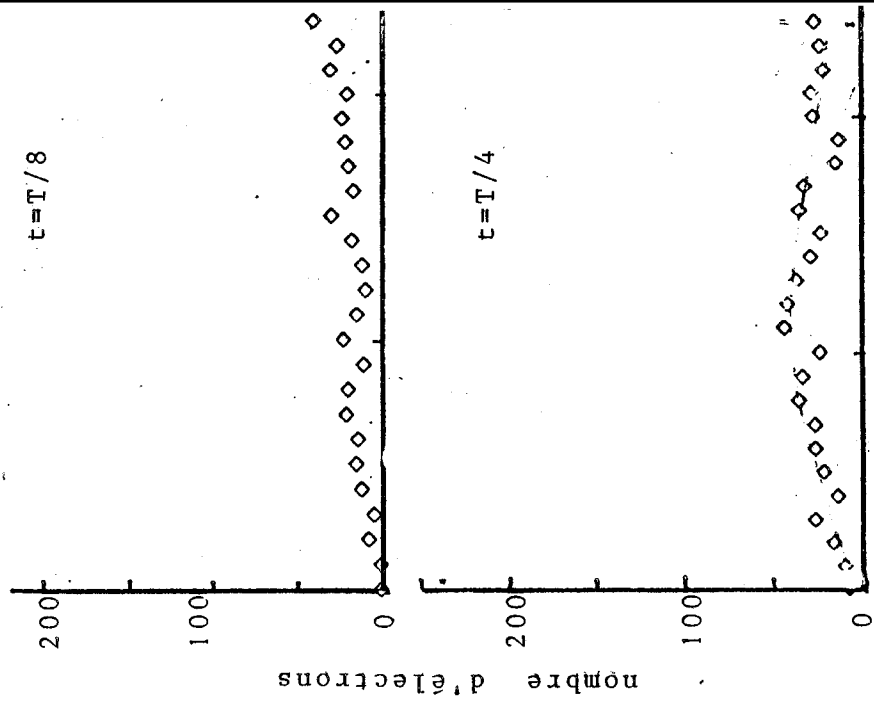
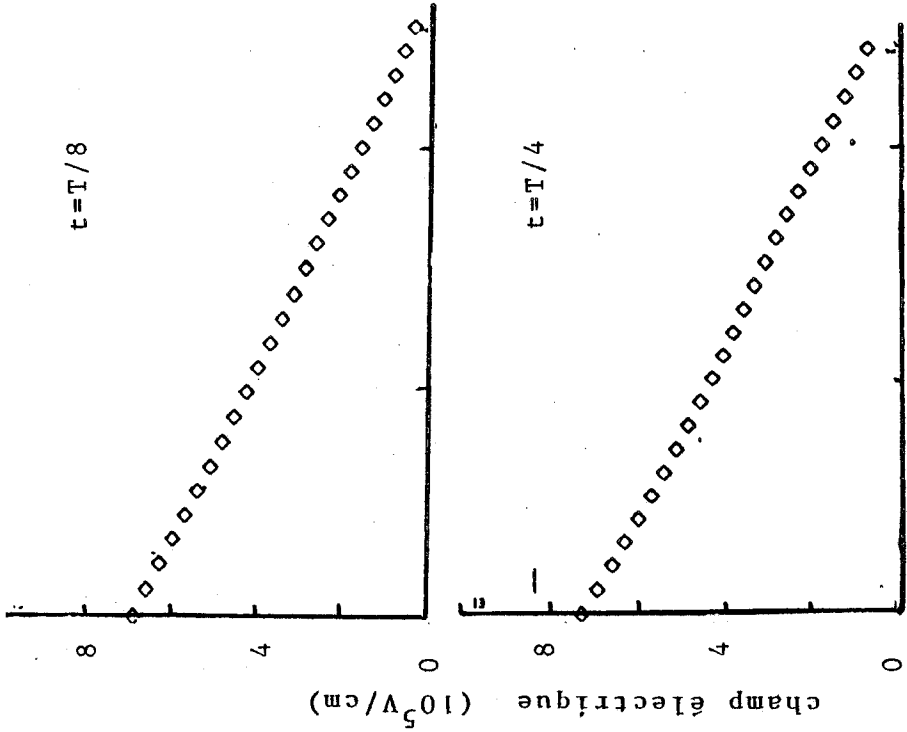


Figure 4.7 (a) Répartitions spatiales du champ électrique et de la densité électronique à différents instants de l'alternance

positive de la période du signal hyperfréquence.

(diode 1 Silicium $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

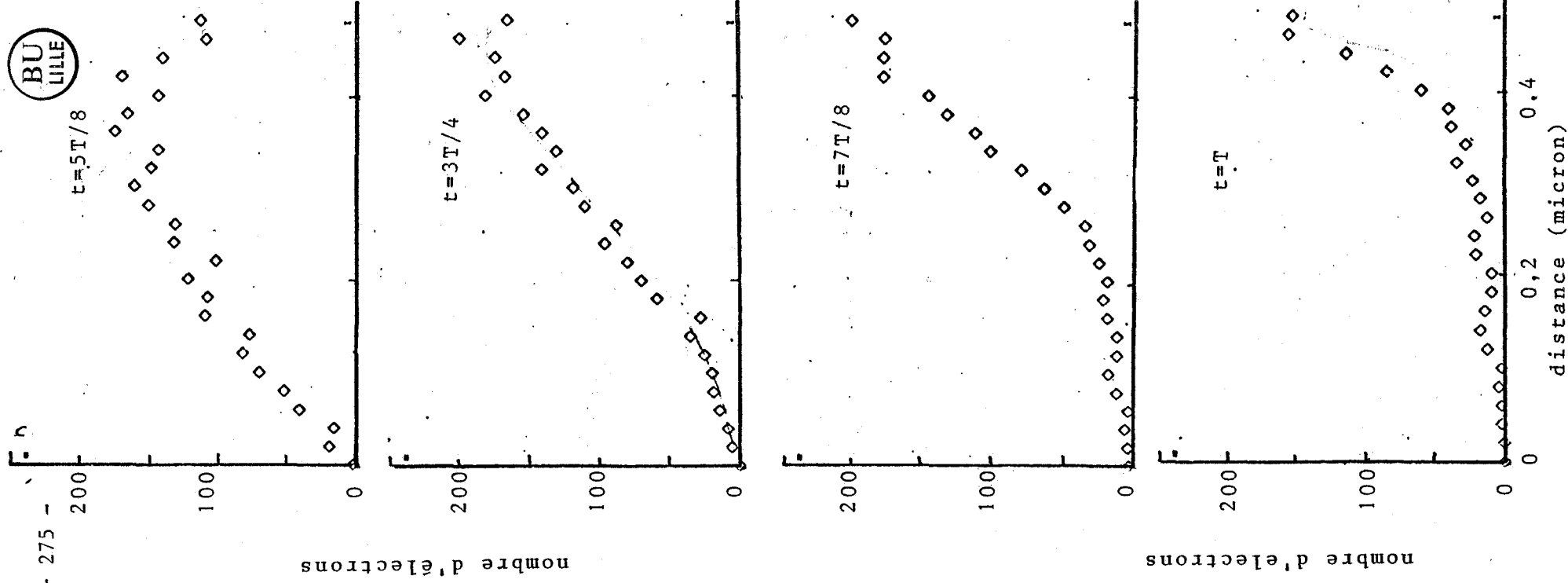
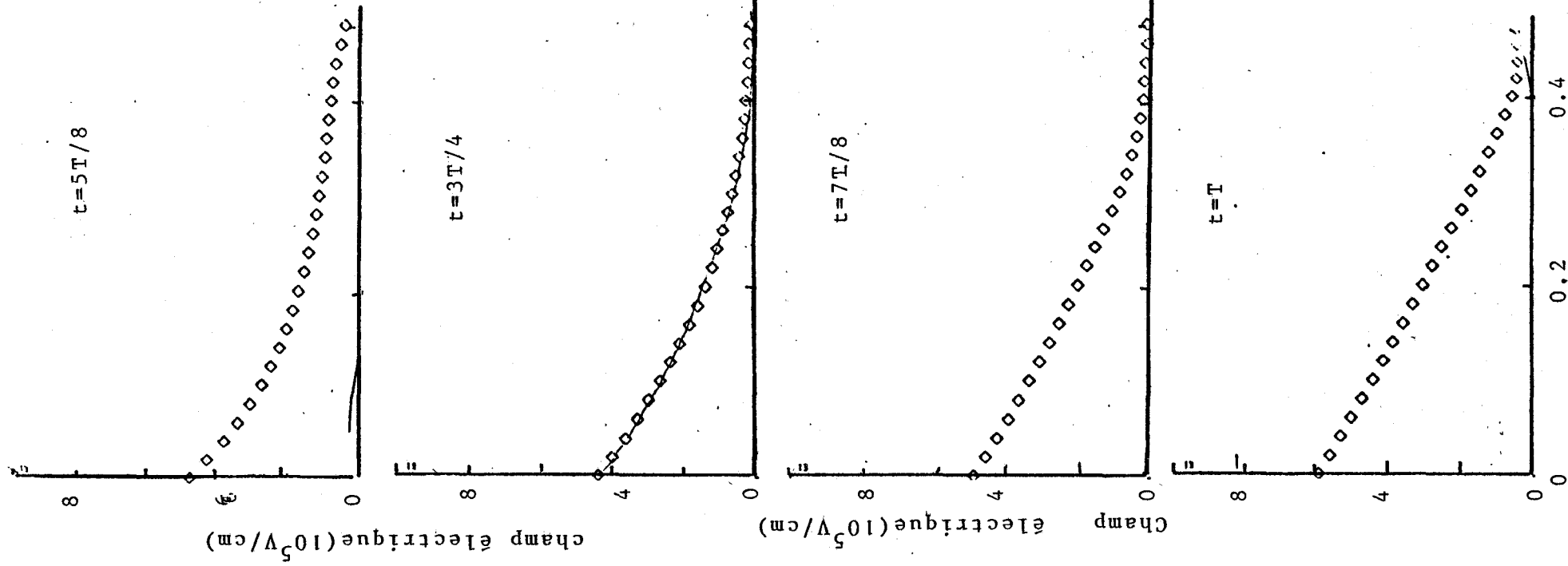


Figure 4.7 (b) Répartitions spatiales du champ électrique et de la densité électronique à différents instants de l'alternance négative de la période du signal hyperfréquence.

de la densité électronique qui ne peut être due qu'à la création de paires électrons-trous entre les abscisses notées a et b. Ce point est remarquable dans la mesure où le dopage en impuretés utilisé ici est assez important ($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et qu'en conséquence, les zones de champ électrique élevé où l'on suppose, que se fera en première analyse, l'essentiel de la multiplication, sont relativement restreintes. L'une des raisons à cet élargissement des zones semi-conductrices où se créent les électrons et les trous en excès nous semble être le fait que de nombreux porteurs, bien qu'entrant dans des zones où l'ionisation devrait être négligeable n'ont pas eu le temps de céder l'excédent d'énergie qu'ils ont pu acquérir précédemment dans les zones de champ très élevé. Rappelons en effet que les porteurs de charges ne sont en "équilibre" avec le champ électrique local qu'au delà d'une période de temps correspondant en première approximation au temps de relaxation de l'énergie. En ce sens, l'effet d'étalement des zones où se produisent la multiplication est directement relié au caractère non stationnaire des transports d'énergies des porteurs au sein de la zone active.[6] Il est intéressant de noter ensuite d'une part que les temps de transit des différentes particules sont très distribués du fait de l'étalement important du paquet de porteurs créés par avalanche et d'autre part que le déplacement des charges durant le processus de multiplication^{**} des charges est appréciable en comparaison du phénomène de transit global.

Il apparaît intéressant d'effectuer une étude similaire pour la diode 3 au Silicium ($N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) qui est non confinée. Les variations de la tension aux bornes de la diode et du courant particulaire moyen au cours du temps sont représentées sur la figure 4. 8. L'amplitude de la tension alternative

^{**}Si l'on reprend la distinction zone d'avalanche-zone de transit des théories classiques, cela signifie que les effets de transit dans la zone d'avalanche ne sont plus négligeables aux fréquences où nous travaillons.[7][13].

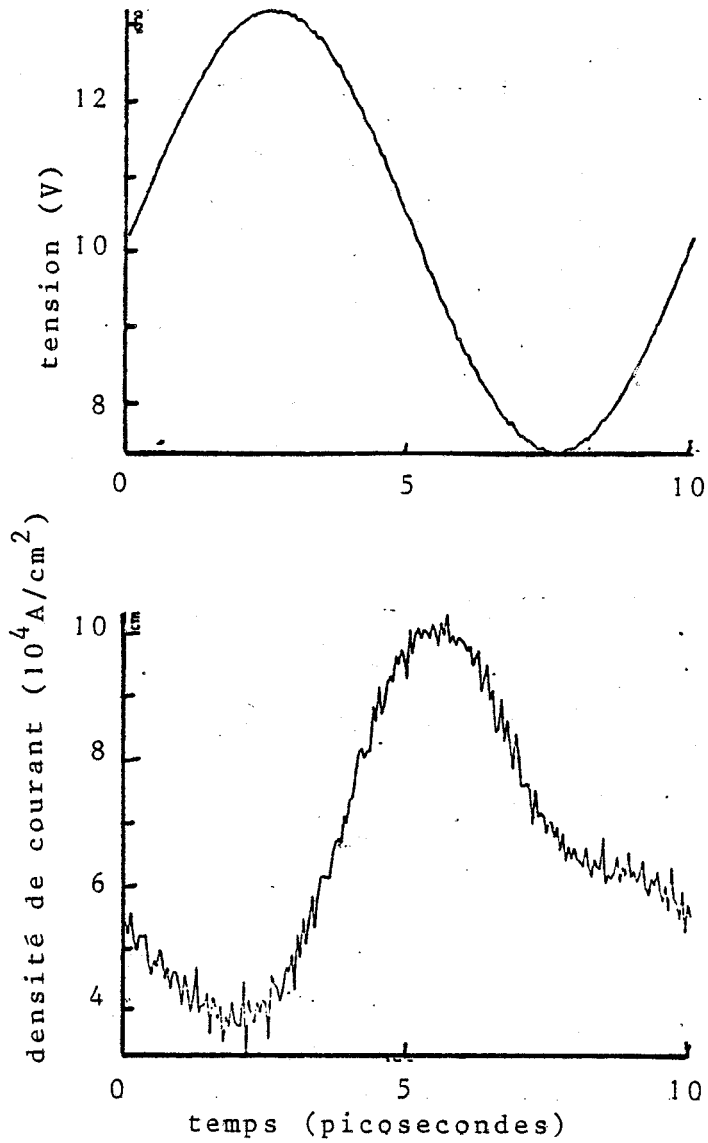


Figure 4.8 Variations temporelles moyennées de la tension et de la densité de courant particulaire.

(diode 3 Si $N_D = 2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

est ici de 3V autour de la tension d'avalanche proche de 10V. Sur la figure 4.9(a) et (b) nous avons représenté de façon analogue à celle donnée précédemment, respectivement les répartitions spatiales du champ électrique ainsi des densités électroniques à différents instants de la période hyperfréquence. Dans ce cas présent, on pourra tout d'abord remarquer l'existence d'une zone de semi-conducteur non désertée qui se situe en moyenne à une abscisse proche de $0.3\mu\text{m}$. On pourra constater ensuite que les caractères généraux de la croissance des charges en excès en fonction du temps: étalement important du paquet de porteurs - délocalisation de la zone d'avalanche sont ici conservés. Enfin on pourra noter un temps de transit des porteurs, dans cette structure de dopage relativement élevé, écourté du fait de la diminution des dimensions de la zone désertée.

Nous venons de visualiser pour une diode confinée puis non confinée les mécanismes fondamentaux de fonctionnement (avalanche des porteurs et transit) dans des structures largement submicroniques.

Nous allons maintenant nous intéresser aux performances que l'on peut attendre de ces structures pour différentes conditions de fonctionnement en courant et en tension. Pour ce faire, nous disposons de plusieurs types d'informations: qui sont essentiellement les variations temporelles du courant particulaire, le calcul de l'impédance présentée par les diodes, de la puissance et du rendement émis.

II.1.3 Les variations du courant particulaire au cours du temps

Le courant particulaire $I(t)$ est probablement le paramètre électrique le plus important. C'est en effet ces variations au cours du temps qui déterminent la puissance délivrée par la diode, le courant de déplacement étant par définition toujours déphasé de 90° par rapport à la tension appliquée. Sur la figure 4.10(a) nous avons représenté les variations temporelles de $I(t)$ que l'on obtient numériquement en étudiant la diode 1 pour différentes valeurs de

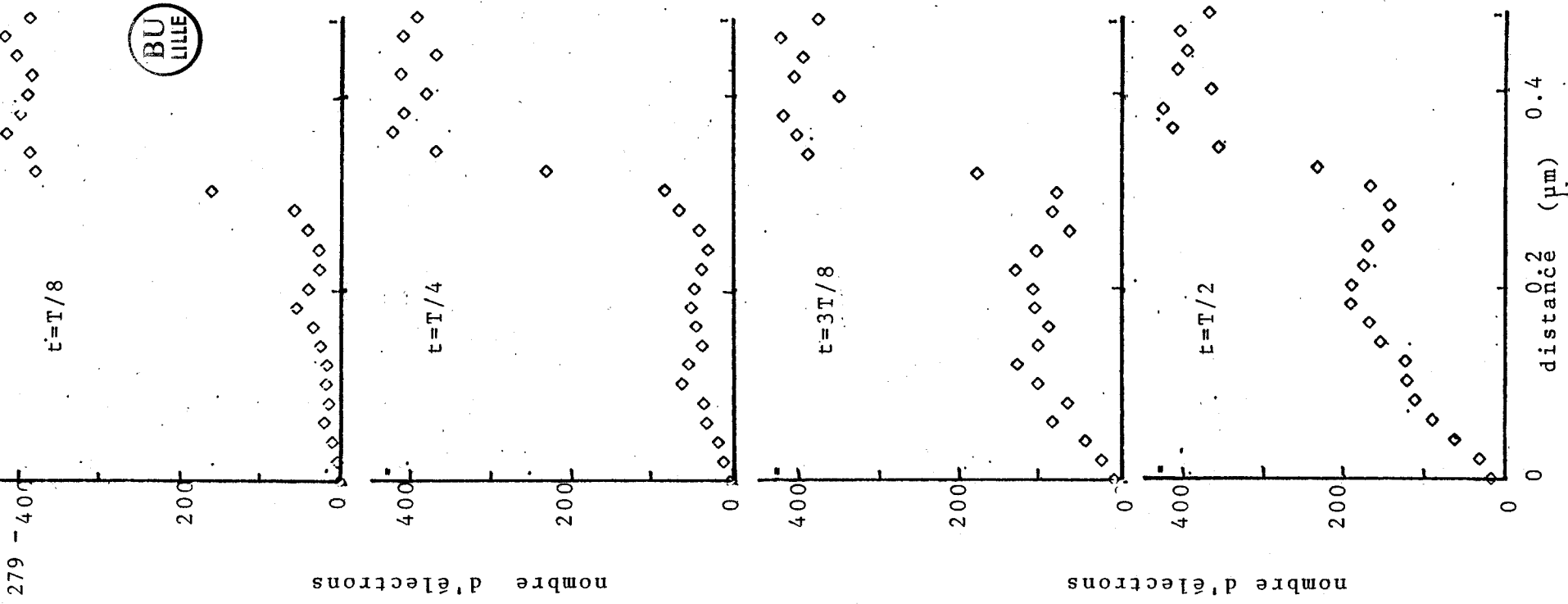
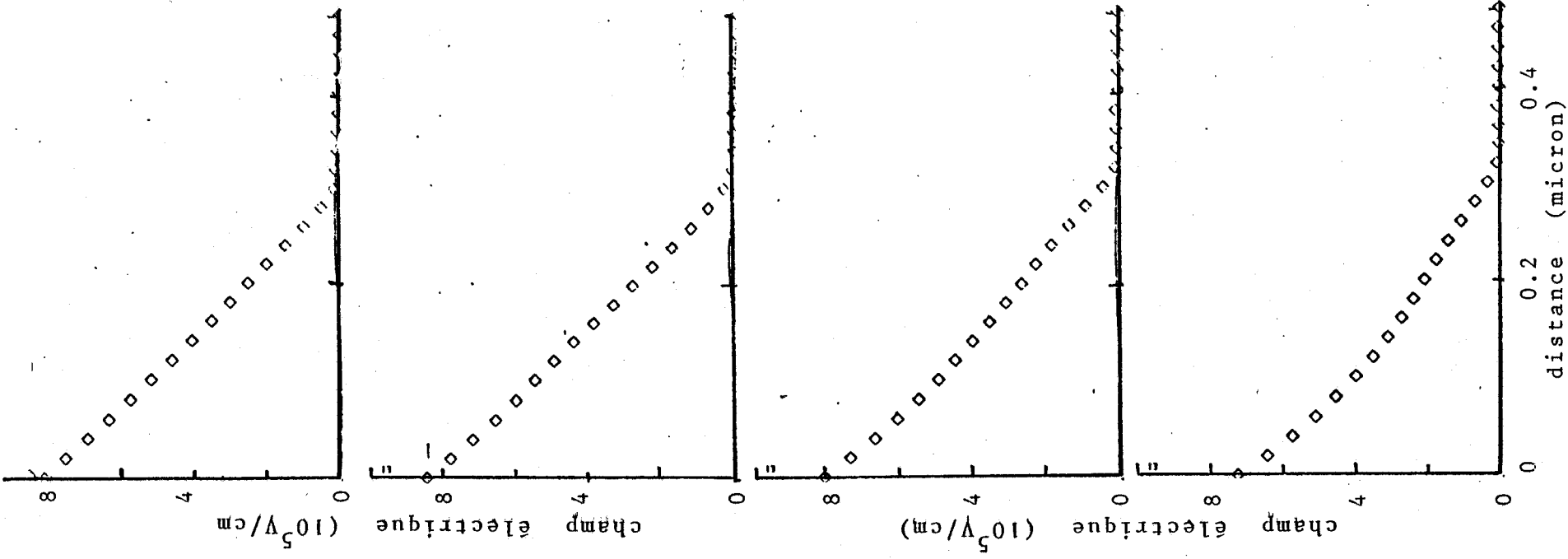


Figure 4.9 (a) Répartitions spatiales du champ électrique et de la densité électronique à différents instants de l'alternance positive de la période du signal hyperfréquence (diode 3 Silicium $N_d = 210^{17} \text{ cm}^{-3}$)

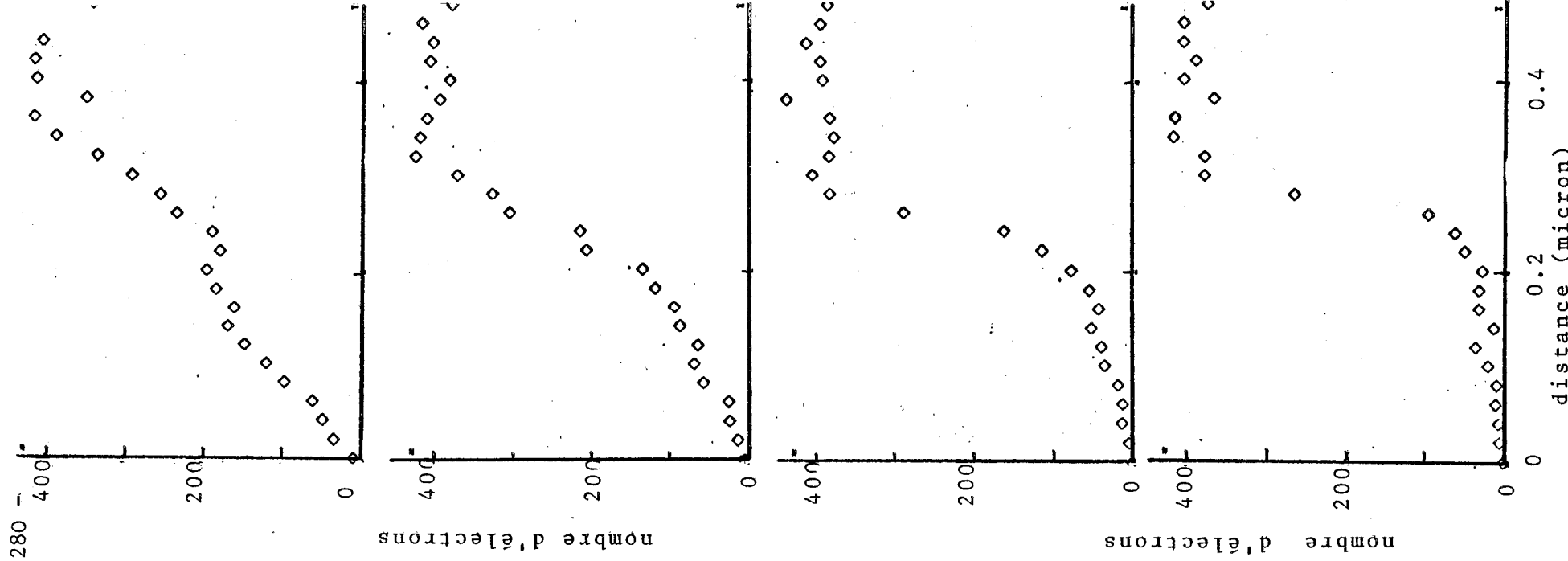
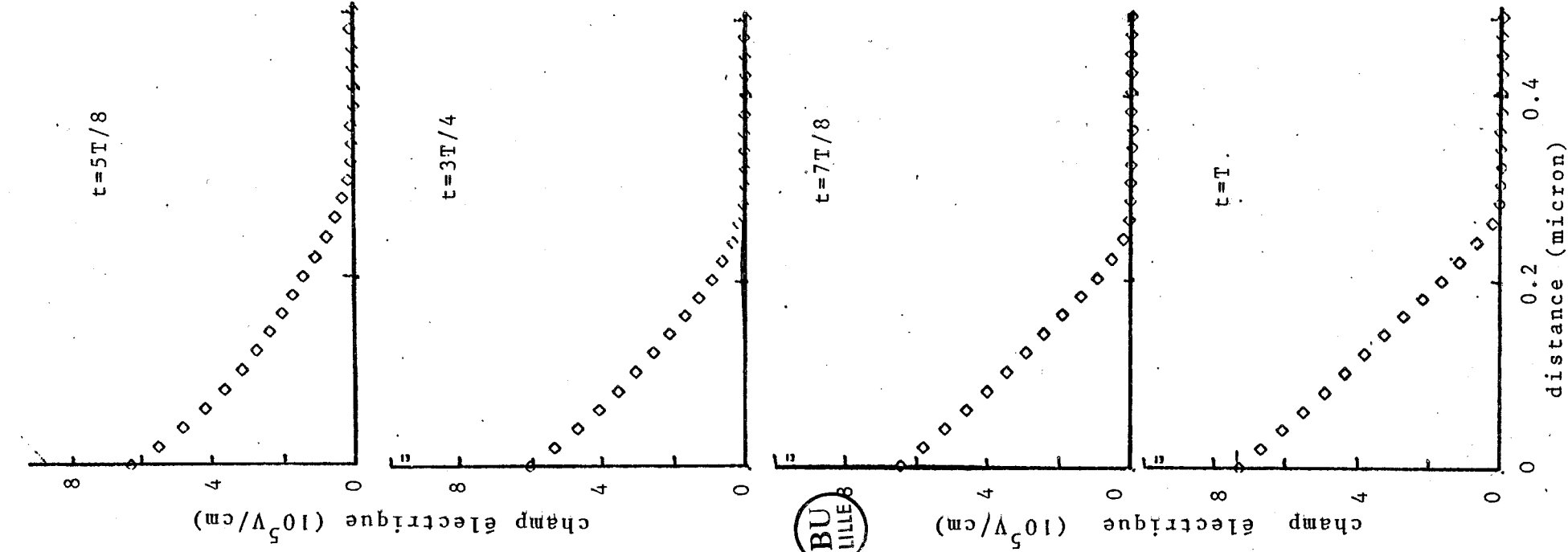
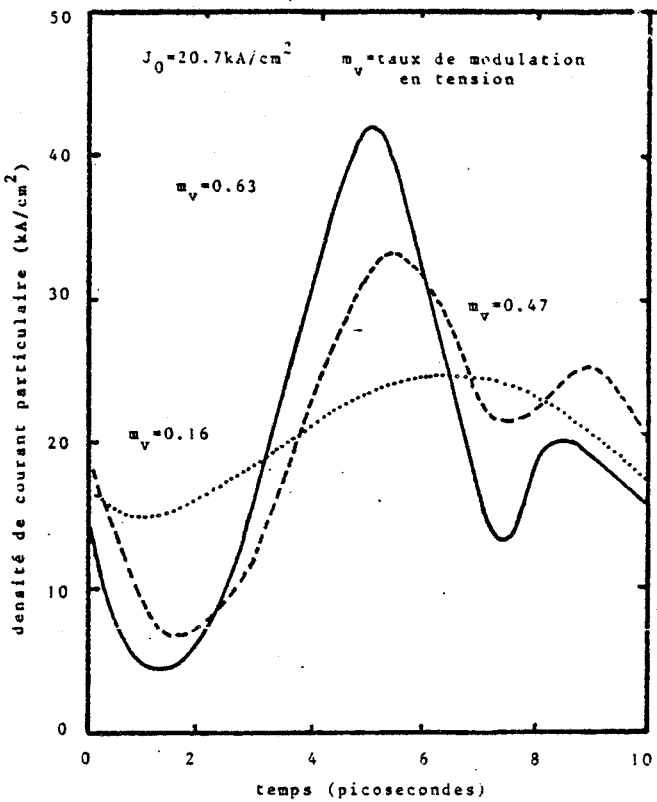


Figure 4. 9 (b) Répartitions spatiales du champ électrique et de la densité électronique à différents instants de l'alternance négative de la période du signal hyperfréquence (diode 3 Silicium $N_d = 210^{17} \text{ cm}^{-3}$)



(a)



(b)

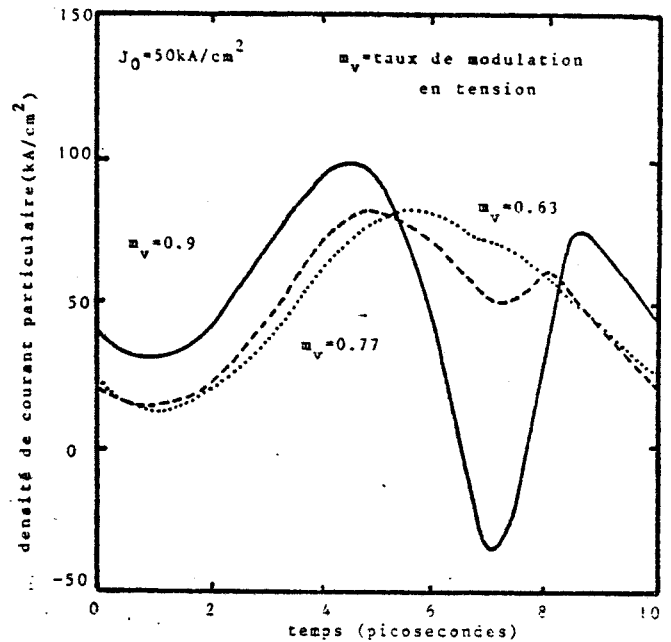
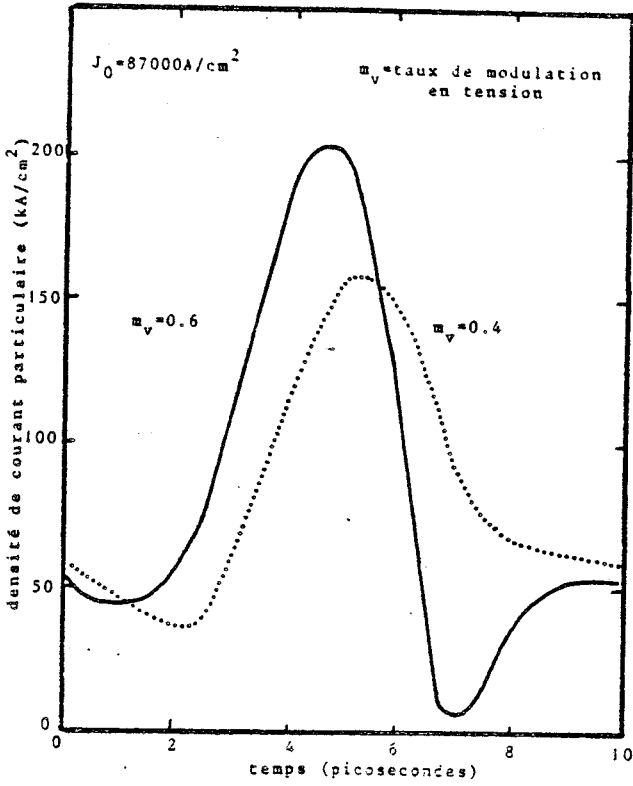
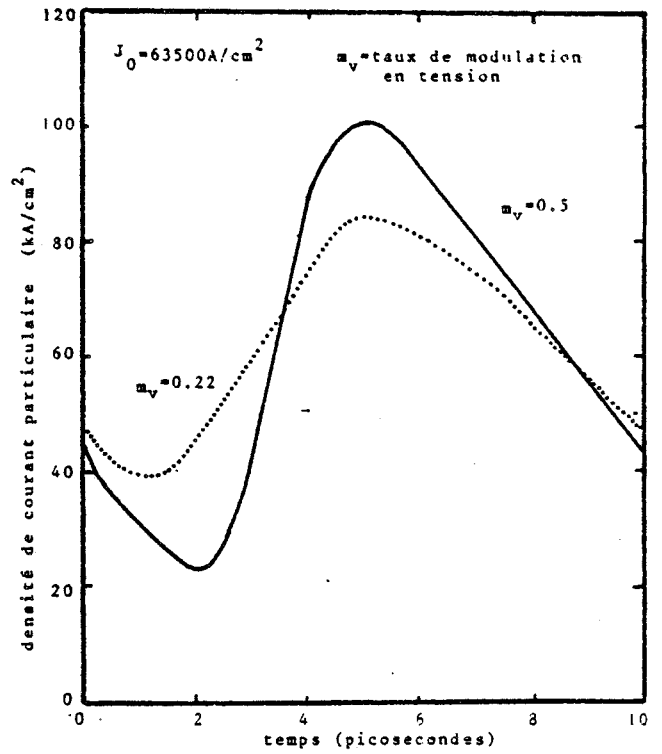


Figure 4.10 Les variations temporelles de la densité de courant particulaire en fonction de la tension HF appliquée

(a) diode 1
(b) diode 4



(c)



(d)

Figure 4.10 Les variations temporelles de la densité de courant particulaire en fonction de la tension HF appliquée (c) diode 3 (d) diode 2

tension hyperfréquence appliquées. Au vu de ces résultats, une première constatation s'impose : l'allure des variations du courant $I(t)$ est ici très éloignée d'un signal carré de tension comme l'analyse simplifiée d'un mécanisme d'émission sous forme de paquets de porteurs très étroits suivi d'un mécanisme de transit non distribué, le laissait à penser (paragraphe 1.7 du chapitre I). Si à présent on analyse plus finement l'évolution temporelle de $I(t)$, on observe tout d'abord une décroissance des valeurs de $I(t)$ que l'on peut attribuer à la collection des derniers porteurs ayant été créés durant la période précédente. On constate ensuite, jusqu'à des instants qui peuvent être supérieurs à $t=T/2$ une augmentation des valeurs du courant particulaire dont l'amplitude dépend de façon très étroite de celle de la tension appliquée et qui est due à la multiplication des porteurs sous l'action du champ hyperfréquence. Enfin, on note une diminution des valeurs de $I(t)$ qui correspond à la collection continue des électrons et des trous respectivement par les zones semi-conductrices n^+ et p^+ .

La figure 4.10(c) montre les variations temporelles du courant particulaire que l'on observe en étudiant la diode 3 dopée à $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Le fait marquant dans cet exemple, est la diminution très sensible du temps de transit des porteurs qui sont pratiquement collectés à $t=3T/4$. Par contre, les variations de $I(t)$ que l'on obtient numériquement pour la diode 4 (figure 4.10(b)) montrent une période de temps correspondant au transit des porteurs plus importante.

Enfin, la figure (d) montre un exemple du résultat que l'on obtient pour une diode à l'Arséniure de Gallium. Il s'agit ici de la diode 2 polarisée à un courant de 60000 A/cm^2 .

On pourra constater dans les trois premiers cas étudiés correspondant aux diodes Silicium que, dès que l'amplitude du signal hyperfréquence devient importante, le courant particulaire présente un minimum à l'instant $t=3T/4$. Par contre, cette particularité n'apparaît pas dans l'exemple de la diode 2 à l'Arséniure de Gallium. Cet effet peut s'interpréter en remarquant qu'à $t=3T/4$,

pour lequel la tension est minima , le champ électrique peut prendre des valeurs suffisamment faibles pour que les porteurs ne transitent plus en vitesse limite. Dans ce cas, et l'on pourra se reporter aux évolutions de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique données sur la figure I.3 , on constate que la vitesse des porteurs dans le Silicium décroît entraînant une diminution du courant particulaire, alors que la vitesse des porteurs dans l'Arséniure de Gallium garde des valeurs élevées.

Ainsi, les variations temporelles du courant particulaire sont très fortement influencées par l'amplitude du signal hyperfréquence et il s'agit à présent, d'étudier les implications que peuvent avoir ces modes de fonctionnement en régime non linéaire au niveau des valeurs d'impédance et rendement de conversion.

II.1.4 Niveau d'impédance des diodes : variations en fonction de la densité de courant et de la tension HF

- Etude en Fonction de la densité de courant

Sur la figure 4.11(a) nous montrons les variations des parties réelles G_D et imaginaires B_D de l'admittance ^{*} réduite ^{***} de la diode 1 en fonction de la densité de courant de polarisation . La valeur de la tension hyperfréquence appliquée est constante, égale à 6V ce qui correspond à un taux de modulation en tension de l'ordre de 0.45 . On pourra observer que le fait d'augmenter le courant de polarisation tend à accroître la conductance présentée par la diode et à diminuer la susceptance.

* La détermination de l'admittance des composants y_D se faisant à partir de la détermination du courant particulaire $I(t)$ et non à partir du courant total, rappelons que nous considérons dans le calcul de y_D en parallèle aux éléments localisés déduits de la décomposition en série de Fourier de $I(t)$, la capacité "froide" formée par les zones semi-conductrices fortement dopées.

Les résultats sont normalisés par rapport à la surface.

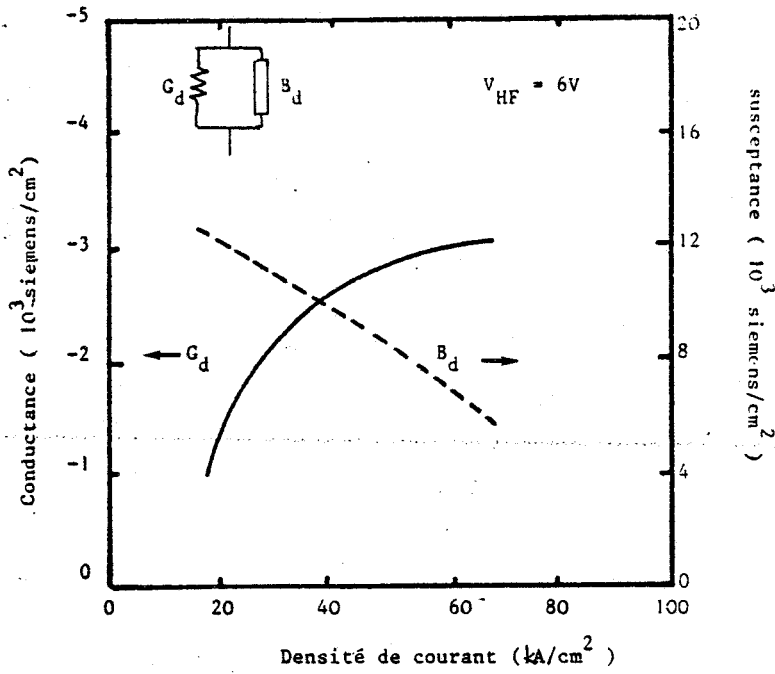


Figure 4.11 (a) Variation de la conductance et de la susceptance de la diode 1 en fonction de la densité de courant

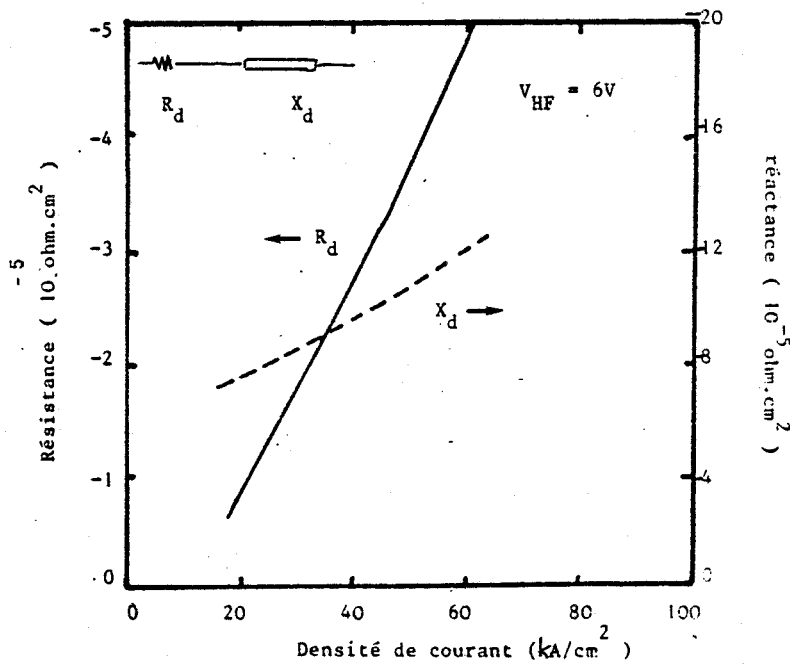


Figure 4.11 (b) Variation de la résistance et de la réactance de diode 1 en fonction de la densité de courant

La figure 4.11(b) montre ces mêmes résultats présentés sous forme de schéma série.

- Etude en Fonction de la tension HF

La figure 4.12 (a) et (b) montre les variations de l'admittance et l'impédance en fonction de l'amplitude de tension hyperfréquence appliquée pour la diode 1 lorsque la densité de courant de polarisation est voisine de 30000 A/cm^2 . Pour des tensions HF assez faibles, limitées à 4V , la résistance négative R_D est pratiquement indépendante de l'amplitude du signal hyperfréquence appliqué. Le régime de fonctionnement est, dans cette plage de tension très proche du régime linéaire, le niveau de résistance négative se situant à une valeur proche de 2Ω pour une surface de 10^{-5} cm^2 .

Par contre, lorsque l'on augmente la tension alternative appliquée, on observe une décroissance de R_D qui devient pratiquement nulle pour une valeur de tension HF de l'ordre de 8V . Une étude similaire réalisée en fonction du taux de modulation en tension pour les diodes 2 et 3 donne les résultats reportés sur les figures 4.13 et 4.14.

Pour ces deux diodes, on pourra observer une diminution relativement brutale des valeurs de résistance négative dès que le taux de modulation devient important.

II.1.5 Performances intrinsèques des diodes : rendement et puissance

Comme dans l'étude précédente relative au niveau d'impédance des composants les performances des diodes dépendent d'une part de la densité de courant de polarisation et d'autre part de la tension HF appliquée. Considérons successivement l'influence de ces deux paramètres.

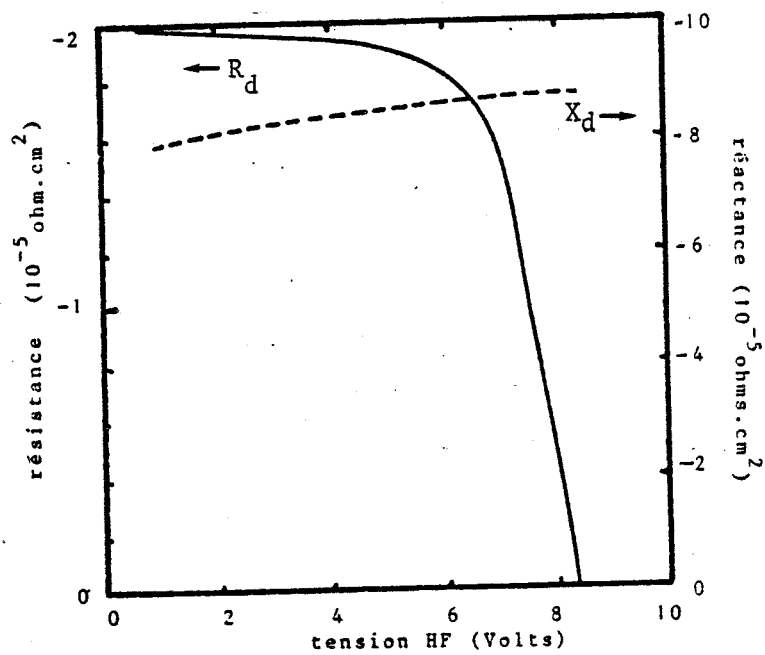
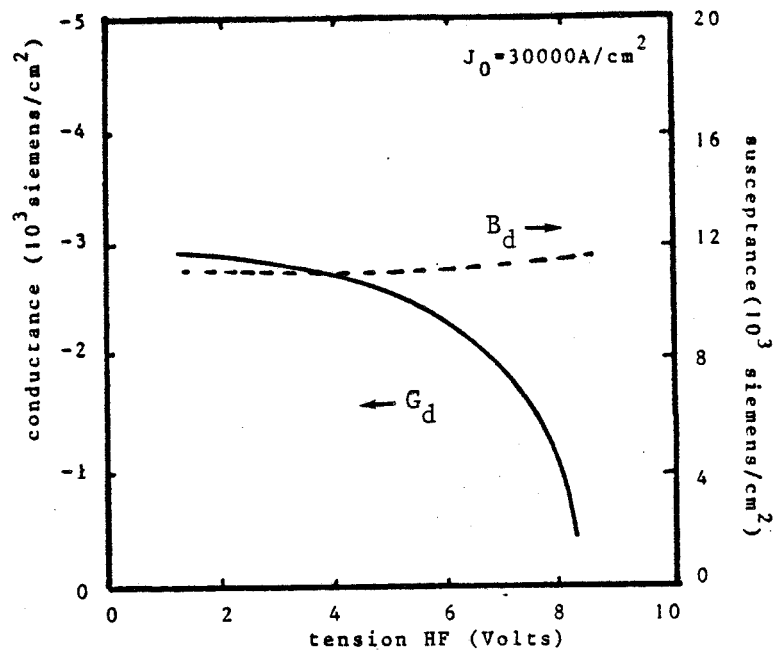


Figure 4.1 2 Variations de l'admittance (a) et de l'impédance (b) de la diode 1 en fonction de la tension HF

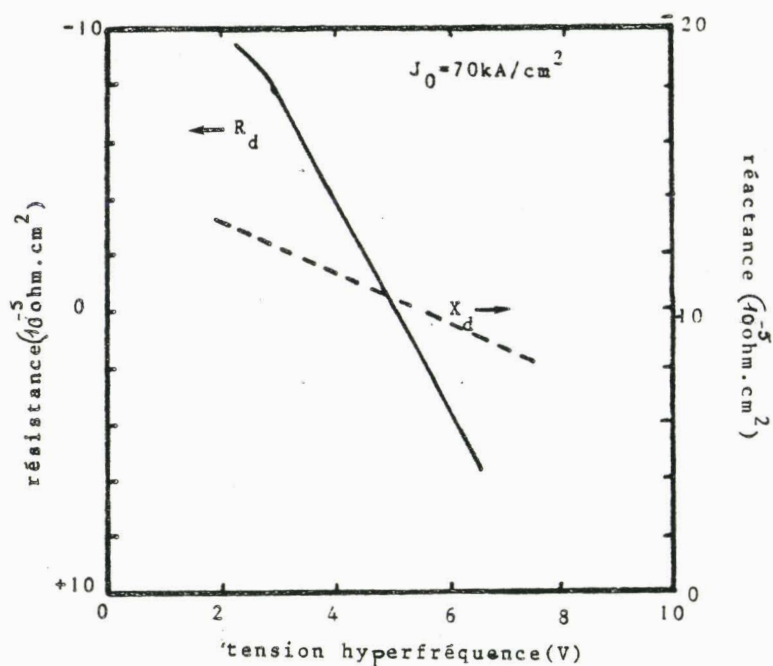


Figure 4.13 Variations de la résistance et de la réactance de la diode 3 en fonction de la tension HF

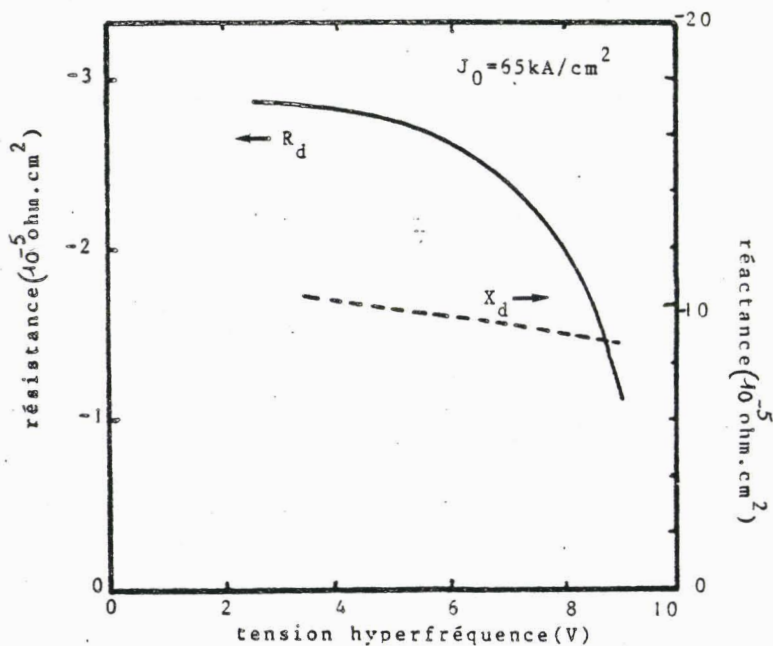


Figure 4.14 Variations de l'impédance de la diode 2 en fonction de la tension HF

Rendement et puissance en Fonction de la densité de courant

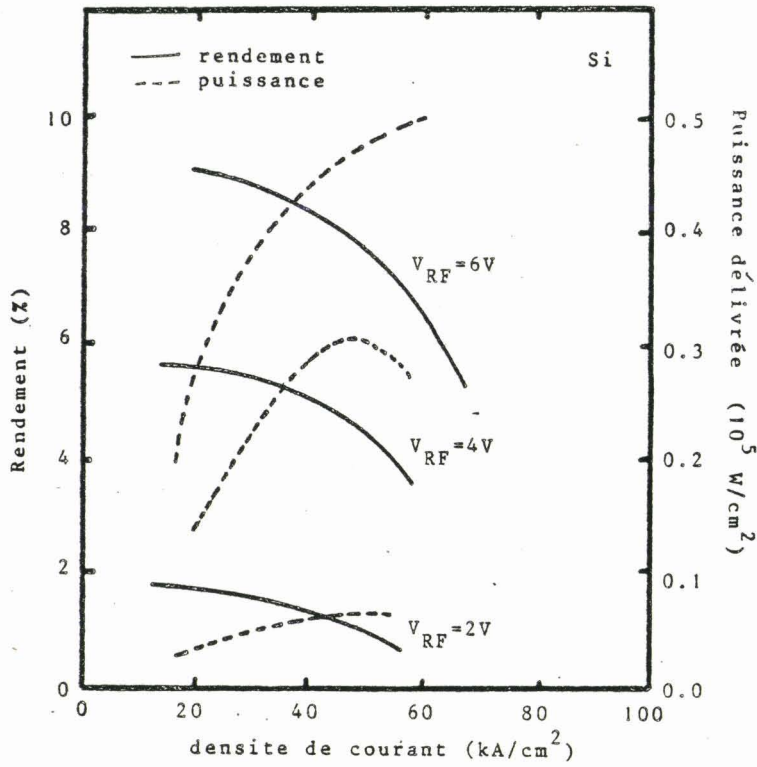
La figure 4.15 montre les variations en fonction de la densité de courant du rendement et de la puissance hyperfréquence émise ou absorbée par les diodes 1 et 3. Aux faibles densités de courant, le rendement η varie très peu ce qui correspond à une augmentation continue de la puissance délivrée par la diode, celle-ci étant égale à ηP_0 (P_0 désigne la puissance continue). En revanche, on observe une diminution très nette des valeurs de η lorsque la densité de courant croît. La principale cause de cette décroissance du rendement d'émission aux valeurs de densités de courant importantes est classique. Elle correspond à la coupure prématurée de phénomène d'avalanche qui résulte de la réaction de charge d'espace induite par les porteurs au cours de leur multiplication [8]. Cet effet limitatif, caractéristique des fonctionnements à fortes densités de courant est illustré sur la figure 4.16 à l'aide des répartitions spatiales données par la méthode microscopique.

Il s'agit ici d'un cas limite où la densité d'électrons est très rapidement voisine de la valeur du dopage en impuretés. On pourra constater sur cet exemple que la réaction de charge d'espace a pour effet de diminuer considérablement la valeur du champ électrique à l'interface P^+ , la tension étant maintenue constante. Il en résulte un arrêt du processus de multiplication des porteurs sous l'action du champ hyperfréquence avant l'instant $t=T/2$, qui entraîne une dégradation des performances.

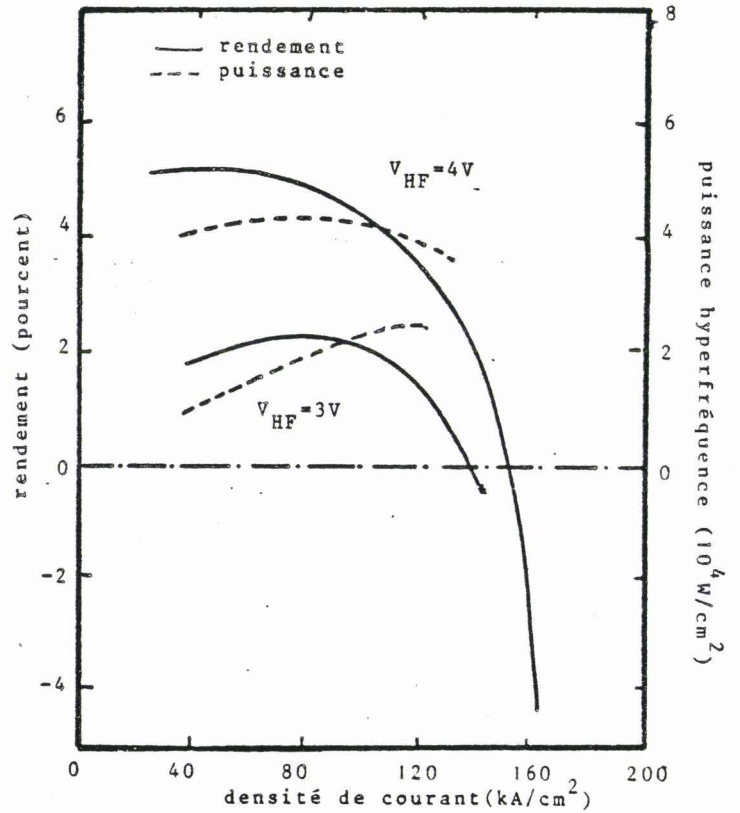
Rendement et puissance en Fonction de la tension HF

La figure 4.17(a)(b)(c)(d) montre qu'elle peut être l'évolution du rendement intrinsèque* et de la puissance délivrée par des diodes Si et AsGa fonctionnant à 100GHz en fonction du taux de modulation en tension. Si les sens de variations sont analogues, il peut être intéressant de noter toutefois que les

* Les pertes séries ne sont pas prises en compte.



(a)



(b)

Figure 4.15 Variations du rendement et de la puissance hyperfréquence en fonction de la densité de courant de polarisation

- (a) diode 1
- (b) diode 3



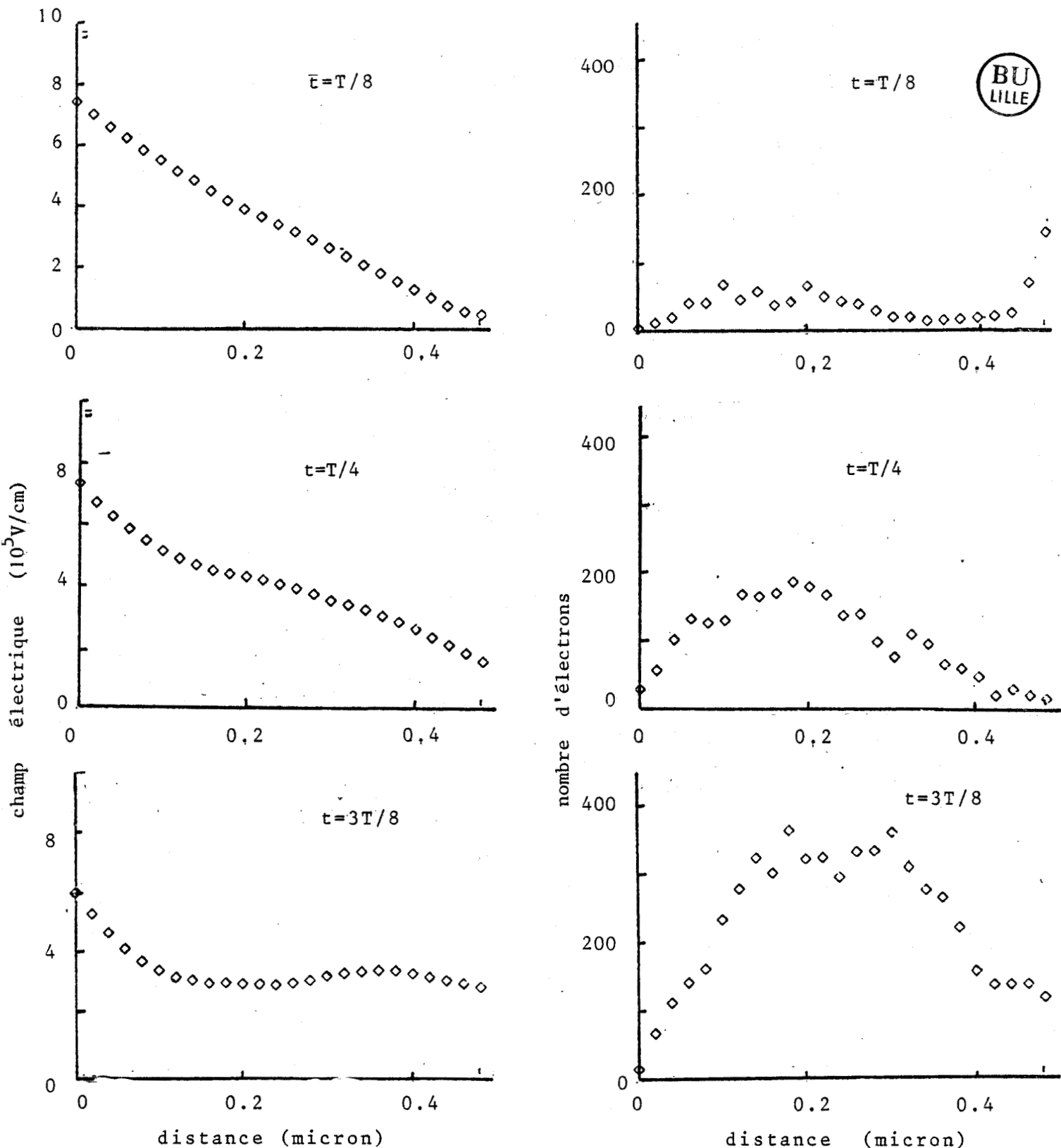


Figure 4. 16 Illustration par la méthode particulière de la coupure prématurée de l'avalanche que l'on observe dans les fonctionnements à densités de courant très élevées.

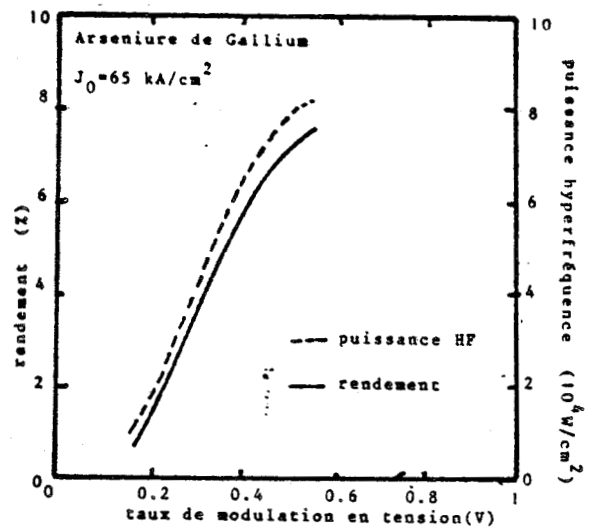
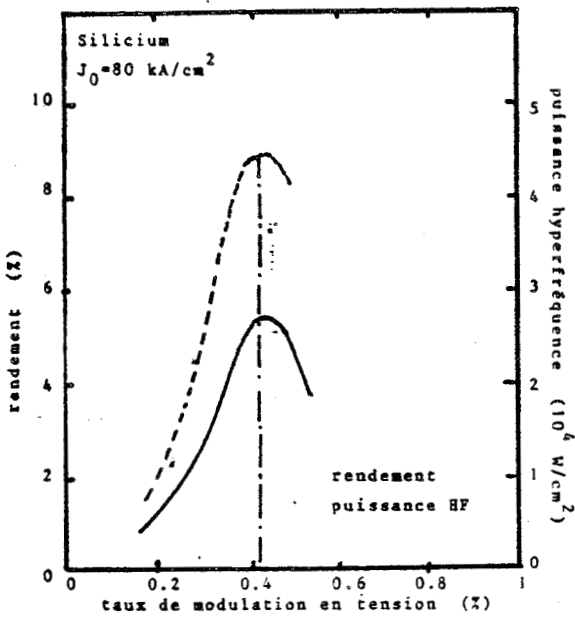
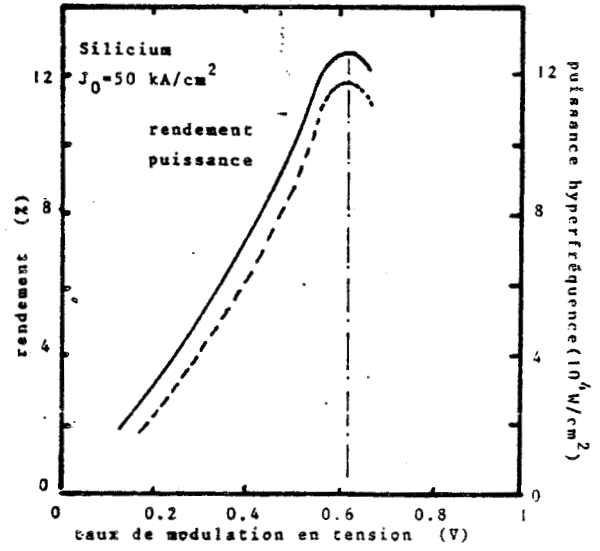
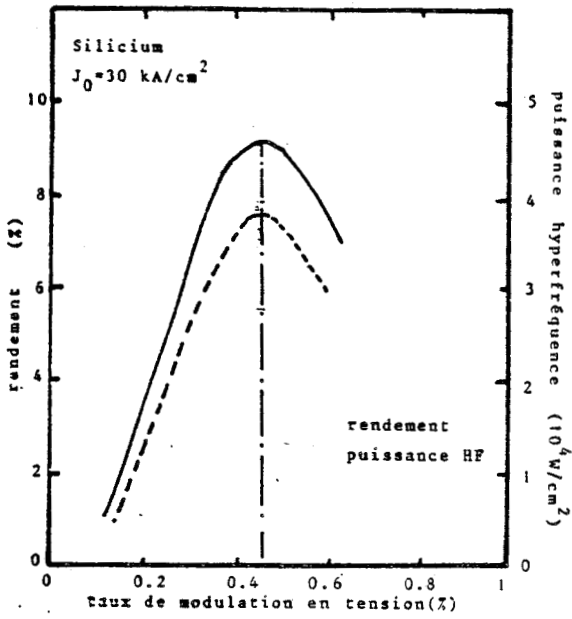


Figure 4. 17 Evolution du rendement et de la puissance hyperfréquence en fonction de la tension HF

performances optimales ne sont pas obtenues pour une même valeur du taux de modulation en tension. En ce qui concerne le Silicium, le rendement optimum est obtenu pour des valeurs d'autant plus élevées du taux de modulation en tension que la valeur de la concentration en impuretés est faible. La structure Silicium optimale doit donc être confinée et c'est effectivement ce type de structure qui présente expérimentalement les performances les plus intéressantes [9] - [11] . En ce qui concerne l'Arséniure de Gallium, on note sur l'exemple présenté $N_D = 2 \cdot 10^{17}$, que le rendement continue de croître pour $m_v = 50\%$ ce qui n'est pas le cas pour une diode Silicium équivalente [12] . Une diode à l'Arséniure de Gallium peut donc fonctionner aux fréquences millimétriques tout en étant non confinée. Nous reviendrons plus précisément sur ce dernier point lors du chapitre suivant, mais auparavant nous allons compléter cette étude du régime sinusoïdal en nous intéressant aux propriétés dynamiques de la diode 5 qui présente une structure à double zone de transit.

II.1.6 Etude d'une structure double drift : comparaison théorie expérience

Sur la figure 4.18 nous avons représenté les répartitions spatiales respectivement des densités d'électrons et de trous . La position de chaque porteur est ici matérialisée par un point. La fréquence de fonctionnement est 100Ghz. Il est intéressant de noter, dans le cas présent, l'importance comparable des deux types de porteurs impliqués non seulement dans le processus d'émission mais aussi dans celui de transit. On peut en effet, observer sur la figure 4.18 (b) le déplacement vers la zone p^+ d'un paquet de trous qui s'est formé essentiellement entre le début de la période et l'instant $t = T/2$. On pourra noter par ailleurs,

que les densités d'électrons et de trous s'étaient sensiblement autour de leur valeur maximale* et qu'ainsi les remarques concernant l'interaction très forte entre les mécanismes d'émission et de transit, que nous avons faites lors de l'étude précédente des diodes simple drift, s'appliquent également dans cet exemple.[14] .

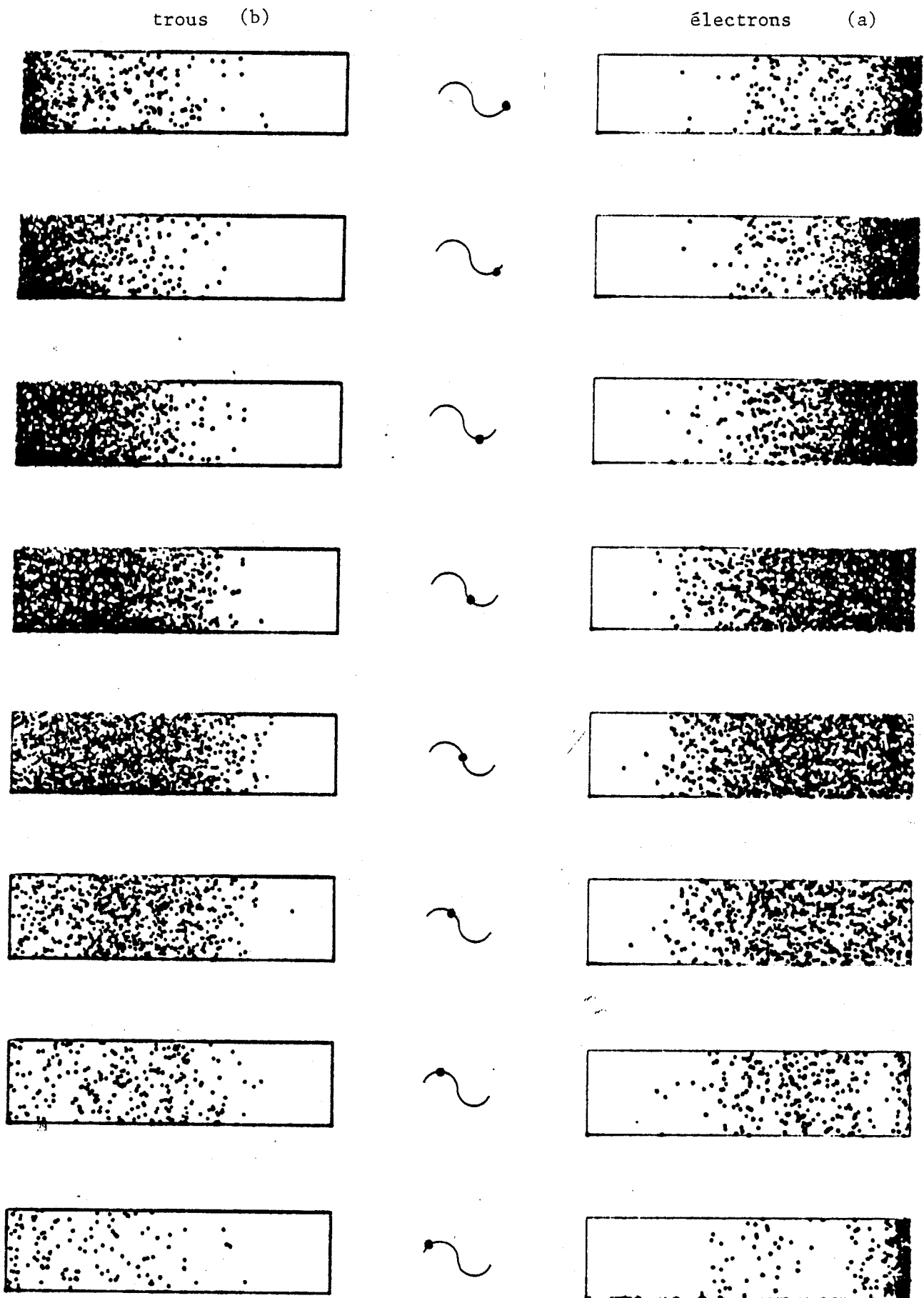
Sur la figure 4.19 nous montrons l'évolution du rendement intrinsèque η_i et de la puissance délivrée par la diode en fonction du taux de modulation en tension pour une densité de courant de l'ordre de $30\ 000\ \text{A/cm}^2$. On note que le maximum de η_i est obtenu pour un taux de modulation en tension m_v voisin de 0,60 ce qui est tout à fait prévisible compte tenu de la structure largement confinée que nous simulons. Pour cette valeur de m_v , le rendement intrinsèque est égal à 0.2.

Si l'on s'intéresse à présent au niveau d'impédance associé, dont les variations en fonction de l'amplitude de la tension HF appliquée sont reportées sur la figure 4.20(a) et (b), on pourra observer des sens de variations tout à fait analogues à ceux que nous avons calculés dans le cas des structures simple drift. Il est toutefois utile de remarquer que les valeurs d'impédance sont relativement faibles ($R_D = 1,5\ \Omega$ pour $V = 8\text{V}$ et une surface de $10^{-5}\ \text{cm}^2$) bien que la densité de courant soit assez importante ($J_0 = 30\ 000\ \text{A/cm}^2$).

Ces valeurs faibles de résistance négative présentée par les diodes ont pour conséquence directe que les résistances série, de substrat, de contact... ont une influence extrêmement néfaste sur le rendement effectif que l'on peut attendre de ce type de structure.[9]

Afin de mettre en évidence, l'influence de ces pertes séries, nous avons représenté sur la figure 4.21 l'évolution du rendement de conversion effectif

* On pourra remarquer à ce propos que c'est précisément cette distribution des mécanismes d'avalanche et de transit que l'on observe dans les diodes millimétriques et plus particulièrement dans les structures double drift qui rend difficile les approches théoriques autres que numériques.



BU
LILLE

Figure 4.18 Répartitions spatiales de la densité d'électrons et de trous à différents instants de la période hyperfréquence (diode 5 Silicium DDR)

Le niveau de dopage en impuretés est égal à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour cet exemple.

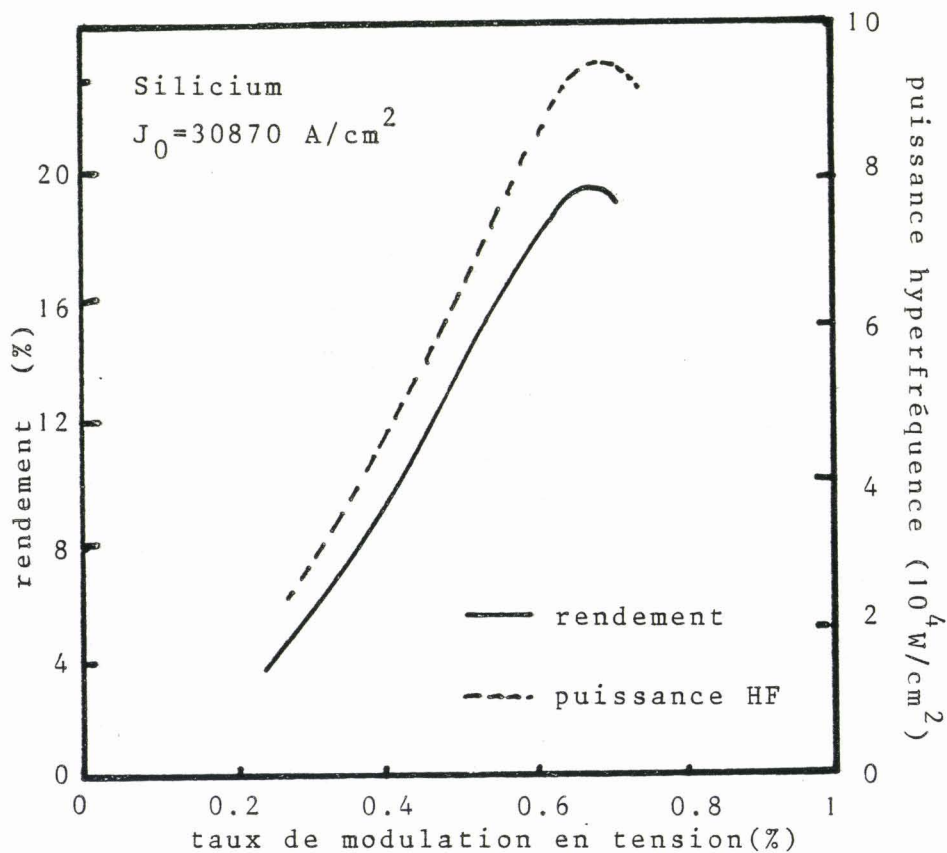


Figure 4.19 Evolution du rendement et de la puissance délivrée par la diode 5 en fonction du taux de modulation en tension

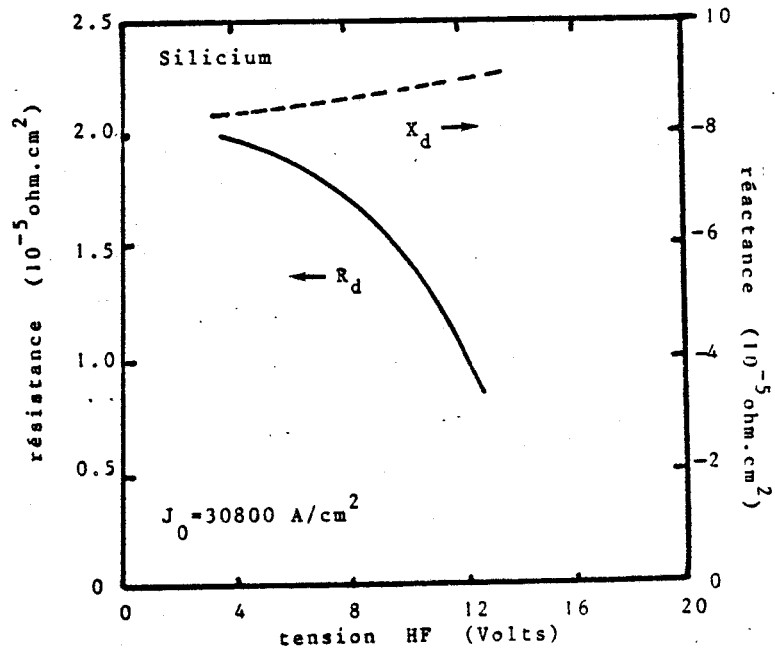
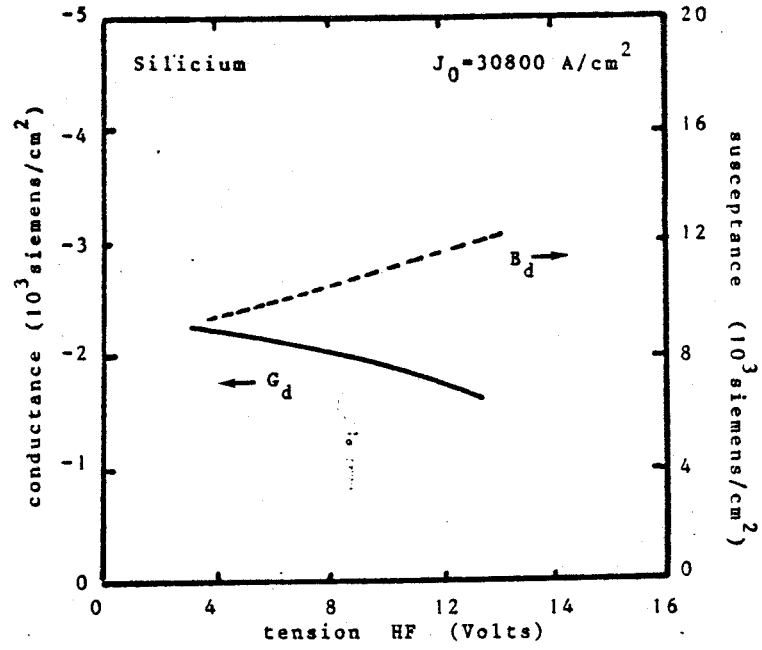


Figure 4.20 Variation de l'admittance et de l'impédance de la diode 5 en fonction de la tension HF

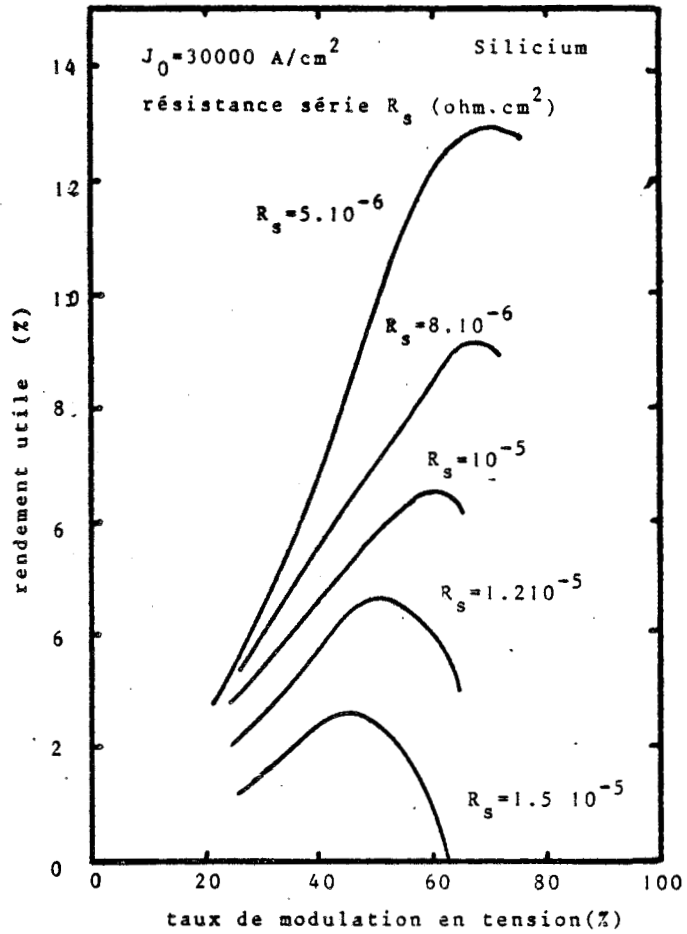


Figure 4.21 Variation du rendement utile en fonction du taux de modulation en tension

ou utile en fonction du taux de modulation en tension m_v pour différentes valeurs de résistances séries R_s . Les valeurs de rendement effectifs ont été calculées conformément à la relation :

$$\eta_e = \eta_i \left(1 - \frac{R_s}{R_d(V_{HF})} \right)$$

Nous remarquons tout d'abord que l'introduction des pertes séries a pour conséquence de limiter très fortement les valeurs du rendement de conversion. A titre d'exemple, le rendement maximum passe de 0.2 à 0.13 si l'on considère une valeur de R_s de l'ordre $5 \cdot 10^{-6} \Omega/\text{cm}^2$. Nous notons ensuite que la valeur de m_v pour laquelle le rendement est maximum diminue. Ainsi pour $R_s = 0.5$ à $0.8 \cdot 10^{-6} \Omega/\text{cm}^2$ le rendement est optimal pour une valeur de taux de modulation en tension compris entre 0.55 et 0.65 ce qui correspond à une valeur de tension hyperfréquence comprise entre 8V et 10V.

Les résultats que nous venons de présenter ont été obtenus à densité de courant constante. Expérimentalement, le relevé des performances présenté par un composant s'effectue en faisant varier le courant de polarisation I_0 et ce sont les performances théoriques en fonction de cette dernière grandeur qu'il convient à présent de préciser. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 4.22. En (a) nous montrons les variations de la conductance et de la susceptance présentées par la diode 5 en fonction de la densité de courant de polarisation. La figure 4.22(b) montre ces mêmes résultats sous forme de schéma série. On pourra noter principalement que pour une valeur de densité de courant inférieure à $15 \cdot 1000 \text{ A}/\text{cm}^2$ le niveau de résistance négative est inférieure à 1Ω pour une surface de 10^{-5} cm^2 . Dans ces conditions, l'introduction d'une résistance parasite, aussi faible soit elle, limite considérablement la valeur de résistance négative globale présentée par la diode 5. Il en résulte l'existence d'un courant de polarisation minimum que l'on observe expérimentalement [11] et qui se situe dans l'exemple considéré aux alentours de 150 mA si l'on reprend la valeur de surface précédente ($S=10^{-5} \text{ cm}^2$).

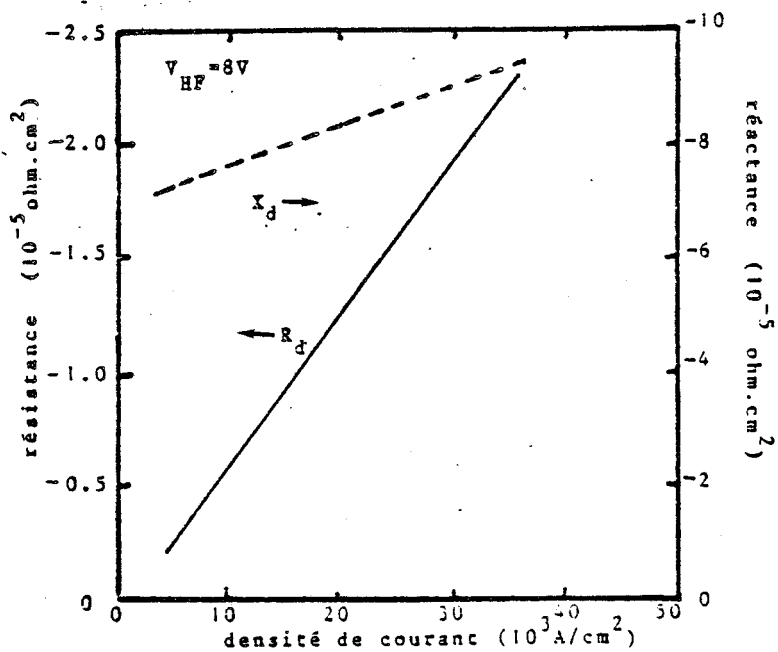
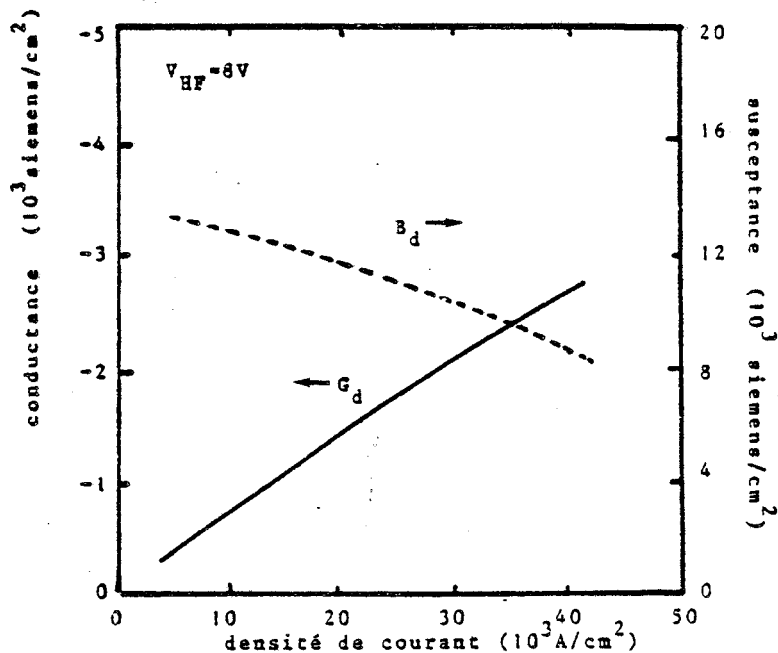


Figure 422 Evolution de l'admittance (a) et de l'impédance de la diode 5 en fonction de la densité de courant de polarisation

Au delà de ce seuil de courant de polarisation, la valeur de la résistance négative augmente continuellement.

Il est à présent possible, à partir des valeurs de R_D en fonction de J_0 d'étudier les variations théoriques du rendement effectif présenté par la diode 5 en fonction de la densité de courant et ainsi de confronter les résultats obtenus par la simulation particulière aux résultats expérimentaux. Cette comparaison théorie-expérience est effectuée à partir des résultats de mesure publiés dans la référence [11] relative à la diode GHS (348mw) Silicium double drift fonctionnant à 89.6GHz. Les tensions de claquage de ces structures semi-conductrices sont comprises entre 13.5 V et 14.5 V. Le diamètre est de l'ordre de 35 μ m. Sur la figure 4.23 nous avons représenté l'évolution du rendement de conversion mesurée expérimentalement en polarisant la diode GHS entre 100mA et 300 mA. Nous avons reporté également les variations d'une part des rendements intrinsèques et d'autre part des rendements effectifs calculés numériquement, respectivement pour une tension hyperfréquence de 8 V et 10 V, qui nous l'avons vu précédemment détermine l'intervalle de tension pour lequel on observe un rendement maximum.

On constate, en premier lieu, que l'introduction des pertes séries a pour conséquence d'infléchir les variations du rendement de conversion en fonction de I_0 . En second lieu, nous pouvons noter un accord relativement satisfaisant entre l'évolution du rendement expérimental et celle des rendements théoriques qui ont été reportées pour $R_s = 0,5$ et $0,8\Omega$. Ainsi, nous venons de montrer qu'une simulation directe des composants IMPATT d'un point de vue purement microscopique, permet non seulement de préciser la façon dont interviennent les mécanismes d'émission et de transit mais aussi de donner des informations quantitatives en ce qui concerne les valeurs de rendement, de puissance émise et de niveau d'impédance de structures semi-conductrices millimétriques.

Nous allons à présent considérer quelques effets physiques propres à influencer les performances des composants à avalanche et temps de transit précisément à ces fréquences.

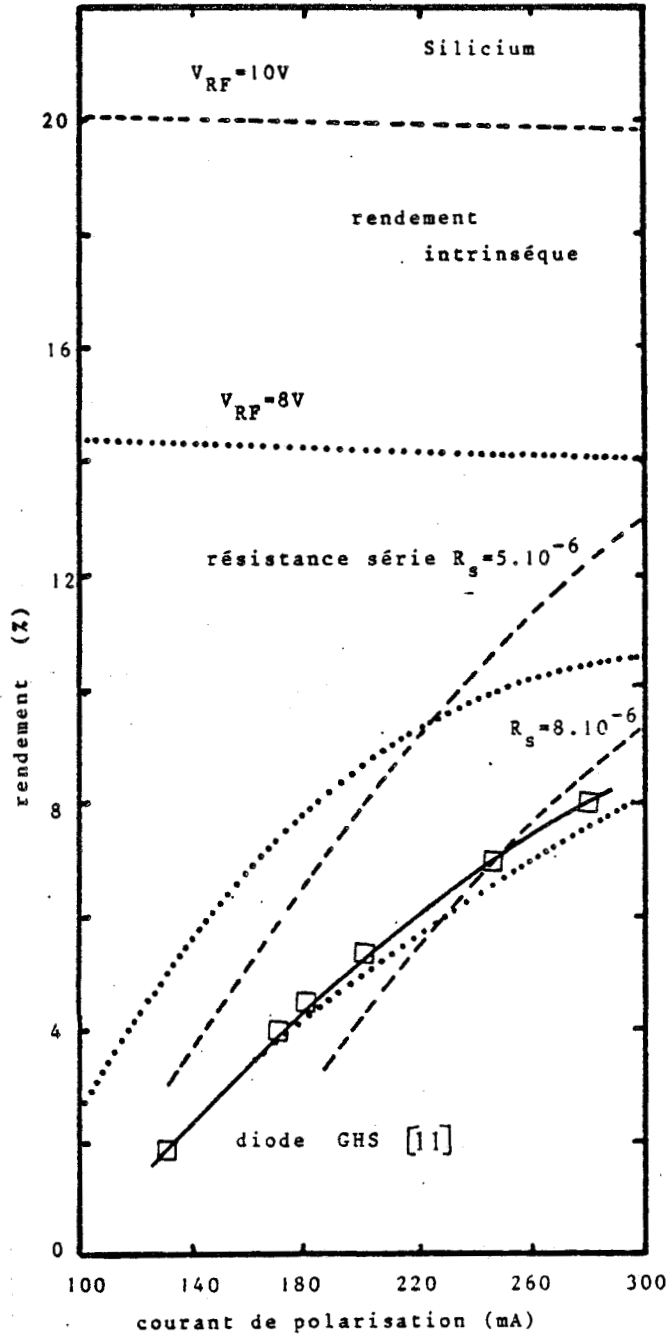


Figure 4.23 Comparaison théorie-expérience : variations du rendement en fonction du courant de polarisation

- diode GHS référence [11]
- résultats numériques
- - - - -

II.2 ETUDE DES EFFETS PHYSIQUES PROPRES A INFLUENCER LES PERFORMANCES DES DIODES IMPATT MILLIMETRIQUES

Dans ce paragraphe, nous nous attacherons à étudier deux effets physiques qui nous paraissent les plus importants.

Le premier effet concerne la relaxation temporelle de l'énergie des porteurs qui devient significative aux fréquences de fonctionnement des composants que nous étudions. Nous mettrons en évidence cet effet tout d'abord numériquement. Nous dégagerons ensuite son influence sur le mécanisme d'émission de champ par avalanche à l'aide d'un calcul analytique simplifié.

Le second effet concerne la décroissance de la non linéarité du courant d'avalanche par l'intermédiaire de la dérivée du coefficient d'ionisation des porteurs α par rapport au champ électrique.

Nous adopterons pour cette étude une démarche expérimentale en précisant les valeurs de α à partir de mesures d'impédances en régime linéaire présentées par quelques diodes millimétriques.

II.2.1 La relaxation temporelle de l'énergie des porteurs et son influence sur les performances de la diode

II.2.1.1 Mise en évidence numérique

La relaxation temporelle de l'énergie des porteurs peut être mise en évidence par la méthode microscopique en étudiant la réponse au cours du temps de l'énergie moyenne des porteurs lorsque ceux-ci sont soumis à un champ alternatif de fréquences suffisamment élevées. Pour ce faire, nous considérons une diode

semi-conductrice de longueur $0.2\mu\text{m}$ dopée à 10^{15}cm^{-3} . De plus, le courant de polarisation ainsi que la tension hyperfréquence appliquée, sont suffisamment faibles pour que la variation spatiale de champ électrique ne soit pas trop importante. Dans ces conditions en effet, on peut supposer que l'ensemble de la zone désertée est en avalanche. Par ailleurs, nous imposons une dynamique des porteurs à champs élevés* telle que le temps de relaxation de l'énergie prenne une valeur voisine de 0.6ps .

La figure 4. 24 montre comment l'effet de relaxation de l'énergie est observé dans ce cas. En (a) nous avons représenté les variations au cours du temps du champ électrique pratiquement uniforme appliqué aux porteurs. La figure (b) présente l'évolution temporelle de l'énergie moyenne des électrons. On pourra observer essentiellement que la modulation de l'énergie des porteurs sous l'effet du champ électrique se fait avec un retard, dans le cas présent, de l'ordre de la picoseconde. La réponse temporelle du courant particulière est donnée sur la figure (c). Il est important de noter que le courant est déphasé d'un angle supérieur à $\pi/2$ par rapport au champ électrique hyperfréquence. Bien qu'une partie de ce déphasage puisse être attribuée aux déplacements des électrons et des trous durant leur multiplication, qui introduisent une faible composante de transit, nous nous proposons à présent de montrer par un calcul analytique simplifié que le retard au chauffage des porteurs observé en (b) joue également un rôle loin d'être négligeable dans le mécanisme d'émission de porteurs par avalanche aux fréquences millimétriques.

II.2.2.2 Traitement analytique simplifié

Afin d'exprimer de façon quantitative l'influence du retard au chauffage des porteurs par le champ électrique sur le mécanisme d'émission de

* En pratique ceci est réalisé en augmentant les valeurs de l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique conformément à la relation 2,30 du chapitre II

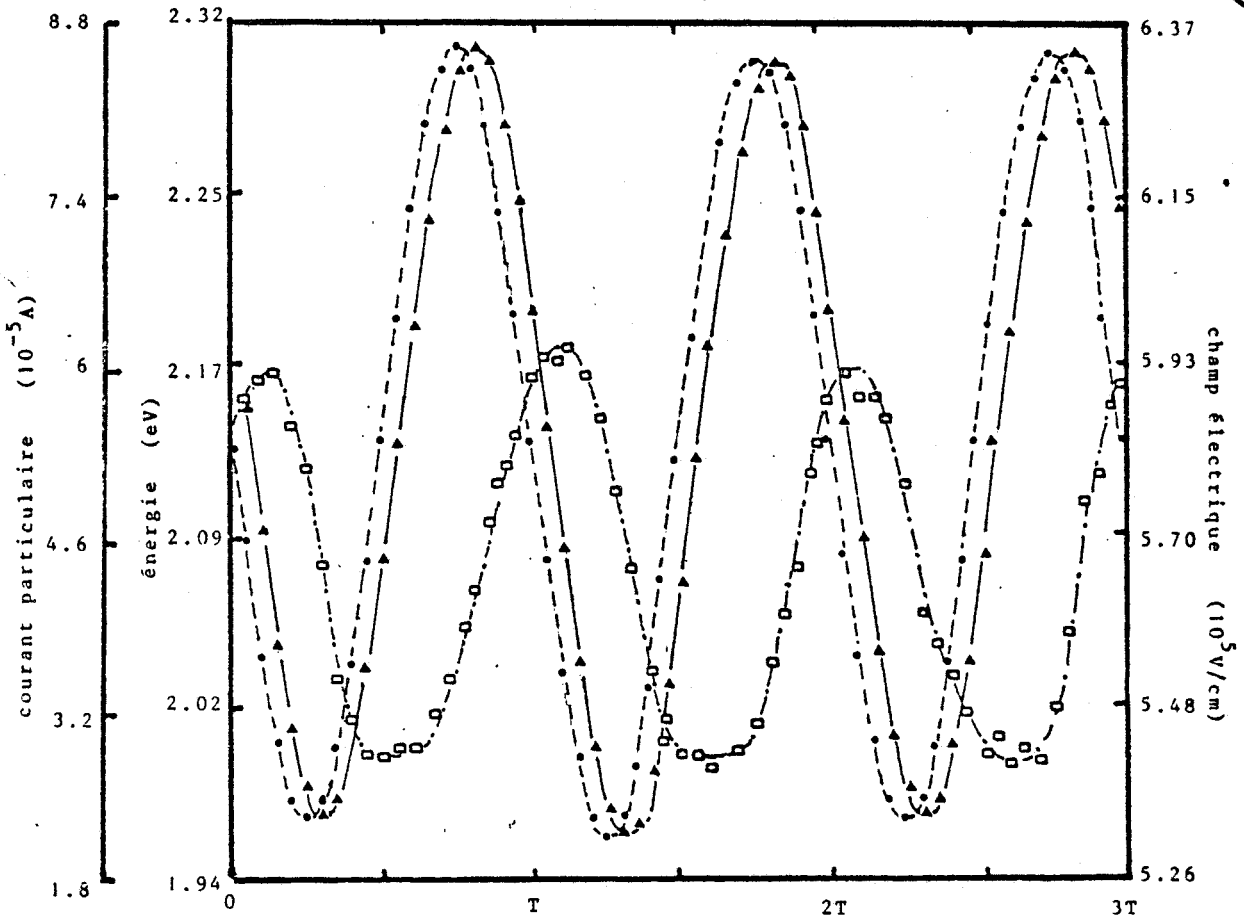


Figure 4.26 La relaxation temporelle de l'énergie : évolution au cours du temps du champ électrique ———(a) de l'énergie moyenne --- (b) et du courant particulaire -.-.- (c)

(diode PIN AsGa 0.2micron)

champ par avalanche nous allons faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Nous supposons tout d'abord que la réponse du courant à la modulation de champ électrique uniforme spatialement est régie par l'équation de Read en négligeant le courant de saturation puisque nous sommes pratiquement en régime d'avalanche auto entretenue. Par ailleurs nous admettrons que les coefficients d'ionisation des porteurs sont des fonctions de l'énergie en ne revenant par sur cette hypothèse du fait qu'elle a été longuement commentée dans le chapitre II. Enfin, pour garder aux relations analytiques, la forme la plus simple possible nous supposons que les coefficients d'ionisation des électrons et des trous sont égaux ainsi que leurs vitesses de saturation.

Moyennant ces hypothèses l'équation qui décrit l'évolution du courant dans la zone d'avalanche s'écrit :

$$\tau_i \frac{d i_{c,a}}{dt} = i_{c,a} \left(\alpha(\mathcal{E}(t)) l_a - 1 \right) \quad (4.1)$$

où l_a représente la longueur de la zone d'avalanche et \mathcal{E} l'énergie moyenne des porteurs en fonction du temps.

Pour déterminer la solution de l'équation 4.1, il nous faut par conséquent calculer les variations temporelles de $\mathcal{E}(t)$ lorsque les porteurs sont soumis à une excitation sinusoïdale de champ électrique.

$$E(t) = E_a + E_1 \sin \omega t \quad (4.2)$$

où E_a représente le champ d'avalanche où plus précisément le champ qui correspond à une solution périodique de courant particulière et E_1 désigne l'amplitude de la modulation de champ appliqué à la fréquence ω .

Comme nous avons supposé que le champ dans la zone d'avalanche est uniforme, une solution approchée de la réponse de $\epsilon(t)$ au champ électrique $E(t)$ peut être aisément obtenue par l'intermédiaire de l'équation de conservation de l'énergie moyenne des porteurs introduite au chapitre I:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = q E(t) v - \frac{\epsilon(t) - \epsilon_0}{\tau_E} \quad (4.3)$$

De plus, nous avons vu qu'aux valeurs auxquelles nous nous intéressons l'énergie thermique ϵ_0 est négligeable devant $\epsilon(t)$.

Moyennant cette approximation et en introduisant ϵ_a et ϵ_1 , les énergies correspondant respectivement au champ d'avalanche E_a et à la composante alternative de champ électrique E_1 , l'équation 4.3 se réécrit :

$$\frac{d\tilde{\epsilon}(t)}{dt} + \frac{\tilde{\epsilon}(t)}{\tau_E} = \frac{E_1}{\tau_E} \sin \omega t \quad (4.4)$$

où $\tilde{\epsilon}(t)$ désigne l'amplitude de la composante alternative de $\epsilon(t)$: $\tilde{\epsilon}(t) = \epsilon(t) - \epsilon_0$

La solution de cette équation peut alors se mettre sous la forme:

$$\tilde{\epsilon}(t) = \frac{E_1}{\cos \varphi} \sin(\omega t - \varphi) \quad (4.5)$$

Dans cette expression l'angle φ exprime le déphasage de l'énergie moyenne des porteurs par rapport au champ électrique moyen auquel ils sont soumis. Il a pour expression:

$$\varphi = \text{arctg } \omega \tau_E \quad (4.6)$$

Connaissant à tout instant les variations temporelles de l'énergie moyenne des porteurs $\bar{\varepsilon}(t)$ il nous faut à présent résoudre l'équation de Read.

Pour ce faire, nous limitons sa résolution au cas où le champ électrique hyperfréquence reste suffisamment faible par rapport au champ électrique continu. Compte tenu de cette hypothèse, nous développons le coefficient d'ionisation en série de Taylor au voisinage de l'énergie correspondant au champ E_a en nous limitant aux deux premiers termes :

$$\alpha(\varepsilon(t)) = \alpha(E_a) + \overset{\circ}{\alpha}_E \tilde{\varepsilon}(t) \quad (4.7)$$

où $\overset{\circ}{\alpha}_E$ désigne la dérivée du coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous par rapport à l'énergie:

$$\overset{\circ}{\alpha}_E = \left(\frac{d \alpha(\varepsilon)}{d \varepsilon} \right)_{\varepsilon = E_a}$$

En reportant l'expression de $\alpha(\varepsilon(t))$ dans la relation et en utilisant l'équation relative à $\varepsilon(t)$ nous obtenons finalement :

$$\frac{1}{i_{c,a}} \frac{di_{c,a}}{dt} = \frac{\overset{\circ}{\alpha}}{\tau_i} |a| \varepsilon_1^*(\omega) \sin(\omega t - \varphi)$$

avec $\varepsilon_1^* = \varepsilon_1 / \cos \varphi \quad (4.8)$

L'intégration de l'équation différentielle conduit alors à l'expression de $i_{c,a}(t)$ lorsque les effets de relaxation temporelle de l'énergie sont pris en compte et que l'on peut mettre sous la forme générale:

$$i_{c,a}(t) = C \exp(-k \cos(\omega t - \varphi(\omega))) \quad (4.9)$$

avec
$$C = \frac{I_0 T}{\int_0^T \exp(-K \cos(\omega t - \varphi)) dt}$$
 et
$$k = \frac{\alpha_0}{\tau_i} l_a \frac{\epsilon_1^*(\omega)}{\omega}$$

Physiquement l'équation 49 signifie que le mécanisme d'injection des porteurs à des fréquences suffisamment élevées se fait avec un retard supplémentaire, par rapport à celui propre au mécanisme d'émission par avalanche et qui conduit à un déphasage entre le courant injecté et le champ électrique appliqué égal à $\pi/2$. Il en résulte qu'il devient possible d'obtenir une résistance différentielle négative aux fréquences millimétriques par le seul mécanisme d'avalanche. Ce retard supplémentaire à l'émission des porteurs est caractérisé dans notre calcul par l'angle $\varphi(\omega)$ directement relié au temps de relaxation de l'énergie des porteurs et à la fréquence d'utilisation. A titre d'exemple, pour une valeur du temps de relaxation de l'énergie égal à 0.3ps le déphasage supplémentaire que l'on doit observer est de l'ordre de 10^0 à 100GHz ce qui est loin d'être négligeable.

Il apparaît par conséquent intéressant de poursuivre un peu plus loin les développements mathématiques en étudiant à présent dans un composant du type IMPATT, constitué d'une zone d'avalanche et de transit, quels peuvent être quantitativement les effets de ce retard à l'émission des porteurs sur l'impédance des diodes.

Dans ce but, nous allons considérer que le composant présente une structure de type READ rappelée sur la figure 4.27 et qui a été introduite au chapitre I. Cette hypothèse nous permet de considérer séparément les mécanismes d'émission de champ par avalanche et de transit, ce qui n'est pas le cas, nous l'avons vu précédemment, pour une diode abrupte. La longueur de la zone d'avalanche l_a est choisie égale à $0.2\mu m$. La longueur de la zone de transit l_t est calculée pour obtenir un angle de transit optimum à la fréquence de 100GHz ce qui conduit à une valeur de l_t voisine également de $0.2\mu m$, en considérant une vitesse moyenne de l'ordre de $0.6 \cdot 10^7$ cm/s.

Il reste à préciser la densité de courant qui parcourt la diode, nous la fixerons à environ $40\ 000\ \text{A/cm}^2$ ce qui correspond à situer la fréquence de fonctionnement (100GHz) entre 1,5 et 2 fois la fréquence d'avalanche.

Moyennant ces caractéristiques géométriques et ces conditions de fonctionnement le calcul de l'impédance dynamique de la diode se fait alors tout à fait classiquement à partir des relations générales établies pour une diode présentant un mécanisme d'émission de champ et un mécanisme de transit

La résistance et la réactance de la diode sont données par les relations:

$$R_d = \frac{w}{\epsilon_{ps} \omega} \left(1 - \frac{l_a}{w} \right) \frac{k_c^2}{1 + k_c^2 - 2 k_c \sin \psi} \left[\frac{1 - \cos \theta}{\theta} (k_c - \sin \psi) + \cos \psi \left(\frac{l_a/w}{1 - l_a/w} + \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \right]$$

$$X_d = - \frac{w}{\epsilon_{ps} \omega} \left[1 - \frac{k_c (k_c - \sin \psi) \left[\frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{l_a}{w} \left(1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \right] - k_c \left(1 - \frac{l_a}{w} \right) \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \cos \psi}{1 + k_c^2 - 2 k_c \sin \psi} \right]$$

(4.10)

où k_c désigne le rapport de la pulsation d'avalanche à la fréquence de fonctionnement au carré. L'argument ψ est la phase d'injection caractérisant le retard du courant de conduction par rapport au champ électrique. θ est l'angle de transit défini par $\theta = \frac{l_{tw}}{v_s}$, w est la longueur totale de la diode.

Sur la figure 4.25 nous montrons les variations de la conductance de la diode G_D en fonction de la susceptance B_D respectivement pour un temps de relaxation de l'énergie τ_e égal à 0.6 et 0.3ps. Les résultats sont paramétrés en fréquence du voisinage de 100GHz . On pourra observer essentiellement que la relaxation de l'énergie des porteurs a essentiellement pour effet d'augmenter très

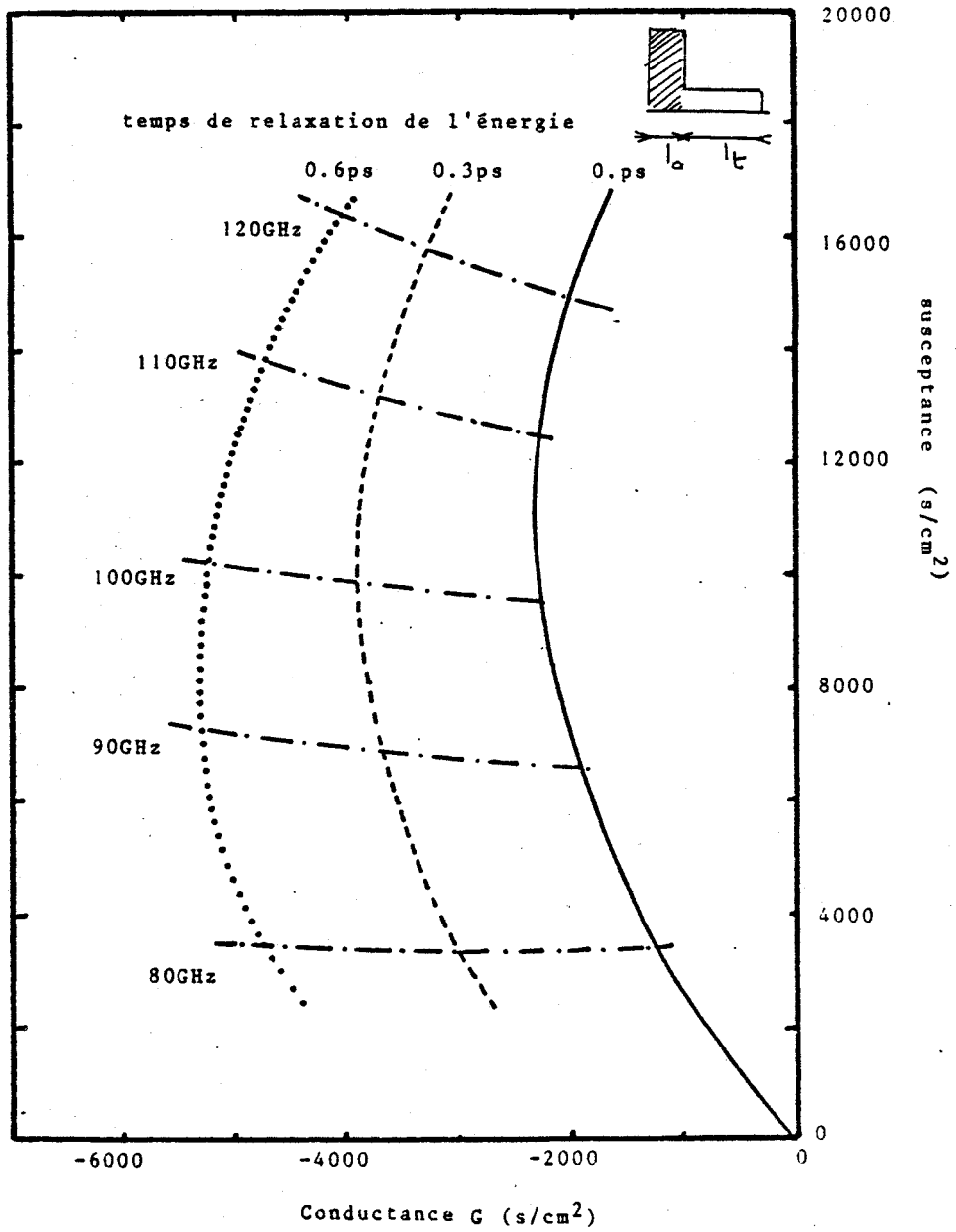


Figure 4.25 Influence de la relaxation de l'énergie des porteurs sur l'admittance d'une diode IMPATT fonctionnant à 100GHz

sensiblement la valeur de G_D donc les performances potentielles du composant.

On pourra également constater qu'il doit être possible grâce au retard à l'injection des porteurs dans la zone de transit de fonctionner avec des angles de transit plus faibles.

L'influence de la relaxation temporelle de l'énergie des porteurs sur le mécanisme d'émission de champ par avalanche que nous venons d'étudier est un effet nouveau. Il a été également mis en évidence, parallèlement à nos propres travaux [15][16] à partir de simulations numériques de diodes IMPATT effectuées à l'Université du MICHIGAN [17][18] .

Si ces effets sont aux fréquences voisines de 100GHz encore limités, il n'en est pas de même pour des diodes appelées à fonctionner dans le haut de la bande des fréquences millimétriques.

Nous allons poursuivre cette étude des effets physiques en essayant, à présent, de préciser expérimentalement les valeurs de la dérivée du coefficient d'ionisation dans quelques composants millimétriques.

II.2.2. Etude expérimentale de la saturation des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique

Dans ce paragraphe nous nous proposons de déterminer expérimentalement la dérivée moyenne par rapport au champ électrique des coefficients d'ionisation des électrons et des trous dans le Silicium pour des valeurs de champs électriques relativement élevées. La technique expérimentale utilisée est la mesure de l'impédance petit signal en hyperfréquences présentée par les diodes submicroniques ayant fait l'objet de l'étude sur le bruit de fond.

Le principe de la mesure est simple. Nous avons vu en effet (paragraphe I.8.4 du chapitre I) que l'impédance d'une diode à avalanche présente

un pôle à la pulsation d'avalanche donnée par la relation

$$\omega_a^2 = \frac{\overline{\alpha} I_0}{\tau_i C_a} \quad (4.11)$$

où $\overline{\alpha}$ représente la dérivée moyenne des coefficients d'ionisation des électrons et des trous [2] .

$$\overline{\alpha} = \frac{1}{v_s} \left(\frac{\alpha_n^0}{\alpha_n} + \frac{\alpha_p^0}{\alpha_p} \right) \quad (4.12)$$

v_s désigne la moyenne des vitesses de saturation des électrons et des trous, C_a la capacité de la zone de génération, τ_i le temps de montée intrinsèque de l'avalanche.

Il est donc facile de déterminer la fréquence d'avalanche et donc ω_a en mesurant soit la partie réelle, soit la partie imaginaire de l'impédance de la diode en fonction de la fréquence.

Les mesures ont été effectuées à l'analyseur de réseau entre 2 et 18 GHz, donc à des fréquences très inférieures aux fréquences d'utilisation des composants. Il en résulte que nous déterminerons la pulsation d'avalanche ω_a à partir des variations de la réactance de la diode polarisée à des courants suffisamment faibles pour maintenir ω_a dans la gamme des fréquences de mesure.

Résultats expérimentaux

Sur la figure 4.26 nous montrons quelques résultats de mesure concernant les diodes T 146-2 et TM 176-9A. On pourra observer que les évolutions expérimentales de la partie imaginaire de ces diodes en fonction de la fréquence, présentées ici sont en assez bon accord avec les calculs analytiques de l'impédance en régime linéaire proposés par HINES [19] que nous avons exposé dans ses

grandes lignes au chapitre I (figure 1.8). La partie imaginaire de la diode est selfique pour des fréquences inférieures à celles correspondant à une valeur de réactance nulle. Elle est capacitive au delà de cette fréquence.

Par ailleurs, nous avons vu au paragraphe consacré aux propriétés statistiques de la multiplication que la puissance de bruit délivrée par une diode à avalanche passe par un maximum pour un courant I_{\max} qui augmente en fonction de la fréquence à laquelle on effectue l'analyse spectrale. En outre, nous avons admis que ce courant I_{\max} correspondait au courant tel que la pulsation d'avalanche calculée à l'aide de la relation 4.11 soit égale à la fréquence où l'on effectue la mesure de bruit. Il peut être intéressant ici de vérifier cette hypothèse en comparant d'une part les variations de la fréquence de mesure de bruit en fonction du courant I_{\max} et d'autre part les variations de la fréquence correspondant au passage d'une réactance selfique à une réactance capacitive en fonction du courant de polarisation. Cette comparaison est effectuée sur la figure 4.27 pour la diode T 146-2 où l'on peut constater effectivement que les évolutions obtenues sont sensiblement les mêmes.

Sur la figure 4.28, nous avons représenté les variations en fonction du courant de polarisation de la pulsation d'avalanche au carré (ω_a^2) déduites des mesures de l'impédance des diodes Silicium précédemment utilisées dans l'étude sur le bruit de fond. On peut observer, en accord avec la relation 4.11 que les valeurs expérimentales de ω_a^2 varient proportionnellement au courant de polarisation. Par ailleurs, nous pouvons préciser le facteur de proportionnalité en traçant l'évolution de ω_a^2 en fonction de la section du composant que l'on peut déterminer expérimentalement. Les résultats que l'on obtient pour un courant de 10mA sont donnés sur la figure 4.29 On constate un assez bon accord avec la théorie, la pulsation d'avalanche variant comme l'inverse de la surface S,

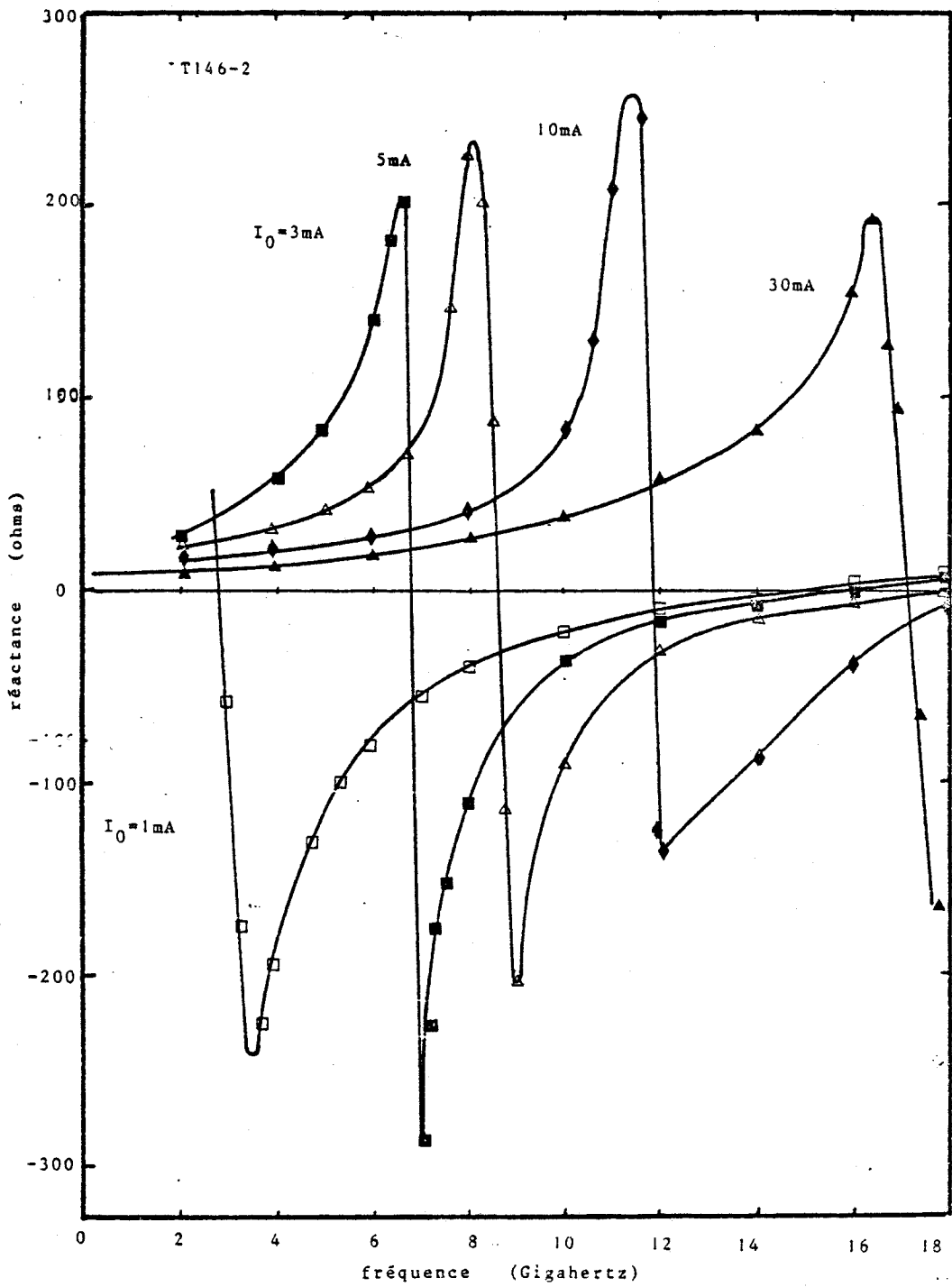
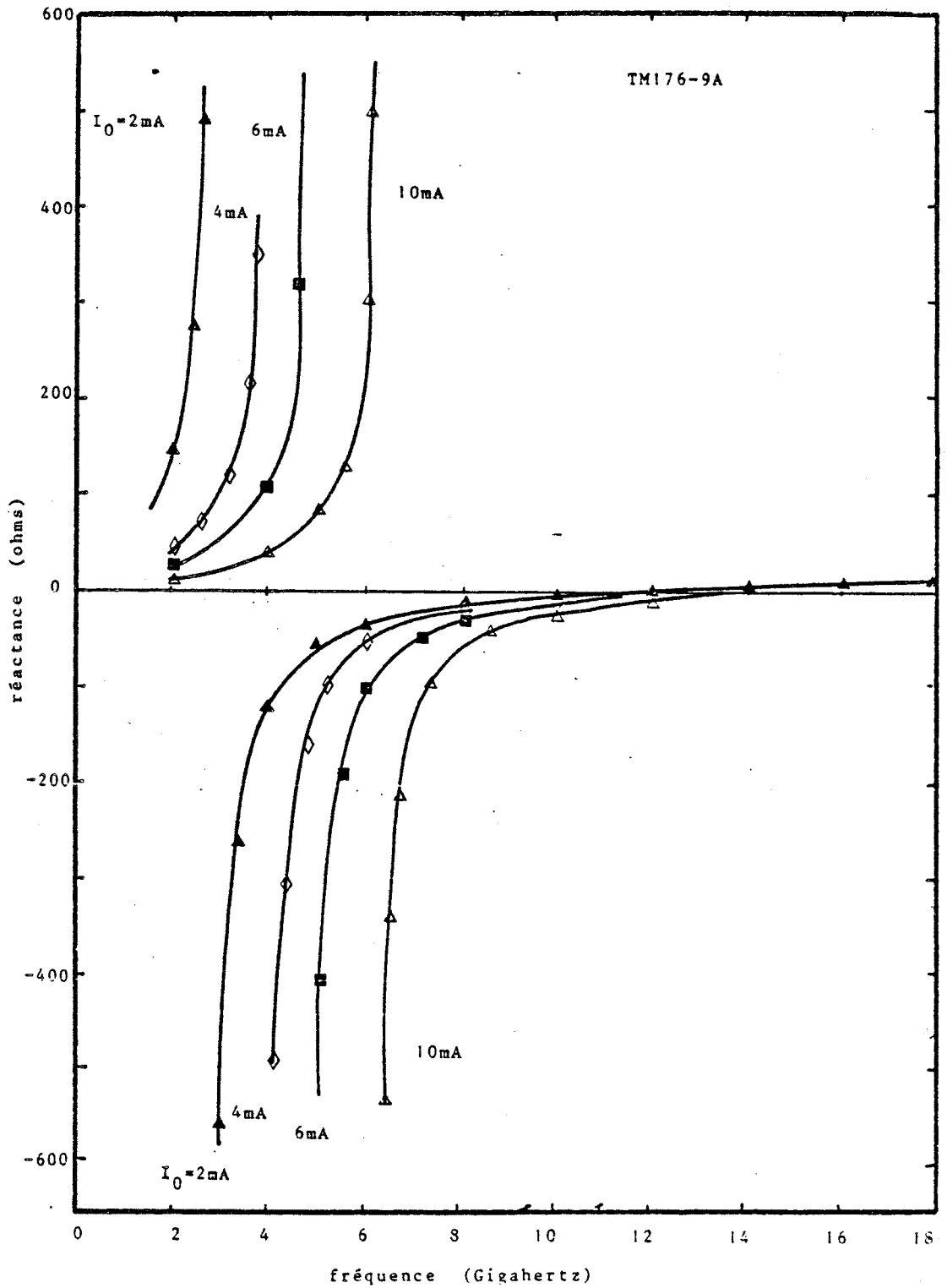


Figure 4.26 Evolution en fonction de la fréquence de la réactance de diodes millimétriques

(a) diode T 146-2



(b) diode TM 176-9A

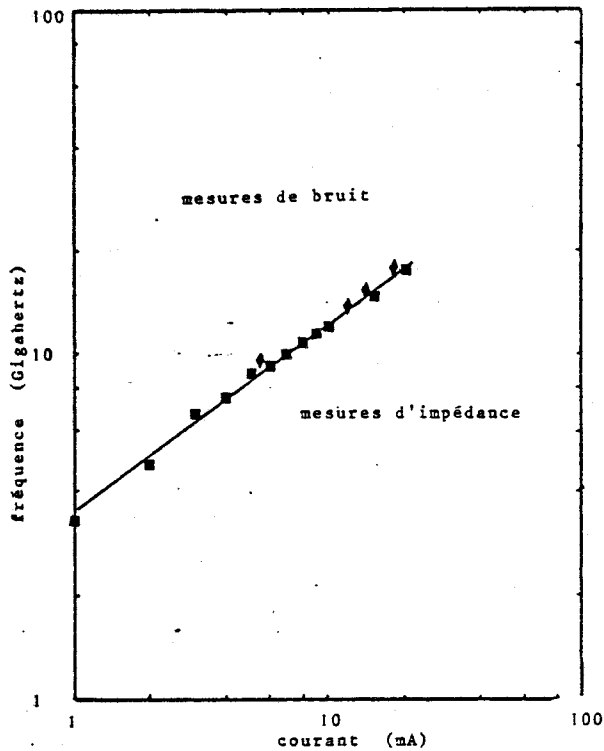


Figure 4.27 Variation de la fréquence de transition entre une réactance selfique et capacitive en fonction du courant de polarisation. Comparaison avec les valeurs de courant I_{max} correspondant au maximum de puissance de bruit.

Figure 4.28 Variation de la pulsation d'avalanche au carré en fonction du courant de polarisation

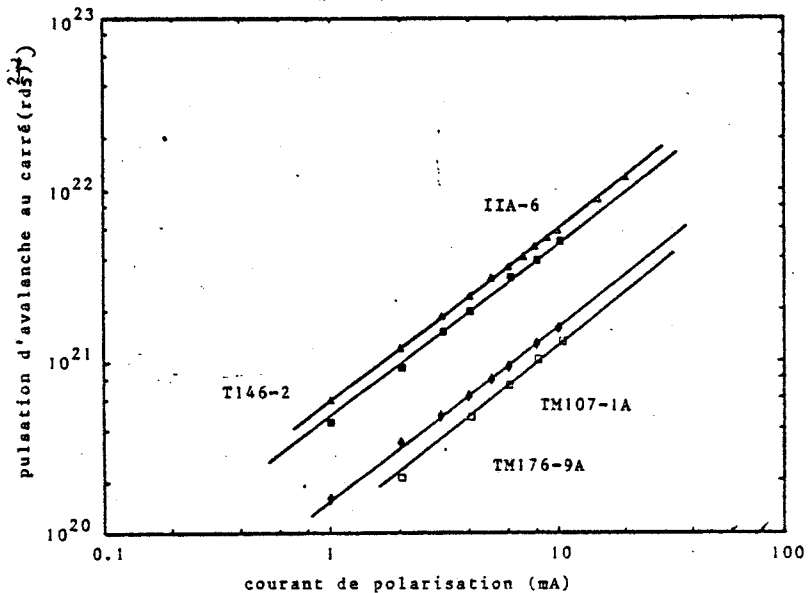
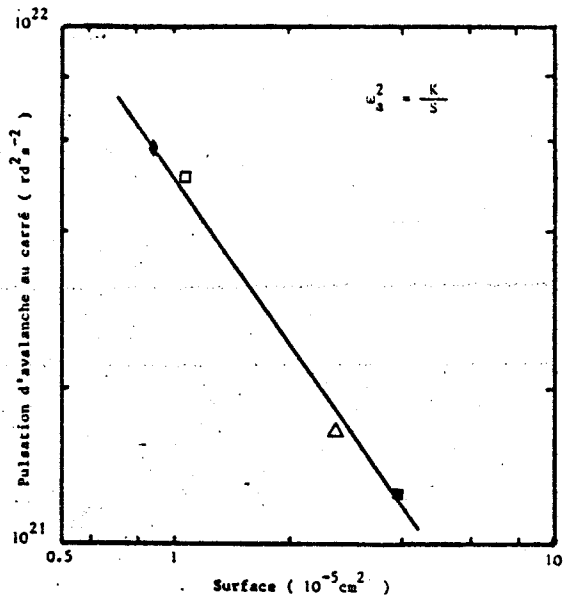


Figure 4.29 Evolution de la pulsation d'avalanche au carré en fonction de la surface des composants



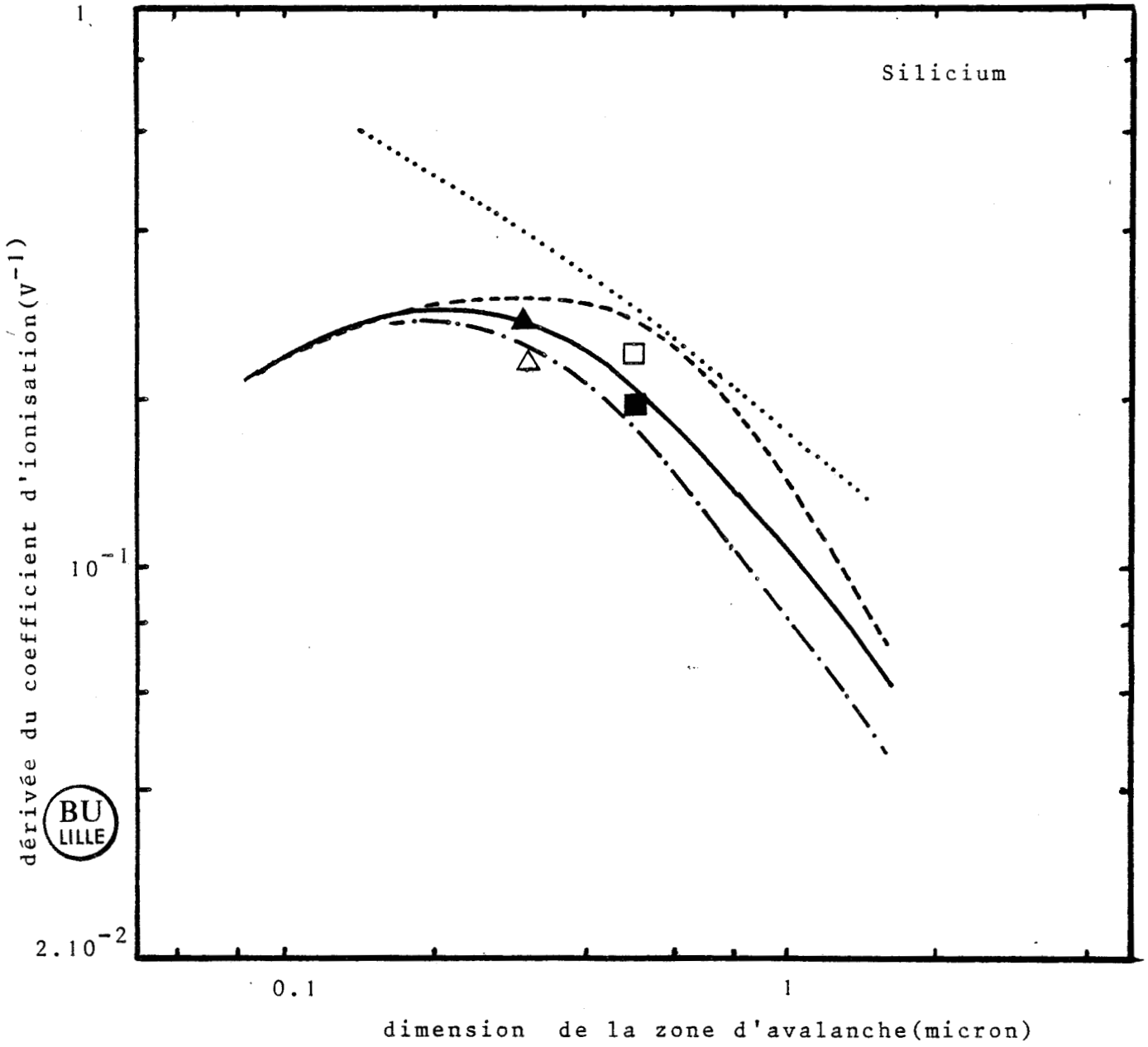


Figure 4.30 Variation de la dérivée du coefficient d'ionisation moyen en fonction de la longueur d'avalanche

\triangle diodes T 146-2 et II A-6
 \square diodes TM 176-9A et TM 107 1A

résultats GRANT — GOEDBLOED

Sur la figure 4.30, nous montrons les variations de la dérivée moyenne du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique en fonction de la longueur de la zone d'avalanche que l'on peut déduire des mesures expérimentales d'impédance et de celles du temps de montée intrinsèque de l'avalanche. Nous avons également reporté les variations de la dérivée moyenne du coefficient d'ionisation calculée à l'aide de la relation 4.12 en utilisant les évolutions des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique proposées d'une part par GRANT[20] et d'autre part par GEOBLED[21]. Il est intéressant de noter que la dérivée du coefficient d'ionisation croît aux longueurs d'avalanche supérieures au micron comme l'indique les résultats des références [20] et [21]. Nos résultats expérimentaux montrent par contre que $\frac{\partial \alpha}{\partial E}$ prend une valeur pratiquement constante proche de 0.3 pour le Silicium en accord avec les résultats de GRANT dès que les zones de génération deviennent largement submicroniques. Ceci tend à confirmer par l'expérimentation la saturation des coefficients d'ionisation au fur et à mesure que le champ électrique augmente du fait de la diminution des dimensions des zones actives. Rappelons que cet effet d'affaiblissement dans la vitesse de croissance du nombre de créations paires électron trou est dû en partie** aux espaces noirs en volume dont nous avons longuement parlé au cours du chapitre II.

** En effet, il n'est pas évident que ce soit la seule cause possible. D'autres phénomènes physiques tels que l'augmentation très importante du taux d'interaction des porteurs avec le réseau que l'on observe aux champs élevés (cf paragraphe I.13 du chapitre II) peuvent en effet influencer sensiblement les variations des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique.

CONCLUSION

A titre de conclusion de ce chapitre relatif à l'étude du régime dynamique de diodes essentiellement Silicium à la fréquence de 100GHz, nous allons essayer de donner quelques indications qui pourraient être utiles dans la conception de composants à hauts rendements au dessus de cette fréquence.

Pour ce faire, rappelons au préalable le sens des évolutions en fonction de la fréquence des trois grandeurs physiques qui nous semblent jouer un rôle déterminant dans le calcul du rendement et qui sont: le temps de montée intrinsèque de l'avalanche τ_i , la dérivée du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique α et le temps de relaxation de l'énergie τ_E .

Le temps de montée intrinsèque de l'avalanche influence plus directement l'amplitude des variations temporelles du courant particulaire qui lui sont, en première approximation, inversement proportionnelles. Sa valeur diminue lorsque la fréquence de fonctionnement augmente dans la mesure où il est possible de confiner de plus en plus la zone de génération par exemple en augmentant le niveau de dopage de la zone active de la diode. Il dépend également du matériau utilisé par l'intermédiaire essentiellement de la vitesse moyenne des électrons et des trous que l'on recherche la plus élevée possible. Dans ce cas, l'utilisation de l'Arséniure de Gallium semble moins favorable que celle du Silicium où nous avons vu que les valeurs de temps d'établissement de l'avalanche dans ce matériau peuvent devenir très rapidement inférieures à la picoseconde.

L'autre grandeur physique, susceptible d'être ajustée, et qui influence également de façon essentielle la non linéarité en courant qui lui est directement proportionnelle, est la dérivée du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique α . Lorsque l'on étudie les variations de α en fonction de la fréquence par l'intermédiaire de champ d'avalanche ou de la longueur de la zone de génération, on constate que ce paramètre cesse d'augmenter et même

décroît au fur et à mesure que la fréquence d'utilisation des composants augmente. Ainsi, à l'inverse des conclusions relatives à τ_i , il apparaît qu'il est souhaitable de maintenir la zone d'avalanche à une longueur suffisante pour éviter cette décroissance de α (c'est en fait équivalent à un espace noir qui devient de plus en plus important) et donc de l'amplitude des variations du courant particulière.

Enfin le temps de relaxation de l'énergie influence plus particulièrement la phase du courant particulière par rapport à la tension appliquée, si l'on s'en réfère au phénomène nouveau de retard à l'émission des porteurs mis en évidence dans ce chapitre. Lorsque l'on étudie l'évolution de τ_e en fonction de la fréquence, une augmentation de la fréquence de fonctionnement des composants se traduisant par un accroissement des valeurs de champ électrique appliqué aux porteurs et donc de leur énergie, on constate que τ_e décroît. L'on observe en effet une augmentation très marquée du taux d'interaction des porteurs avec le réseau aux énergies élevées. Ainsi, l'on perd le bénéfice du retard à l'injection des porteurs par effet de relaxation. Sur ce plan, par conséquent, il s'avère qu'il faille limiter l'augmentation des valeurs de champ électrique au sein de la zone d'avalanche, dans une perspective d'un fonctionnement des diodes IMPATT à des fréquences très élevées.

En définitive, il apparaît qu'il existe un compromis entre une diminution des longueurs des zones d'avalanche qui conduit à un temps de montée du phénomène de multiplication faible et au contraire le maintien d'une zone de génération suffisamment étendue pour profiter des effets de la relaxation de l'énergie des porteurs et minimiser la décroissance de α . En terme de structure, ceci signifie que si l'on tient compte des effets non stationnaires il soit préférable pour des diodes devant fonctionner à des fréquences très élevées, de diminuer le niveau de dopage par rapport à celui qu'il serait possible d'extrapoler des fré-

quences plus basses en se basant sur un calcul de l'angle de transit optimum.

Cette conclusion concerne essentiellement les diodes au Silicium pour lesquelles nous avons vu qu'il était impératif qu'elles soient confinées et qu'ainsi le mécanisme non stationnaire prépondérant soit le mécanisme d'émission par avalanche. On peut toutefois s'interroger sur les possibilités de génération à l'état solide à l'aide de structures non confinées à l'Arséniure de Gallium ou réalisées à partir de matériau III V. C'est précisément ce dernier point que nous nous proposons d'aborder dans le chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] R.KUVAS, C.A.LEE
J.of Appl.Phys. vol 41,n°4,1743, (1970)
- [2] R.KUVAS
IEEE Trans.Electron Devices ED 19, 220, (1972)
- [3] R.HULIN et J.J.GOEDBLOED
A.P.L. vol 21, n°2, (1972)
- [4] C.A.LEE, R.L.BARDORF, W.WIEGMANN and G.KAMINSKY
J.of Appl.Phys vol 38, n°7, 2787,(1967)
- [5] B.B.VAN IPEREN, J.J.GOEBLOED
Electronics Lett., vol 17, n°15,(1977)
- [6] H.J.KAFKA et K.HESS
IEEE Trans on Electron Devices vol ED 28, 7, (1981)
- [7] B.CULSHAW, R.A.GIBLIN et P.A.BLAKEY

Int.J.Electronics, 37,5, (1974)
- [8] W.SCHROEDER et G.HADDAD
Proceeding of the IEEE n°2, (1973)
- [9] T.A.MIDFORD et R.BERNICK
IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, vol MTT 27, 5 , (1979)
- [10] H.S.GOKGOR, I.DAVIES, A.M.HOWARD et D.M.BROOKBANKS
Electronics Lett., vol 17, 20, (1981)
- [11] M.HEITZMANN et M.BOUDOT
IEEE Trans on Electron Devices vol ED-30, n°7, (1983)

- [12] D.LIPPENS, E.CONSTANT
7^{ème} Conférence Internationale sur les ondes infrarouges et millimétriques, Marseille, (1983)
- [13] J.R.GRIERSON et S.O.HARA
Solid State Electronics, vol 16, 719, (1973)
- [14] D.LIPPENS, J.L.NIERUCHALSKI, E.CONSTANT
European Solid State Device Research Conference ESSDERC (1984)
- [15] D.LIPPENS, E.CONSTANT
Electronics Lett., vol 17, 23, (1981)
- [16] D.LIPPENS, E.CONSTANT, M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND et G.SALMER
"The physics of submicron structures" Plenum publishing corporation, (1984)
- [17] R.K.MAINS, G.HADDAD et P.BLAKEY
IEEE Trans on Electron Devices vol ED-30, 10, (1983)
- [18] P.A.BLAKEY, R.K.FROELICH, R.O.GRONDIN
Cornell conference (1981)
- [19] M.GILDEN et M.E.HINES
Trans on Electron Devices vol ED-13, 1, (1966)
- [20] GRANT
Solid State Electronics, vol 16, (1973)
- [21] J.J.GOEBLOED
Solid State Electronics, vol 15, 635, (1972)

CHAPITRE V

SIMULATION MACROSCOPIQUE DES STRUCTURES A MODULATION
DE ZONE DESERTEE ET POUR LESQUELLES SE MANIFESTENT
DES EFFETS LIES AU TRANSFERT ELECTRONIQUE

INTRODUCTION

Au cours du chapitre précédent nous avons étudié le régime de fonctionnement d'un certain nombre de structures semi-conductrices à la fréquence de 100 GHz. En ce qui concerne les diodes Silicium, ces études ont montré que les meilleures performances sont obtenues avec des structures confinées, caractérisées par un champ important au niveau de l'interface nm^+ . Par contre, il semble que les diodes Arséniure de Gallium puissent fonctionner, tout en présentant des rendements intéressants, avec des structures pour lesquelles le champ électrique peut prendre des valeurs très faibles au niveau de la zone active peu dopée. Dans ce dernier cas, les phénomènes de transport se présentent de façon beaucoup plus complexes. D'une part, l'épaisseur de la zone de transit peut présenter des variations importantes en fonction du temps sous l'action de la tension hyperfréquence. D'autre part, la vitesse d'entraînement des porteurs peut devenir inférieure ou même supérieure à la vitesse limite, lorsque les valeurs de champ électrique auxquelles sont soumis les porteurs deviennent de l'ordre de grandeur du champ critique où les phénomènes de transfert électronique interviennent. Il existe, dans ce cas, comme l'ont montré un certain nombre de recherches effectuées sur ce sujet aux fréquences centimétriques [1][6], des conditions particulières de fonctionnement qui permettent une amélioration des performances. Il apparaît par conséquent intéressant de voir si de telles structures à hauts rendements peuvent être extrapolées aux fréquences millimétriques pour lesquelles les effets de relaxation de l'énergie doivent jouer un rôle non négligeable.

Les méthodes utilisées dans les chapitres précédents ne conviennent pas pour étudier les effets très fins qui se produisent en fin de zone désertée

du fait que les grandeurs physiques sont affectées de fluctuations importantes , et que la prise en compte d'un nombre élevé de particules simulées conduit à des temps calculs prohibitifs. C'est pourquoi, nous étudierons les mécanismes physiques qui se manifestent dans les diodes très largement non confinées à l'aide d'un modèle macroscopique dérivé d'un programme de simulation des diodes GUNN [8] mis au point dans notre laboratoire.

Ce chapitre se compose de trois parties. Dans un premier paragraphe nous rappelons, en faisant le point des études antérieures, les conditions les plus favorables à une amélioration des performances dans les structures largement confinées et à partir desquelles nous précisons les structures d'études.

Dans un second paragraphe nous présentons très brièvement les éléments nécessaires à la simulation développée par ailleurs [7][8][11] en insistant dans ce travail sur les procédures numériques qu'il a été nécessaire d'étendre afin de les appliquer aux diodes à avalanche. Dans un troisième et dernier paragraphe, nous présentons les résultats de l'étude numérique en essayant d'évaluer la contribution des phénomènes de relaxation de l'énergie des porteurs sur les performances hyperfréquences de diodes fonctionnant à la fréquence de 100 GHz.

I RAPPEL DES EFFETS LIÉS A LA MODULATION DE LA ZONE DESERTÉE ET AU TRANSFERT ELECTRONIQUE : STRUCTURE DES DIODES ETUDIÉES

Pour introduire de façon simple les effets liés d'une part à la modulation de la zone désertée et d'autre part ceux relatifs au transfert électronique nous allons les considérer, dans ce paragraphe, séparément, leur prise en compte globale et leur interaction éventuelle ne pouvant se faire qu'au moyen des techniques numériques.

I.1 LE " PREMATURE COLLECTION MODE "

Les propriétés de transport des porteurs émis par la zone d'avalanche lorsque l'épaisseur de la zone désertée est fortement modulée, tout en supposant une vitesse d'entraînement saturée ont été plus spécialement étudiées par KUVAS et SHROEDER [1][2] .

Ces auteurs ont montré qu'il est possible d'obtenir des rendements hyperfréquences élevés en régime grand signal pour des diodes qui présentent des angles de transit supérieurs à Π .

Dans ce but, ils introduisent un mode de fonctionnement particulier qu'ils ont appelé le " premature collection mode " et que nous avons illustré sur la figure 5.1. Par cette figure, nous avons schématisé respectivement l'évolution temporelle de l'épaisseur de la zone de transit et de la position moyenne du paquet de porteurs après son injection par la zone d'avalanche.

Deux conditions de fonctionnement sont ici considérées. Le premier cas noté 1 correspond à un régime de fonctionnement petit signal. On note que le temps de transit τ des porteurs est très grand par rapport à la valeur optimale d'angle de transit ($\theta = \omega\tau = 3\Pi/4$).

Le deuxième cas noté 2 correspond à un fonctionnement à fort niveau. On peut remarquer que l'augmentation de l'amplitude des variations temporelles de la zone de transit diminue le temps de transit effectif qui devient voisin de sa valeur optimale. Cette diminution à fort signal de l'angle de transit des porteurs vers la valeur $\theta = 3\pi/4$ induit, selon KUVAS, par l'intermédiaire des facteurs de transport (relation I.37 chapitre I) une brutale augmentation du rendement émis par la diode, par ailleurs observée expérimentalement.

I.2 LES EFFETS LIES A LA MOBILITE DIFFERENTIELLE NEGATIVE

Il faut cependant noter que cette amélioration des performances en régime fortement non linéaire n'est observée que si la caractéristique de vitesse du matériau utilisé présente une mobilité différentielle négative et ceci principalement pour deux raisons. Il faut tout d'abord comme l'a montré CONSTANT [5] que les électrons situés dans la zone non désertée aient une mobilité suffisamment élevée (la vitesse de dérive pouvant devenir supérieure à la vitesse de saturation) pour que des modulations très importantes de la largeur de la zone désertée puissent exister.

Il est nécessaire ensuite de tenir compte de l'augmentation de la vitesse de transit des porteurs émis par la zone d'avalanche, susceptible de se manifester pour des valeurs de champ électrique proches du champ critique où l'on observe les effets de transfert électronique. Ces effets ont été principalement étudiés par CULSHAW, GLIBIN. ETBLAKEY [3][4] qui ont attribué l'amélioration des performances dans les structures non confinées à une augmentation du courant induit (relation I.10 chapitre I) consécutive à une augmentation de la vitesse du paquet de porteurs .

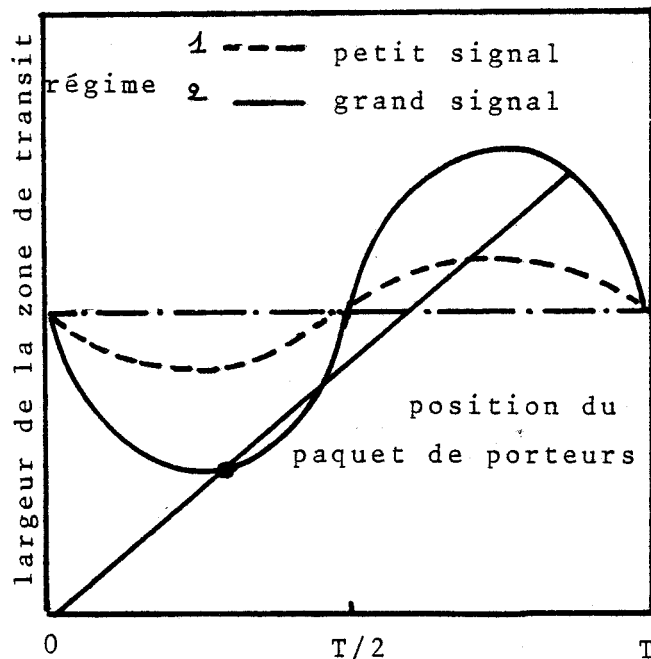


Fig. 5.1 Illustration de la théorie de KUVAS:
collection prématurée des porteurs

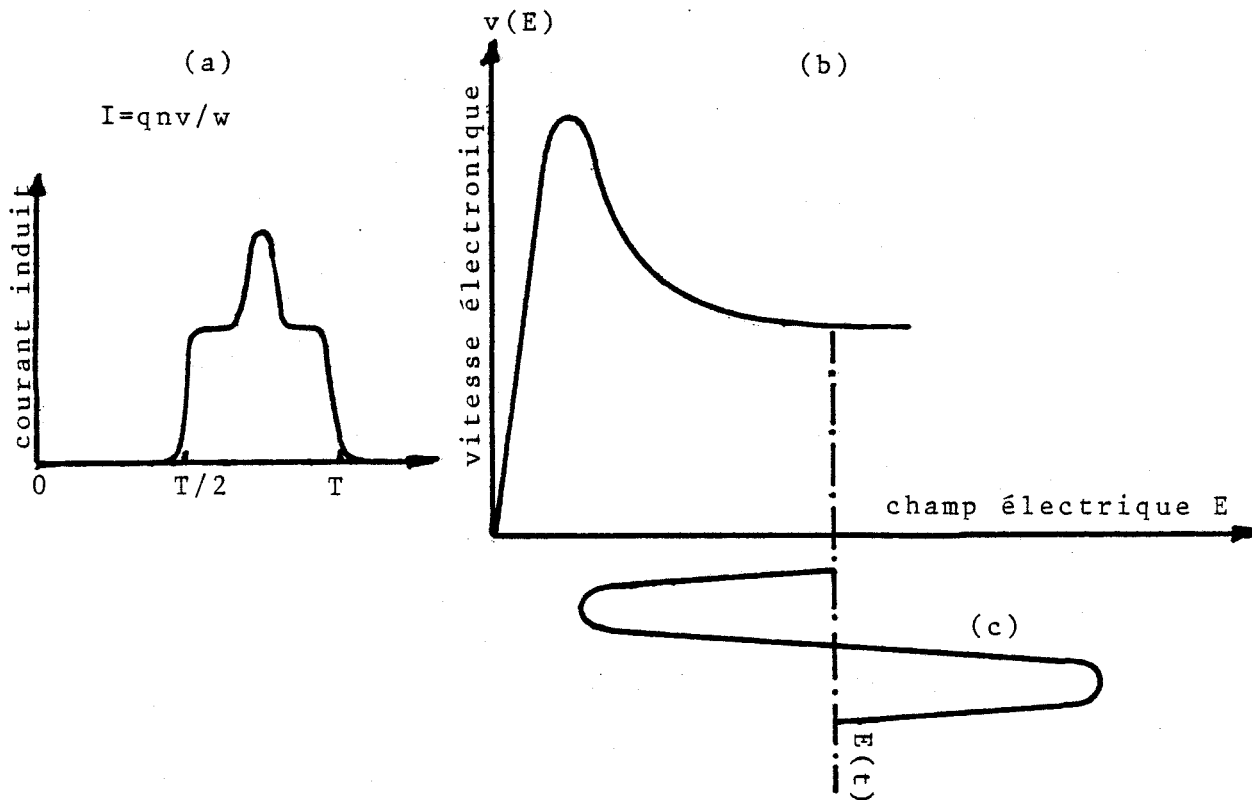


Fig. 5.2 Illustration de la théorie de CULSHAW:
exaltation de la vitesse de transit par effet de
transfert électronique
(a) courant induit
(b) caractéristique statique de vitesse
(c) champ électrique appliqué aux porteurs

Ces effets d'exaltation de la vitesse de transit et leurs conséquences sur les performances du dispositif sont illustrés sur la figure 5.2 repris de la référence [3]. On constate qu'il est possible pour des taux de modulation très importants et grâce à la forme particulière de la courbe $v(\epsilon)$ des matériaux présentant une mobilité différentielle négative, d'augmenter la valeur du courant induit lorsque la tension passe par un minimum. On se rapproche ainsi du calcul idéal de fonctionnement en classe C pour lequel le courant induit présente un maximum aussi aigu que possible autour de la valeur minimale de la tension.

Enfin l'on doit à HIRACHI [6] d'avoir fait la synthèse des travaux précédents en donnant le nom de "surfing mode" au mode fonctionnement faisant intervenir d'une part la collection prématurée des porteurs et d'autre part l'oscillation de la vitesse de transit par effet de transfert électronique.

I.3 LES STRUCTURES D'ETUDE

De ces études effectuées aux fréquences centimétriques, nous retiendrons que les conditions les plus favorables à l'obtention de rendements élevés dans les structures largement non confinées sont :

1 utilisation d'un matériau présentant des phénomènes de transfert électronique.

2 concentration en impuretés dans la zone de transit suffisamment faible pour que, d'une part l'angle de transit de la structure en régime petit signal soit supérieur à π et, d'autre part, que la modulation de l'épaisseur de la zone désertée soit importante.

En pratique ces conditions peuvent être réalisées aux fréquences millimétriques en utilisant des structures semi-conductrices à l'Arséniure de Gallium ou au phosphore d'Indium, à profil différencié (paragraphe III.1 du chapitre I).

Dans ce cas, en effet, le dopage de la zone de transit peut être ajusté indépendamment de celui de la zone d'avalanche. La structure que nous nous proposons de simuler à la fréquence de 100GHz est représentée sur la figure 5.3. C'est une diode LOW-HIGH-LOW. Les dopages en impuretés dans les zones semi-conductrices faiblement dopées sont fixés à $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour l' I_nP et $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour l'AsGa. La charge intégrée dans le pic de concentration en impuretés est prise égale à $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dans ces conditions le champ électrique à l'entrée de la zone de transit est voisin de 200 kV/cm au seuil d'avalanche, la largeur de la zone de transit est voisine de $0.35 \mu\text{m}$ pour l'AsGa et $0.45 \mu\text{m}$ pour l' I_nP ce qui correspond à un angle de transit petit signal à 100 GHz de $1,2\pi$.

II PRINCIPE ET TECHNIQUES NUMERIQUES DE SIMULATION MACROSCOPIQUE DU REGIME DE FONCTIONNEMENT

II.1 LES EQUATIONS FONDAMENTALES

La structure LOW HIGH LOW présente d'un point de vue modélisation un avantage considérable sur les autres structures telles que les diodes à dopage constant. Il est en effet possible de définir sans ambiguïté une zone d'avalanche et de transit. Il en résulte que nous pouvons étudier séparément les mécanismes physiques qui sont susceptibles de se manifester dans chacune de ces zones semi-conductrices et ainsi faire intervenir de la façon la plus exacte possible les phénomènes de transfert électronique.

Dans la zone de génération, dont l'épaisseur est, dans le cas présent très faible ($l_a = 1500 \text{ \AA}$) nous décrivons la création de porteurs par avalanche à partir de l'équation de Read. Par ailleurs, les effets de retard au chauff-

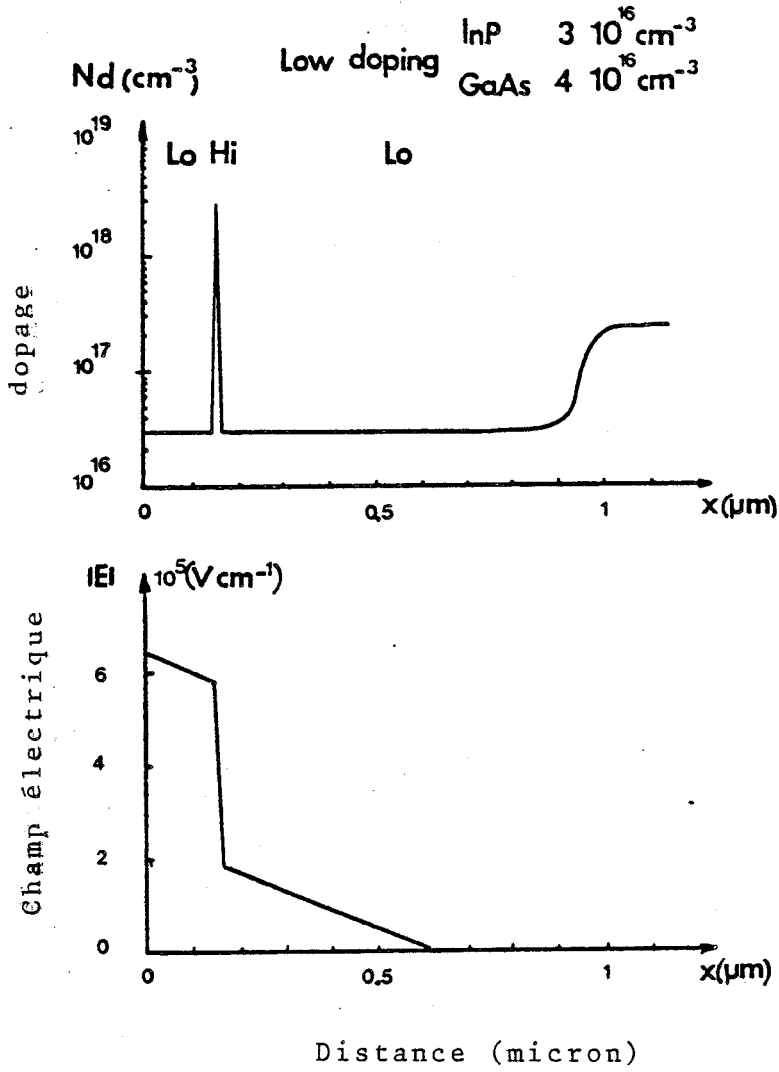


Fig. 5.3 Structures simulées dans l'étude des diodes non confinées

- (a) profil de concentration en impuretés
- (b) représentation schématique de la carte de champ électrique

fage des porteurs mis en évidence dans le paragraphe II2.1 du chapitre précédent sont volontairement omis. Nous avons supposé de plus que les paramètres qui définissent les variations du courant d'avalanche tels que τ_i et α sont identiques dans l'Arséniure de Gallium et le phosphore d'Indium. Il nous a paru préférable d'effectuer ces hypothèses afin que les différences de fonctionnement observées entre l'I_nP et l'AsGa ne soient dues qu'aux seuls effets de transit et non aux différences qui seraient susceptibles d'exister au niveau des mécanismes d'émission.

Dans la zone de transit, compte tenu du champ électrique à l'origine, fixé à $2 \cdot 10^5$ V/cm et des densités de courant que nous appliquons ($J_0 < 30\,000$ A/cm²), l'ionisation des porteurs est supposée négligeable. Dans ces conditions, nous ne considérons qu'un seul type de porteurs: les électrons. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe III.2 du chapitre I, leurs déplacements s'effectuent après leur émission par la zone d'avalanche dans des conditions de non stationnarité spatiale et temporelle importante. C'est pourquoi, nous devons considérer dans la description du mouvement des porteurs les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement de la particule. A ce stade, nous avons repris le modèle numérique développé dans notre laboratoire afin de simuler le transport des porteurs dans les transistors à effet de champ submicroniques [7] et dans les diodes Gunn millimétriques [8].

Ce modèle est basé sur l'intégration de l'équation de transport de Boltzmann et sur l'approximation des temps de relaxation. Une première intégration sur l'espace réciproque de l'équation générale de transport de Boltzmann permet tout d'abord d'exprimer dans chaque vallée de la structure de bande respectivement la conservation des particules, de l'énergie et du moment [9]. Les grandeurs physiques sont ensuite moyennées sur l'ensemble des vallées de la structure de bande du matériau.

Le système complet d'équations à résoudre s'écrit alors :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial n v}{\partial x} = 0 \quad (5.1)$$

$$n \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} n v k T - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

$$n \frac{\partial m^* v}{\partial t} = q n E - m^* v \frac{\partial m^* v}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} n k T - n \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)}$$

auquel il convient d'ajouter l'équation de Poisson tenant compte de la réaction de charge d'espace.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} (n - N_d) \quad (5.2)$$

Dans ce système d'équation, n est la densité de porteurs libres, v la vitesse totale et ϵ l'énergie du gaz électronique à l'abscisse x et à l'instant t . Ces trois grandeurs représentent dans ce modèle, les valeurs moyennes des grandeurs n_i , v_i et ϵ_i dans chacune des vallées i de la structure de bande du semi-conducteur. Ceci revient à considérer une structure de bande simplifiée à une seule vallée équivalente, les grandeurs $m(\epsilon)$, $\tau_m(\epsilon)$, $\tau_\epsilon(\epsilon)$ étant considérées comme des fonctions instantanées de l'énergie. En d'autres termes, cela signifie que la fonction de distribution des porteurs est entièrement déterminée si l'on connaît à tout instant l'énergie moyenne du gaz électronique. Ces fonctions peuvent être calculées de la même façon que celle utilisées en modélisation particulière des phénomènes de transport (paragraphe II 1.3 du chapitre II) à partir des résultats obtenus par des simulations Monte Carlo du régime statique stationnaire [10]. Le temps de relaxation du moment est défini par la relation:

$$\tau_m = \frac{m^*(\epsilon) v_{SS}(\epsilon)}{q E_{SS}(\epsilon)} \quad (5.3)$$

où v_{ss} et E_{ss} représentent les valeurs statiques stationnaires de la vitesse de dérive et du champ électrique, correspondant à l'énergie ϵ^* .

La température électronique par :

$$kT = m^* \left(\overline{v^2} - (\overline{v})^2 \right) \quad (5.4)$$

Elle est obtenue à partir du bilan énergétique :

$$\epsilon = \frac{1}{2} m^* v^2 + \frac{3}{2} kT + \epsilon_p$$

où ϵ_p représente l'énergie potentielle moyenne des vallées satellites.

II.2 PROCEDURE NUMERIQUE D'APPLICATION AUX DIODES D'AVALANCHE

En résolvant l'équation de Read, nous déterminons l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$, lorsque l'on superpose au champ électrique continu E_0 dans la zone de génération, déterminé par la condition d'avalanche, une composante alternative de champ électrique d'amplitude E_1 :

$$E_a(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t$$

Connaissant $I_{ca}(t)$ et $E_a(t)$ respectivement le courant et le champ électrique dans la zone d'avalanche, il est alors possible de calculer à tout instant le nombre de porteurs émis par avalanche ainsi que le champ à l'entrée de la zone de transit, initialisant de cette façon toutes les grandeurs physiques qui décrivent le transport des électrons dans cette zone.

* Les fonctions de l'énergie $\tau_m(\epsilon)$ $\tau_\epsilon(\epsilon)$ $kT(\epsilon)$ utilisées, dans ce travail, pour simuler le transport des porteurs dans l' I_n^P sont identiques à celles données dans la référence [11]

Le champ en tête de la zone de transit $\varepsilon_t(o)$ se déduit du champ à l'extrémité de la zone d'avalanche et de la charge intégrée Q_s par la relation :

$$E_t(o) = E_a - Q_s / \varepsilon_{ps}$$

Les configurations spatiales, à tout instant, de la densité des porteurs libres $n(x,t)$, du champ électrique $E(x,t)$ de l'énergie $\varepsilon(x,t)$ et de la vitesse des porteurs $v(x,t)$ sont alors calculées en résolvant le système d'équations couplées 5.1 par la méthode du double balayage de CHOLEWSKY [12]. Lorsque ces calculs ont été effectués sur une période complète du signal hyperfréquence, nous décomposons la densité de courant totale ainsi que la somme de la chute de potentiel dans la zone d'avalanche et dans la zone de transit en série de Fourier afin de déterminer les puissances et rendement émis ainsi que l'impédance présentée par la diode.

III RESULTATS NUMERIQUES

III.1 IDENTIFICATION DES PRINCIPAUX EFFETS PHYSIQUES

Nous donnons sur les figures 5.4 et 5.5 quelques exemples de résultats que l'on obtient à l'aide de cette procédure numérique [15]. Il s'agit dans le cas présent d'une diode I_nP parcourue par une densité de courant de 22000 A/cm^2 , la tension au niveau de la zone d'avalanche étant modulée à 25%. Sur ces figures nous avons représenté, en fonction de la position au sein de la zone de transit, $n(x,t)$, $E(x,t)$, $\varepsilon(x,t)$ et $v(x,t)$, pour différents instants de la période hyperfréquence.

On peut constater tout d'abord que les variations temporelles im-

portantes de la zone désertée, illustrées par la représentation tridimensionnelle de la figure 5.6 provoquent la jonction du paquet de porteurs et de l'extrémité de la zone active non désertée avant la fin de la période hyperfréquence. Ce mécanisme s'apparente à la collection prématurée des porteurs proposée par KUVAS.

On peut noter ensuite que les électrons tendent à augmenter leur vitesse de transit de façon relativement uniforme** pour des temps supérieurs à $t = 3T/4$. On observe sur cet exemple un effet d'augmentation de la vitesse d'entraînement des porteurs tout à fait analogue à celui décrit par CULSHAW et AL.

Enfin il nous semble intéressant de souligner deux autres points. D'une part on pourra remarquer que les électrons émis par la zone d'avalanche et ceux situés dans la zone non désertée synchronisent leur déplacement dans le champ électrique à l'instant $t = 7 T/8$. En cela le mode de fonctionnement que nous décrivons ici s'apparente au surfing mode proposé par HIRACHI. D'autre part, on pourra observer que la dispersion du paquet apparaît relativement peu marquée compte tenu des effets de diffusion très importants aux valeurs de champs faibles.

* On pourra constater ici que cette uniformité dans l'augmentation de la vitesse des porteurs est obtenue dans le cas où la densité de courant de polarisation est choisie de façon à compenser à peu près la charge d'espace fixe par les porteurs mobiles.

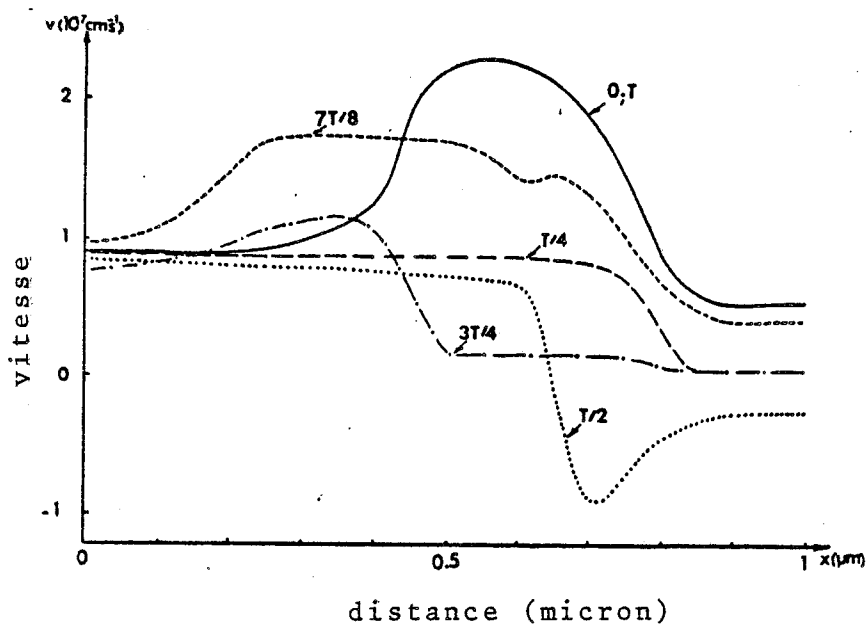
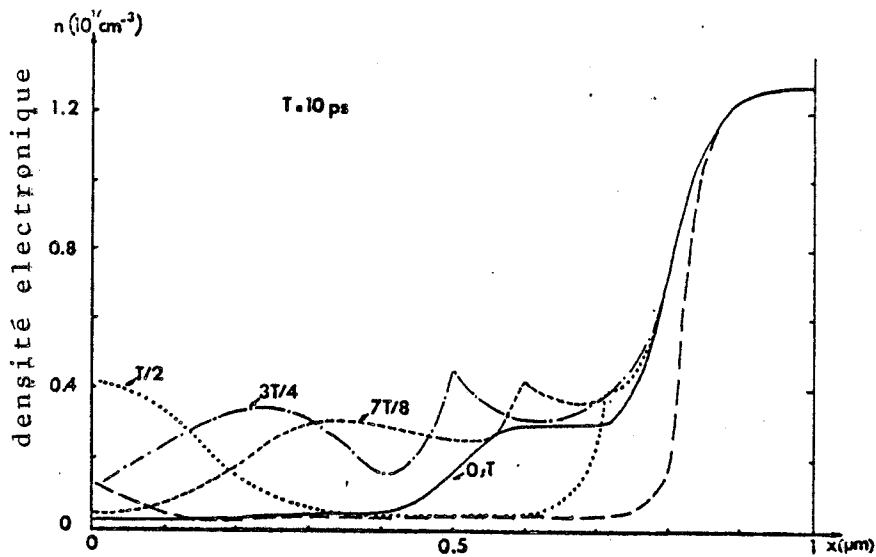


Fig.5.4 Variations spatiales de la densité de porteurs libres et de la vitesse moyenne des porteurs à différents de la période hyperfréquence (InP $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $E_1/E_0 = 0.25$)

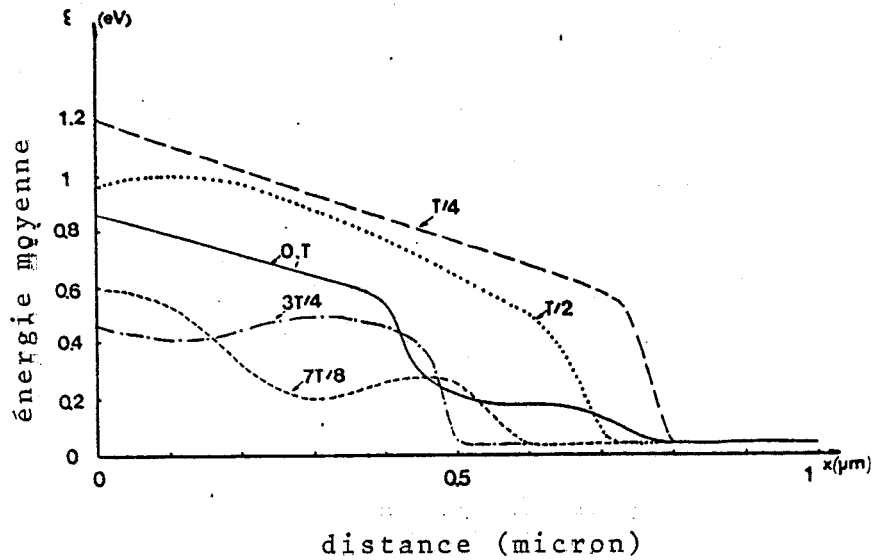
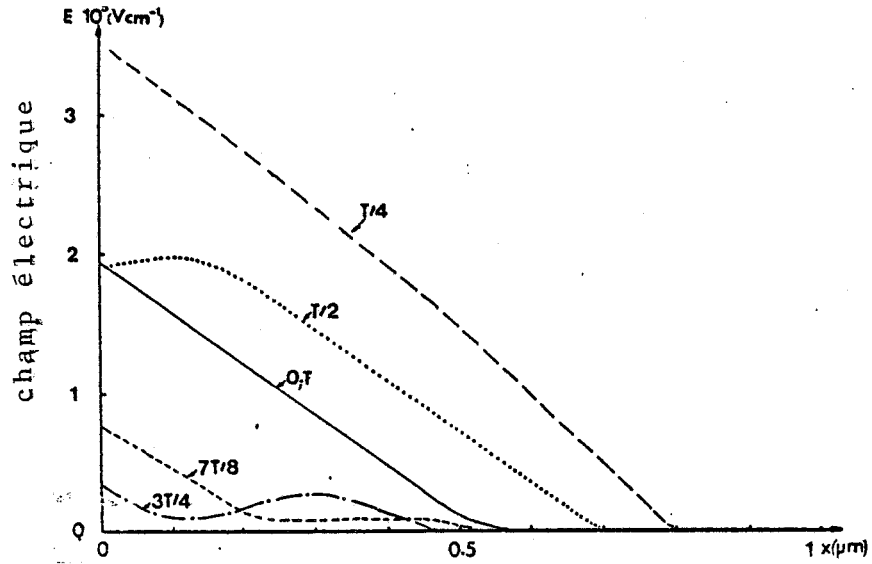


Fig. 5.5 Variations spatiales du champ électrique et de l'énergie moyenne des porteurs à différents instants de la période hyperfréquence
(InP $N_d = 3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $E_1/E_0 = 0.25$)

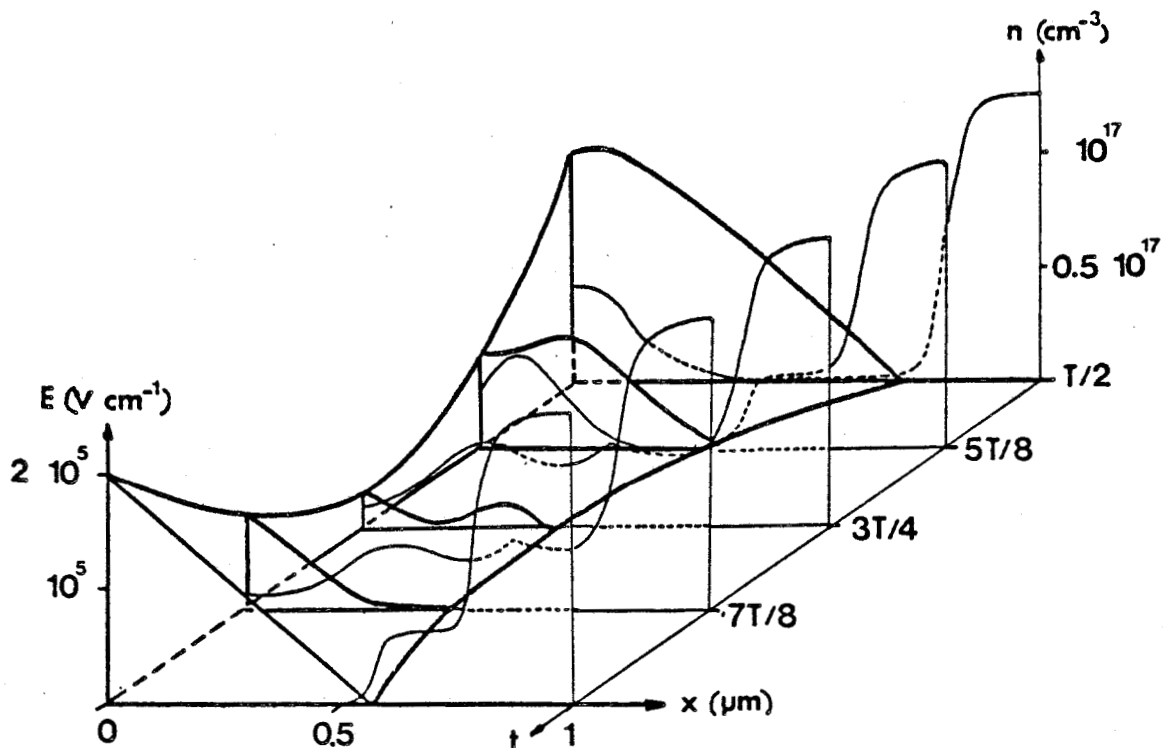


Fig. 5.6 Représentation spatio-temporelle du processus de collection prématurée des porteurs à 100 GHz .

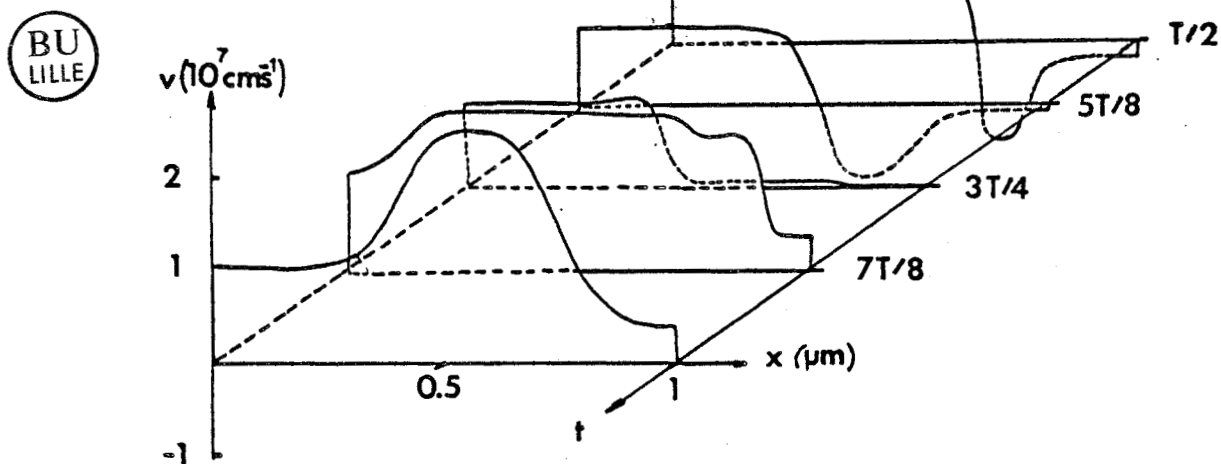


Fig. 5.7 Représentation spatiotemporelle de l'exaltation de la vitesse de transit par effet de transfert électronique

III.2 NIVEAU D'IMPEDANCE - RENDEMENT ET PUISSANCE

Sur la figure 5.8 nous avons représenté les variations de la résistance négative en fonction de la tension hyperfréquence obtenues après décomposition en série de Fourier des grandeurs électriques pour la diode $I_n P_n$.

Nous constatons que pour une valeur critique de la tension alternative, la résistance négative présentée par la diode augmente très brutalement avec la tension hyperfréquence appliquée à l'inverse des comportements que l'on avait pu noter dans l'étude des diodes étudiées dans le chapitre IV. Cette augmentation très importante de la résistance négative ou de la conductance négative se traduit alors par une amélioration très sensible de la puissance hyperfréquence délivrée par la diode et donc du rendement d'émission .

Sur cette même figure nous avons représenté les performances en fonction du taux de modulation en tension de la diode GaAs. Nous constatons que pour l' $I_n P_n$, les meilleurs rendements intrinsèques de la diode sont de l'ordre de 17% alors que pour l'AsGa les rendements théoriques obtenus plafonnent à des valeurs voisines de 8%. Il s'agit maintenant d'interpréter ces résultats et d'essayer de mettre en évidence les processus physiques qui peuvent influencer significativement le fonctionnement de ces structures hauts rendements aux fréquences millimétriques.

III.3 INTERPRETATION PHYSIQUE

Pour interpréter nos résultats il nous semble intéressant de procéder en deux temps afin de bien mettre en évidence le rôle joué par les mécanismes

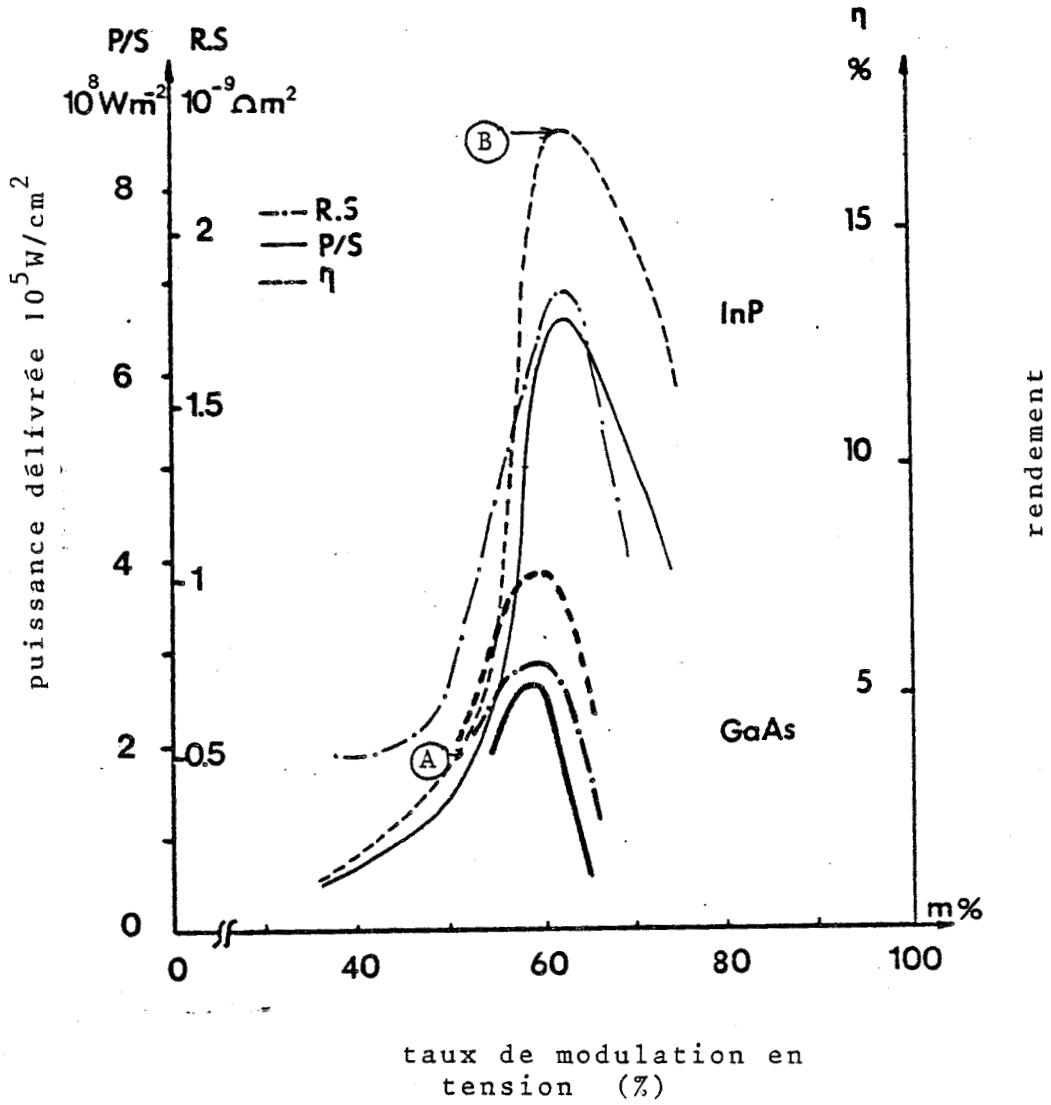


Fig. 5.8 Comparaison des rendements intrinsèques présentés par les diodes InP et AsGa .
(densité de courant de polarisation: 22000 A/cm^2)

de relaxation dans ces modes de fonctionnement.

Tout d'abord intéressons nous aux conditions pour lesquelles on observe une augmentation brutale des valeurs de rendement aux fréquences que nous étudions. Dans ce but, considérons les figures 5.9 (a) et (b) où nous montrons les répartitions de la densité électronique pour deux points de fonctionnement notés A et B sur la figure 5.8. Le premier cas correspond à un taux de modulation en tension m_v de 50%. Le rendement dans ce cas est faible ($\eta=4,5\%$).

Le cas B correspond à une valeur de m_v très voisine égale à 60%, le rendement émis est alors maximum ($\eta=17\%$).

Si l'on analyse les figures 5.9(a) et (b) une constatation s'impose: le paquet de porteurs dans le cas A est parfaitement collecté alors qu'il ne l'est pas dans le cas B, et ceci principalement parce que les porteurs ne peuvent augmenter leur vitesse d'entraînement en fin de période hyperfréquence, comme on peut le constater sur la figure 5.10(a) et (b).

On peut donc à l'issue de cette première étude faire la conclusion suivante [13]. L'amélioration des performances des diodes que nous étudions dépend essentiellement de l'augmentation de la vitesse de transit des porteurs émis par la zone d'avalanche [théorie de CULSHAW] plutôt que des différences dans les modulations de zone désertée susceptibles d'exister entre les cas A et B [théorie de KUVAS].

Il est évident que pour obtenir cette exaltation de la vitesse d'entraînement des électrons du paquet, ceux ci doivent être soumis à un champ électrique de l'ordre de grandeur du champ critique pour lequel on observe les effets de transfert électronique. En d'autres termes, les porteurs doivent être piégés, comme l'a montré PRIBETICH aux fréquences centimétriques, dans une zone semi-conductrice de champ faible.

Si cette condition est nécessaire, elle n'est toutefois pas suffisante aux fréquences millimétriques. Pour le montrer nous allons comparer, en

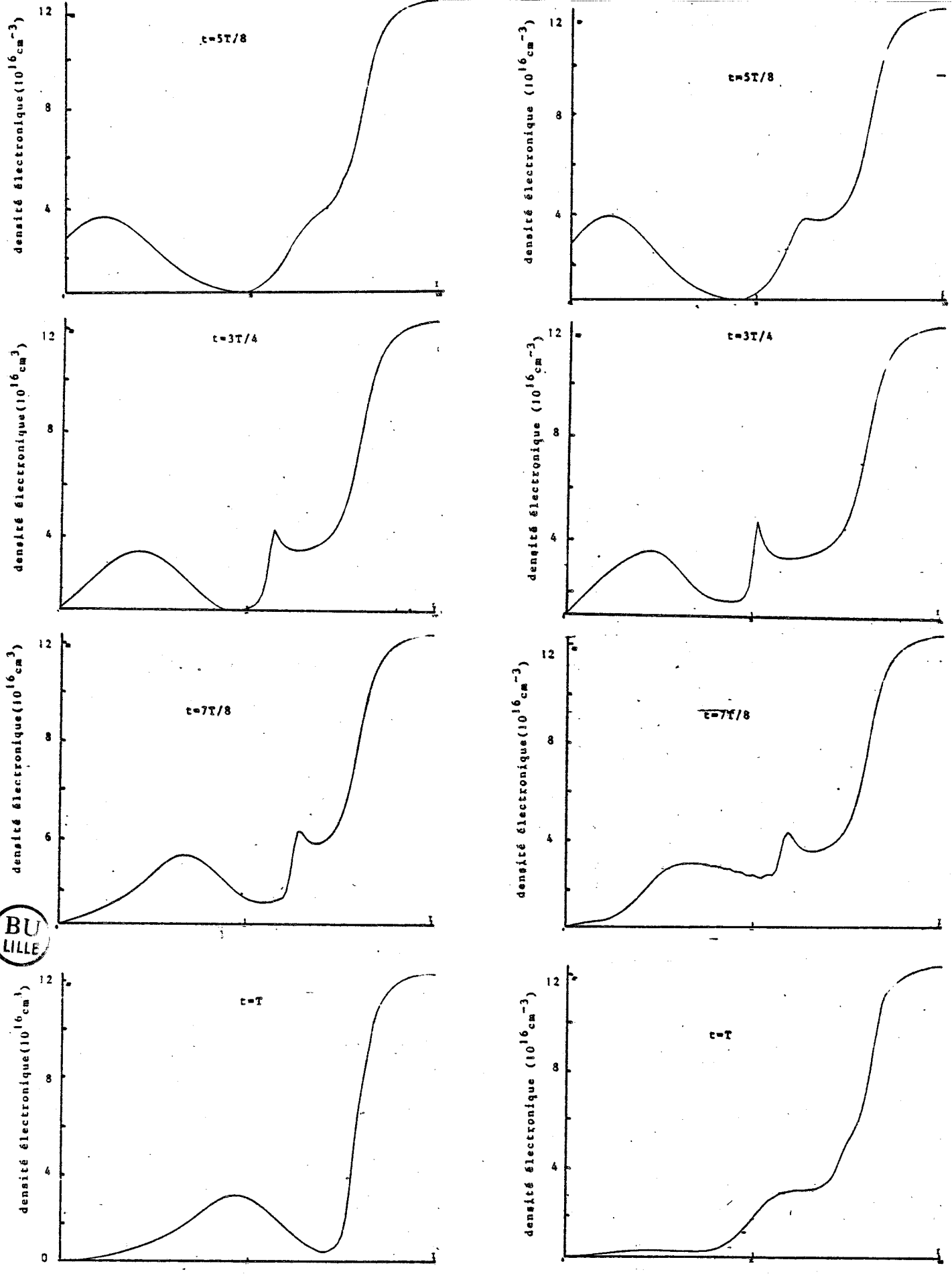


Fig. 5. 9 Variations spatiales de la densité électronique à différents instants de la période hyperfréquence ($I_n P$ $N_d=3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $j_0=22000 \text{ A/cm}^2$)

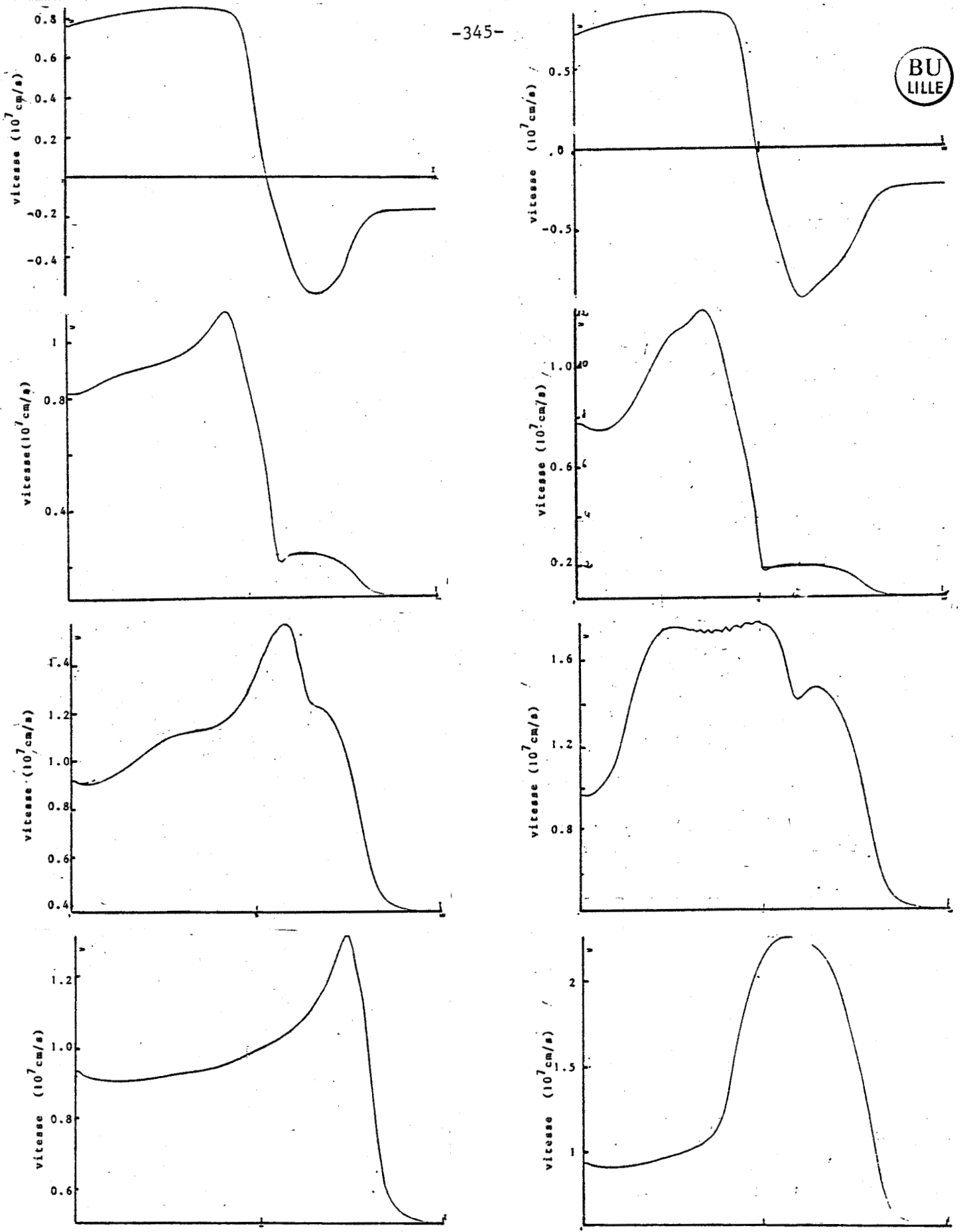


Fig. 5.10 Variations spatiales de la vitesse des porteurs à différents instants de la période hyperfréquence (I_{HP} Nd=3.10¹⁶ cm⁻³ J₀=22000 A/cm²)

chaque point d'abscisse x , la vitesse instantanée (c'est, aux fréquences où nous travaillons, une vitesse non stationnaire) à celle que l'on peut calculer à partir de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$. Cette comparaison est effectuée à différents instants de la période hyperfréquence sur la figure 5.11. On pourra constater que la vitesse instantanée "exacte" calculée à partir de la relation $\mu(\varepsilon)E$ est toujours inférieure aux valeurs obtenues si l'on suppose un "équilibre" entre le champ électrique et les charges en mouvement. Ceci peut s'interpréter comme un phénomène de sous vitesse [14] lié au fait que les porteurs arrivant à l'extrémité de la zone n'ont pas eu le temps de perdre leur énergie. Ces effets sont illustrés sur la figure 5.12. Sur cette figure nous montrons les variations temporelles de champ électrique "vues" par un électron se situant à l'abscisse correspondant au maximum de densité électronique. Nous donnons également l'évolution temporelle de son énergie, de sa vitesse instantanée et de sa vitesse stationnaire. Dans le cas présent, le fait marquant est que l'énergie de cet électron représentatif de l'ensemble de la population de porteurs émis par la zone d'avalanche décroît continuellement bien que le champ électrique présente une valeur sensiblement constante entre $3T/4$ et T . Nous sommes donc en présence d'un effet de relaxation de l'énergie de ce porteur vers sa valeur stationnaire. Ceci explique que la vitesse instantanée soit en moyenne toujours inférieure à la vitesse stationnaire, la mobilité des électrons n'augmentant qu'au fur et à mesure que l'électron se "refroidit".

En définitive, il apparaît que les fonctionnements particuliers des diodes non confinées que nous venons d'étudier ne pourront être extrapolés aux fréquences millimétriques que si les porteurs sont soumis suffisamment longtemps à un champ électrique faible pour qu'ils aient le temps de céder leur excédent d'énergie et ainsi augmenter leur mobilité par transfert dans la vallée centrale. En cela, le fonctionnement en surfing mode pour lequel le mouvement du paquet se synchronise sur les variations temporelles de l'extrémité de la zone désertée est favorable à la réalisation de cette condition.

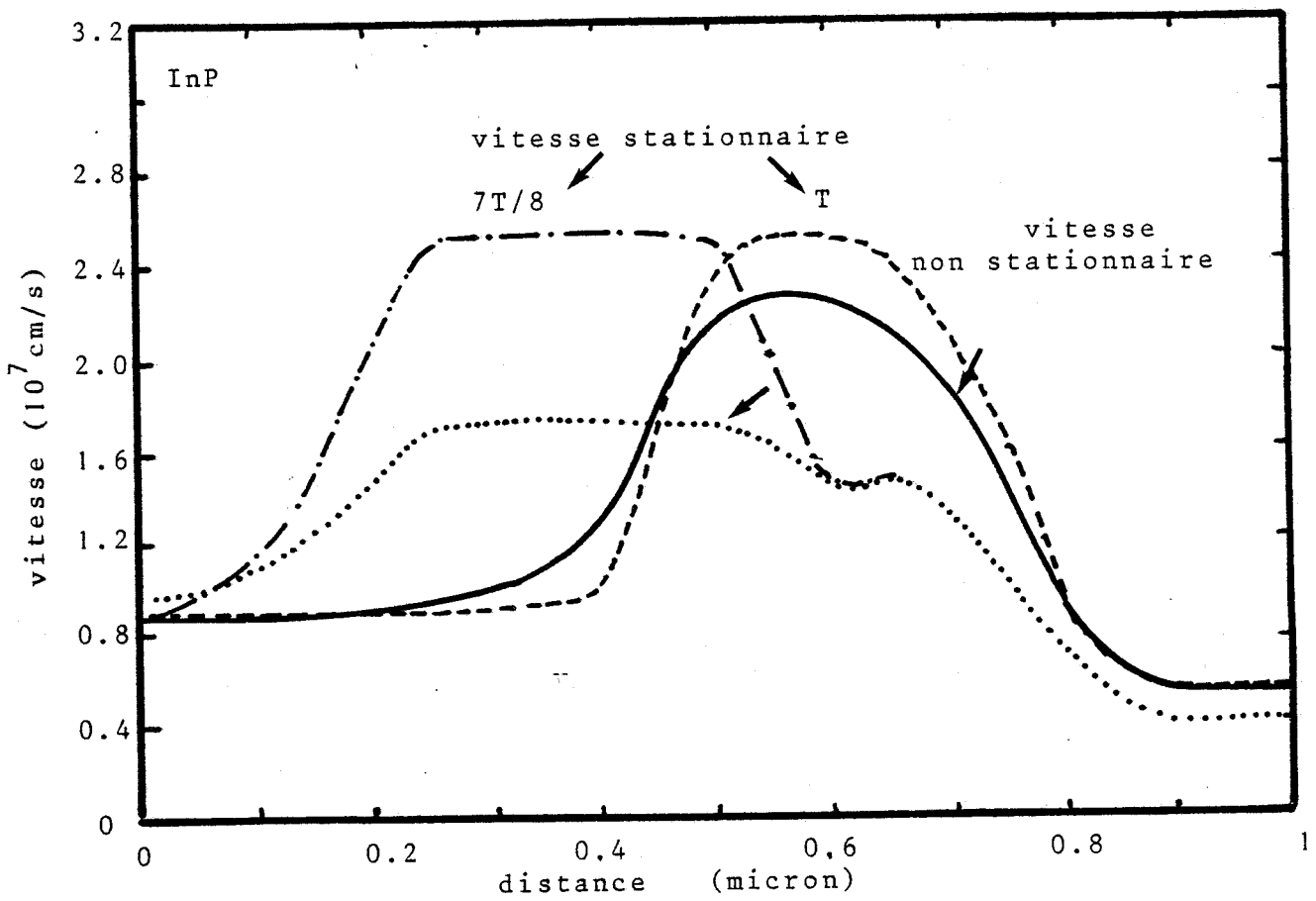
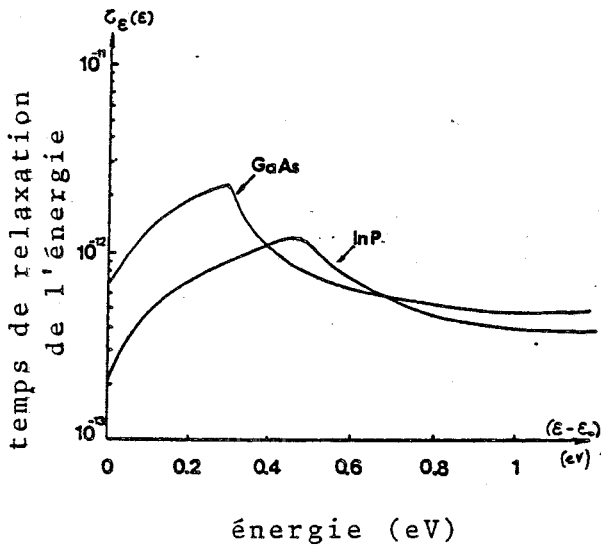
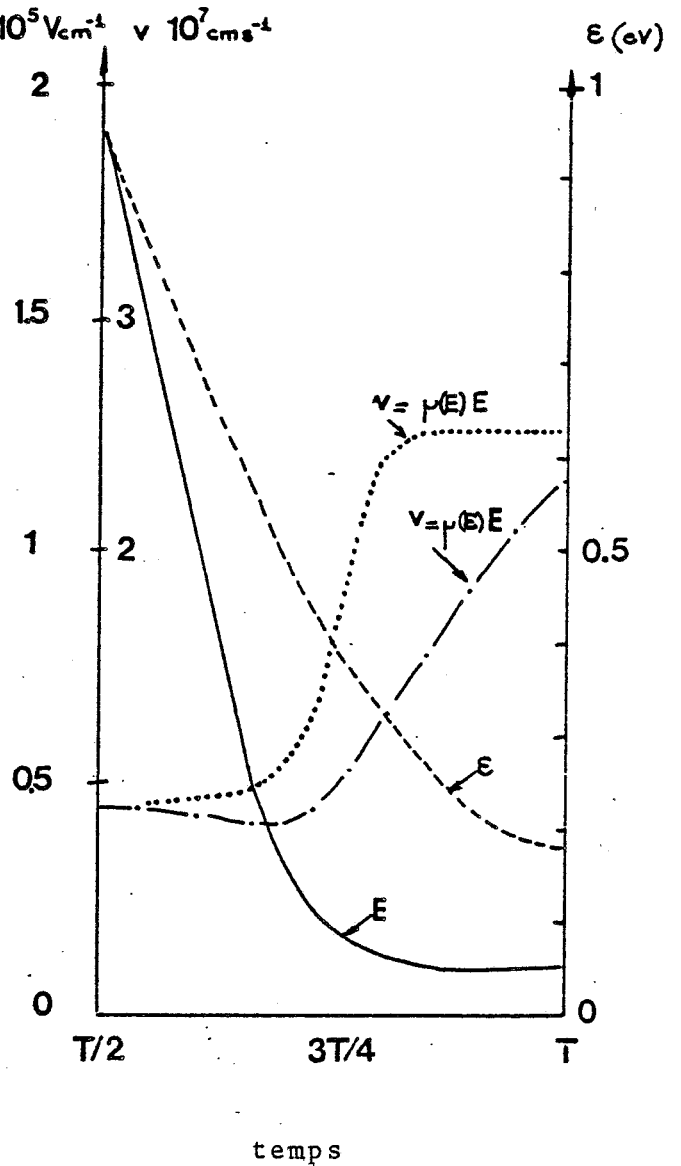


Fig. 5.11 Variation spatiale de la vitesse non stationnaire et de la vitesse calculée à partir de la relation $v = \mu(E) \cdot E$



Comparaison des temps de relaxation de l'énergie du Silicium et du phosphure d'Indium

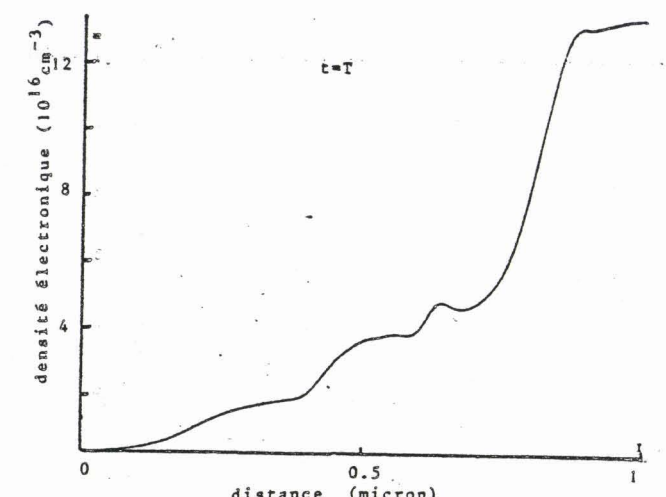
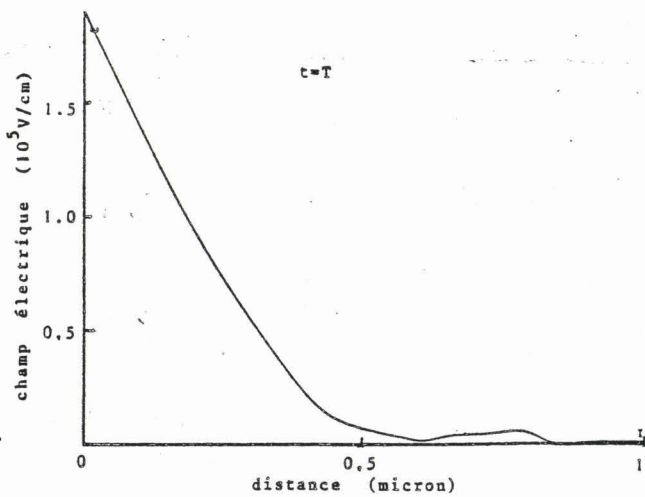
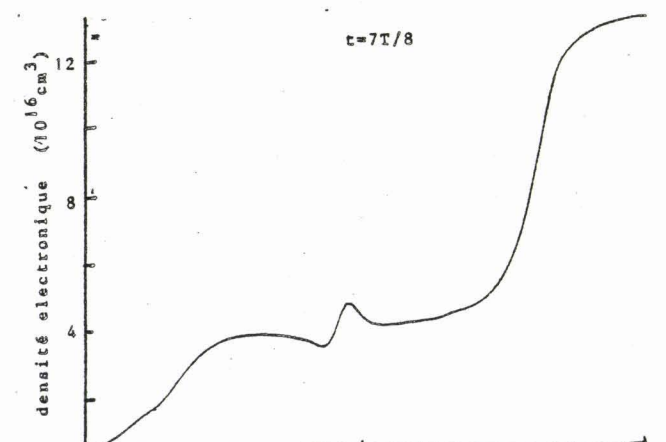
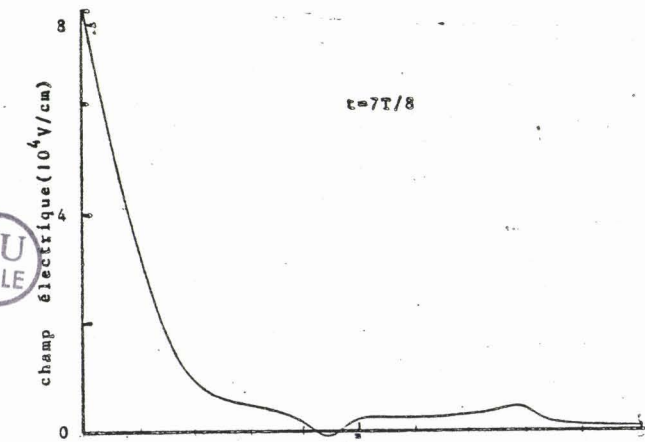
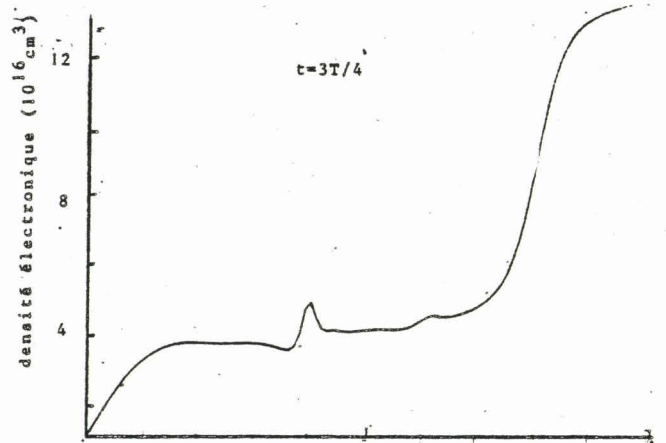
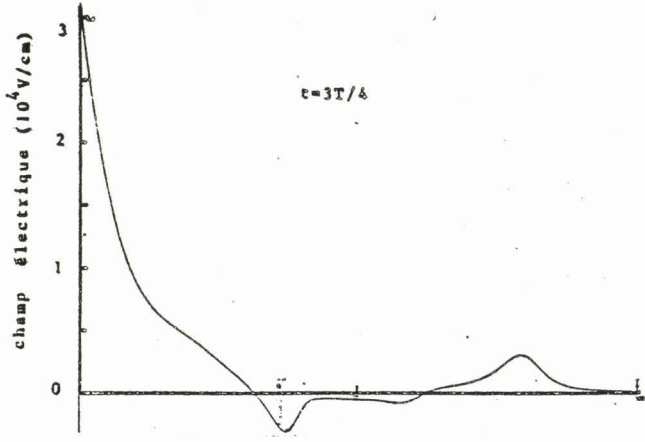
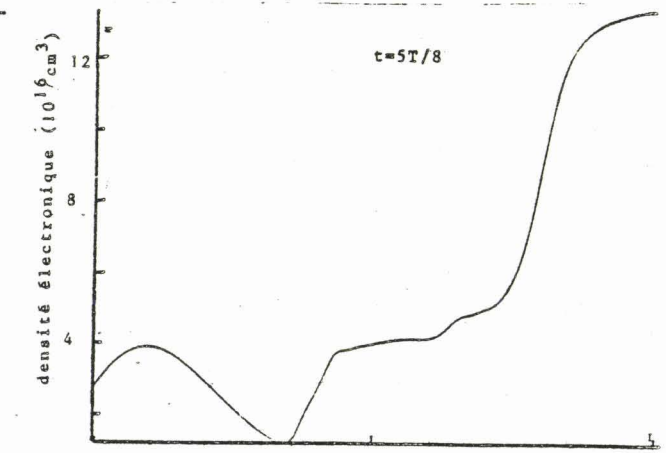
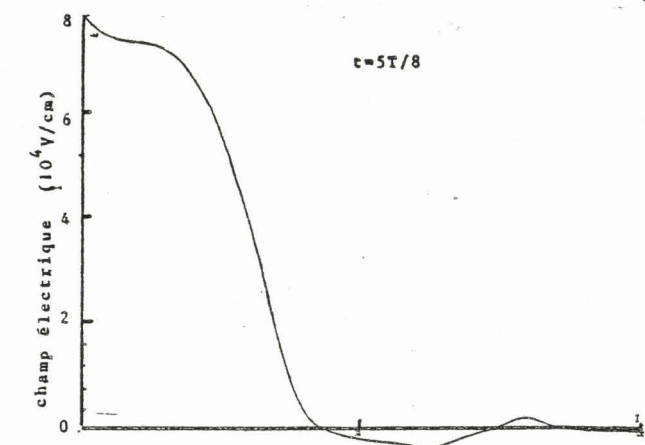
Fig.5.12 Evolution temporelle
 -du champ électrique moyen vu par un électron au centre du paquet de porteurs
 -de son énergie moyenne
 -de sa vitesse non stationnaire
 -de sa vitesse donnée par la relation $v = \mu(E) \cdot E$



A la lumière de cette interprétation, un certain nombre de grandeurs physiques se révèlent importantes. Tout d'abord il est certain que plus les valeurs du champ critique et de la vitesse pic associée sont élevées, plus il sera aisé de "piéger" les électrons et d'augmenter leur vitesse de transit. Sur ce plan, l' I_nP , avec une vitesse pic supérieure à $2 \cdot 10^7$ cm/s et un champ critique de l'ordre de 10kV/cm doit être préféré à l'AsGa dans un fonctionnement en non confiné. Il apparaît ensuite que les variations du temps de relaxation de l'énergie fonction du champ électrique qui sont rappelées sur la figure 5.12 pour le phosphore d'Indium et l'Arséniure de Gallium sont tout aussi déterminantes et qu'il convient de ne pas négliger aux fréquences où nous travaillons. On peut noter sur la figure 5.12 que la valeur maximale du τ_c pour l'AsGa est plus élevée d'un facteur 2 comparée à celle de l' I_nP et qu'ainsi ce dernier matériau présente un avantage certain sur l'Arséniure de Gallium.[15]

Ces constatations sont illustrées sur la figure 5.13 où nous avons représenté pour une diode à l'Arséniure de Gallium les variations en fonction de la distance dans la zone de transit, du champ électrique et de la densité de porteurs libres. Le taux de modulation en tension correspond au maximum de rendement ($\eta=8\%$) reporté sur la figure 5.8.

Nous constatons sur cet exemple que les porteurs sont imparfaitement collectés ce qui explique les valeurs plus faibles de rendement pour le GaAs, que nous avons comparées à celles obtenues avec l' I_nP sur la figure 5.8.



BU
LILLE

Fig. 5.13 Variations spatiales du champ électrique et de la densité de porteurs libres.

(AsGa $N_d = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $J_0 = 22000 \text{ A/cm}^2$)

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à étudier le rôle joué par la relaxation de l'énergie des porteurs dans le fonctionnement des diodes à modulation importante de zone désertée et pour lesquelles peuvent se manifester des effets liés au transfert électronique.

Au termes de ces études, il semble que l'on puisse donner les conclusions suivantes :

- Si le fonctionnement des diodes à l'Arséniure de Gallium semble possible, il est extrêmement critique et ne permet pas de ce fait d'obtenir des rendements théoriques élevés.

- En revanche, les diodes au Phosphore d'Indium se révèlent nettement plus intéressantes puisque des rendements supérieurs à 0.17 ont été calculés en supposant des conditions d'injection classiques. Rappelons en effet, que les effets de retard à l'injection des porteurs favorables à l'augmentation des rendements consécutifs à la relaxation temporelle de l'énergie des porteurs dans la zone d'avalanche ont été ici négligés.

Il convient cependant de souligner que plus nous monterons en fréquence, plus il sera difficile de réaliser les conditions nécessaires à l'existence des effets susceptibles d'améliorer les rendements d'émission dans les diodes non confinées. En particulier, les effets de sous vitesse des porteurs que nous avons mis en évidence vont avoir une importance croissante et il ne sera plus possible, de ce fait, de collecter les porteurs de façon satisfaisante.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

- [1] R.KUVAS et W.SHROEDER
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-22, n°8, (1975)
- [2] R.KUVAS
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-25, n°6, (1978)
- [3] P.A.BLAKEY, B.CULSHAW et R.A.GIBLIN
Electronics Letters, vol 10, n°21, (1974)
- [4] B.CULSHAW et R.A.GIBLIN
Electronics Letters, vol 10, n°14, (1974)
- [5] E.CONSTANT, A.MIRCEA, J.PRIBETICH et A.FARRAYRE
Journal of Applied Physics, vol 46, n°9, (1975)
- [6] Y.HIRACHI, K.KOBAYASHI, K.OGASAWARA et Y.TOYAMA
IEEE Trans.on Electron Devices, vol ED-25, n°6, (1978)
- [7] A.CAPPY
Thèse 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille (1981)
- [8] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND, A.CAPPY, E.CONSTANT et G.SALMER
IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED-30, n°3, (1983)
- [9] K.BLOTEKJAER
IEEE Trans.on Electron Devices, vol ED-17, (1970)
- [10] M.SCHUR
Electron Lett., vol 12, (1976)
- [11] M.R.FRISCOURT
Thèse 3^{ème} Cycle, Université des Sciences de Lille, (1982)

- [12] E.L.WACHPRESS
"Mathematical Method for Digital Computers" New York: Wiley
(1967), chapitre 10
- [13] D.LIPPENS et E.CONSTANT
"Millimeter wave Materials-Devices-Components" German-French
Workshop, D-7800, FREIBURG 1982
- [14] D.LIPPENS, E.CONSTANT, M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND et G.SALMER
Journées Nationales Microondes (1982)
- [15] D.LIPPENS, E.CONSTANT, M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND
IEEE Electron Devices Lett., vol EDL-3, n°7, (1982)
- [16] J.PRIBETICH
Thèse Doctorat d'Etat, Université des Sciences de Lille, (1979)

CONCLUSION

Bien que chacun des chapitres qui composent ce mémoire ait fait l'objet d'une conclusion partielle, il ne nous semble pas inutile, au terme de cet exposé, de mettre en avant les éléments qui nous semblent particulièrement importants et originaux.

Le but que nous nous étions fixé était d'étudier de la façon non seulement la plus large mais aussi la plus exacte que possible les propriétés de fonctionnement des diodes à avalanche et temps de transit aux fréquences millimétriques. Pour atteindre cet objectif, nous nous sommes tout d'abord attachés à mettre en oeuvre une méthode microscopique tenant compte des électrons et des trous tout à fait nouvelle de simulation des mécanismes de transport et d'ionisation par choc directement applicable aux composants à avalanche et temps de transit.

Des études effectuées sur ce composant, six points essentiels rappelés sur la figure 6.1 ont pu être dégagés.

1 Le premier point concerne le rôle joué par l'énergie de seuil d'ionisation au niveau de l'évolution des coefficients d'ionisation des électrons et des trous en fonction du champ électrique. Nous avons montré numériquement que le fait que le porteur doit, pour pouvoir ioniser, acquérir l'énergie de seuil d'ionisation entraîne une saturation des variations des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique. En outre, nous avons complété ce résultat en déterminant expérimentalement la dérivée du coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous dans des structures d'avalanche largement submicroniques, précisant ainsi quantitativement ce phénomène de saturation.

2 Dans un deuxième temps, nous nous sommes plus particulièrement intéressés

à caractériser le régime de multiplication dans des composants pour lesquels les zones de génération sont très confinées. Sur ce sujet, nous avons pu mettre en évidence, à partir des répartitions spatiales des événements ionisants l'existence de zones inactives adjacentes aux zones p^+ et n^+ et dont les dimensions sont loin d'être négligeables (typiquement 300 \AA) comparées aux dimensions des composants eux-mêmes. Dans ce cas, il est nécessaire d'augmenter la tension aux bornes des composants afin que le porteur puisse acquérir l'énergie de seuil d'ionisation avant d'être collecté par les contacts comme le révèle l'évolution de la tension de claquage en fonction de la longueur de la zone de génération.

3 Le troisième point est relatif aux propriétés de bruit de fond dans les composants en avalanche en absence d'oscillation. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'analyse spectrale des fluctuations de courant et nous avons montré que la méthode particulière que nous avons développée constitue une alternative aux méthodes analytiques de caractérisation des grandeurs fluctuantes.

4 Dans un quatrième temps, nous nous sommes efforcés de caractériser tant numériquement, qu'expérimentalement le temps de montée intrinsèque de l'avalanche. Nous avons tout d'abord déterminé ce paramètre dans des structures à l'AsGa et au S_i à partir de relevé de la puissance de bruit délivrée par les composants aux microondes. Nous avons ensuite confronté nos résultats à une étude théorique de la réponse des composants du type $p^+ in^+$ soumis à des augmentations quasi instantanées de leur tension de polarisation. Ces études ont montré qu'il est tout à fait possible d'obtenir des temps de réponse inférieurs à la picoseconde et qu'ainsi des fonctionnements en mode fondamental bien au dessus de 100GHz sont envisageables.

5 Le cinquième point concerne la caractérisation du régime de fonctionnement de structures semi-conductrices à simple et double zone de transit lorsqu'on les soumet à des excitations hyperfréquences de grandes amplitudes. L'aspect sans doute le plus original de ces études est la mise en évidence de retards à l'émission de porteurs par avalanche qui résulte du fait, qu'aux fréquences où nous

travaillons, les porteurs ne peuvent augmenter instantanément leur énergie. Ce phénomène conduit à une amélioration sensible des rendements de conversion, leurs valeurs intrinsèques optimales à la fréquence de 100 GHz étant de 20% pour des structures Silicium confinées à double zone de transit.

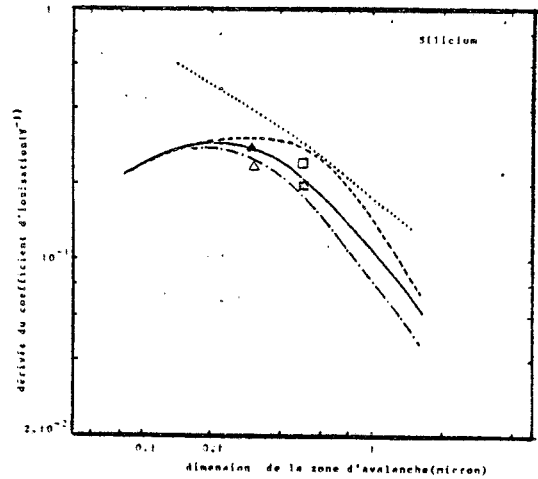
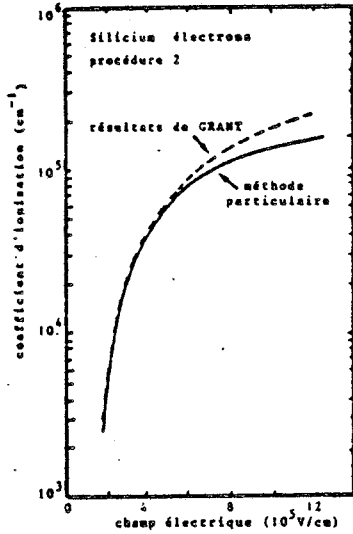
6 En ce qui concerne les structures non confinées pour lesquelles se manifestent des effets de transfert électronique, dont l'étude constitue le sixième et dernier volet de cette thèse, nous avons montré que la relaxation de l'énergie constitue un mécanisme extrêmement limitatif dans la recherche de structures hauts rendements. Sur ce sujet, nous avons pu, plus particulièrement mettre en évidence l'existence de sous vitesses importantes qui peuvent interdire la collection "prématurée" des porteurs en régime grand signal. Nous avons également remarqué que de ce point de vue, l' I_nP présente des caractéristiques de transport plus favorables à la réalisation des conditions d'existence des phénomènes d'exaltation de la vitesse des porteurs à la limite de la zone désertée et qu'il en ressort des performances obtenues avec ce matériau nettement plus élevées que celles obtenues avec l'Arséniure de Gallium.

Voici donc résumés les points les plus importants de cette étude consacrée aux diodes IMPATT millimétriques. Il n'est pas sans intérêt à présent de traduire ces résultats en termes plus pratiques et d'essayer de définir ce que pourraient être les structures semi-conductrices optimales utilisables en oscillateur de puissance entre 100GHz et 300GHz.

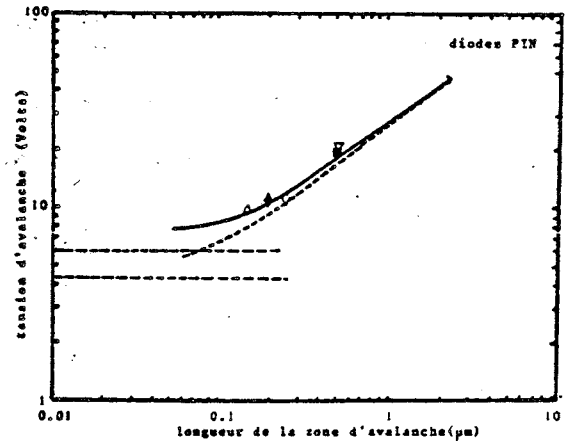
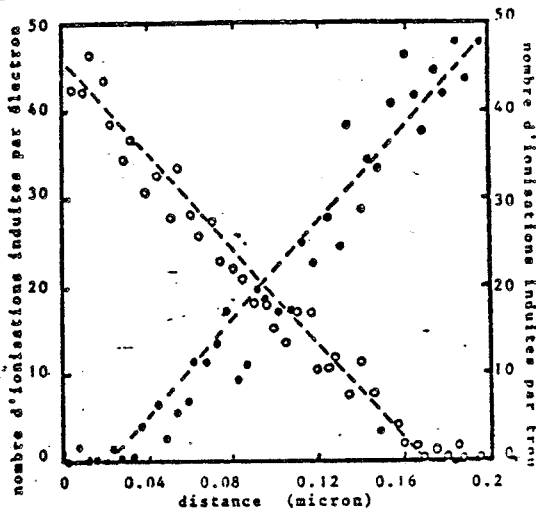
En premier lieu, il devrait être possible d'obtenir une résistance négative donc des oscillations hyperfréquences sans effet de transit en jouant sur le retard supplémentaire introduit par les mécanismes de relaxation de l'énergie dans le processus d'avalanche. La structure semi-conductrice utilisée dans ce cas serait donc une simple diode PIN. Cependant, comme l'effet utilisé est directement relié à la fréquence de fonctionnement et au temps de relaxation de l'énergie des porteurs, il apparaît d'une part que cette solution est

CONCLUSION GENERALE : les aspects essentiels

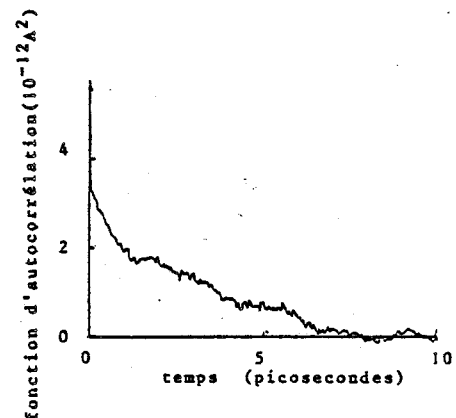
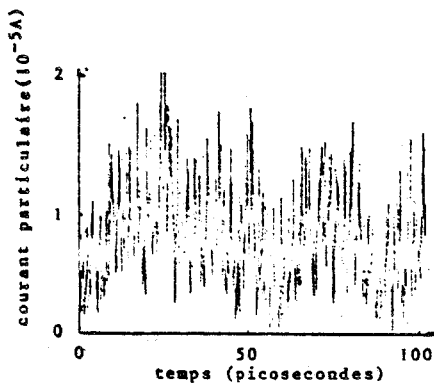
1 Saturation des coefficients d'ionisation



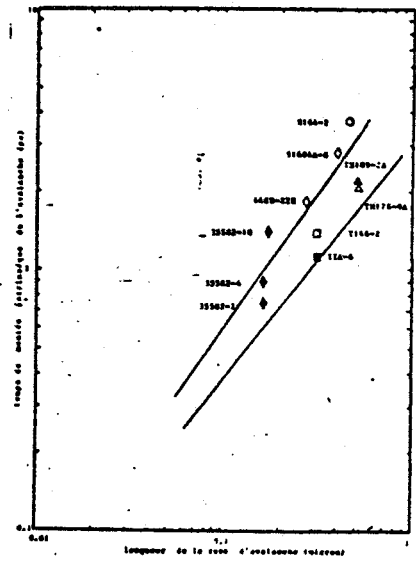
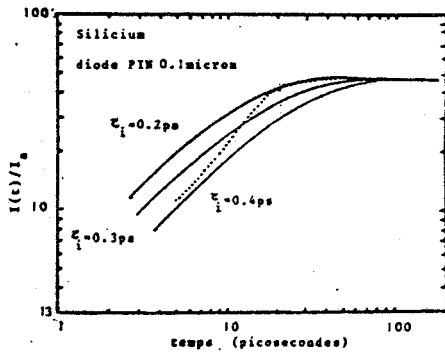
2 influence de l'énergie de seuil d'ionisation dans un composant submicronique



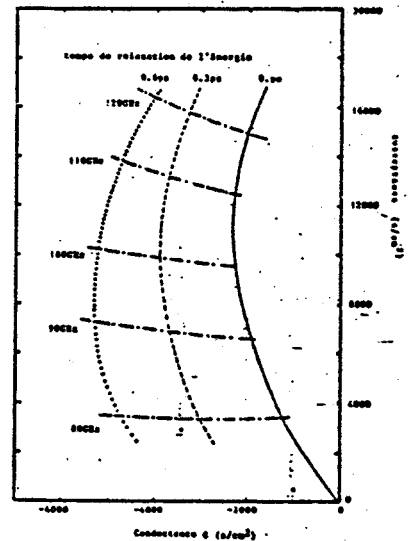
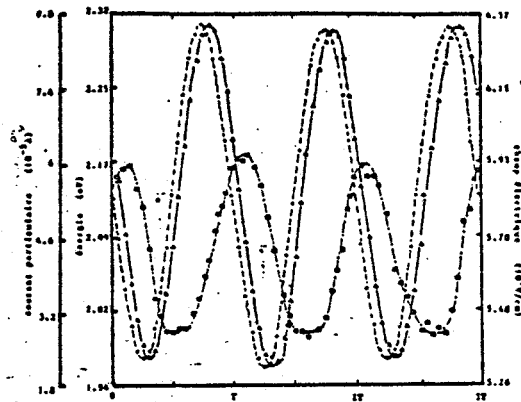
3 Méthode d'étude du bruit de multiplication



4 Caractérisation du temps de montée intrinsèque de l'avalanche



5 Mise en évidence d'un retard à l'émission des porteurs



6 Mise en évidence de sous vitesses dans les structures non confinées

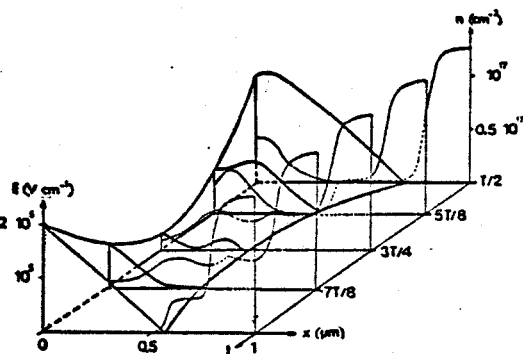


Fig. 5.6 Représentation spatio-temporelle du processus de collection prématurée des porteurs à 100 GHz.

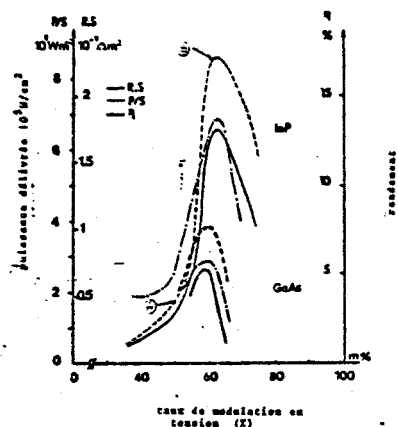


Fig. 5.9 Comparaison des rendements intrinsèques présentés par les diodes InP et GaAs (densité de courant de polarisation: 22000 A/cm²)

surtout intéressante pour les fréquences élevées c'est à dire de l'ordre de 300GHz et d'autre part qu'il convient d'utiliser un matériau tel que le $GaInAs$.

En second lieu, il apparaît que le fonctionnement des structures largement confinées devient de plus en plus difficile au fur et à mesure que la fréquence d'utilisation des composants augmente et il semble illusoire d'espérer utiliser ce type de structure et le "surfing mode" qui lui est associé dans le haut de la gamme des fréquences millimétriques. Toutefois, les modes de fonctionnement hauts rendements type surfing mode que l'on observe dans ces structures sont dans le meilleur des cas utilisables pour des fréquences de l'ordre de 100GHz. Néanmoins, soulignons que dans ce cas les critères de choix d'un matériau sont inverses des précédents et que l'on a intérêt à utiliser un semi-conducteur tel que l' InP , présentant un temps de relaxation de l'énergie le plus faible possible.

Enfin en troisième lieu, il s'avère que l'obtention de puissance entre 100GHz et 300GHz passe par l'utilisation de structures confinées qui utilisent à la fois les effets de retard à l'injection des porteurs et les effets de transit. L'étude effectuée au chapitre IV montre en effet qu'il est souhaitable de confiner suffisamment les structures semi-conductrices afin d'une part que les diodes puissent supporter des taux de modulation importants et d'autre part qu'il soit possible de s'affranchir des phénomènes limitatifs qui interviennent aux valeurs de champ électrique extrêmement élevées.

Les structures semi-conductrices optimales ainsi définies, nous terminerons cette thèse en essayant de dresser un rapide panorama des études prospectives susceptibles d'être abordées à l'aide des méthodes décrites dans ce travail. A l'heure actuelle, deux thèmes de recherche nous semble pouvoir être explorés, sans modification notable, à l'aide du modèle particulière. Le premier concerne la poursuite des études déjà entreprises sur les possibilités de génération à l'état solide au dessus de 100GHz en s'efforçant cependant de recher-

cher des structures nouvelles. Sur ce thème, nous donnerons deux exemples relatifs l'un à l'association de diodes IMPATT en structure monolithique, l'autre aux hétérostructures. Le second thème touche plus particulièrement le domaine de l'optoélectronique. Nous avons vu en effet que la méthode particulière est à même de décrire les propriétés statistiques de la multiplication et qu'elle peut ainsi être appliquée à l'étude des photodiodes à avalanche pour lesquelles les caractéristiques de bruit de fond sont très importantes. Sur ce sujet, nous nous limiterons à l'exemple d'une photodiode à avalanche à hétérostructure multicouches actuellement étudiée aux Bell laboratories par CAPASSO [7][8]

Diodes à avalanche multicouches: L'association de diodes à avalanche est une vieille idée dans la mesure où c'est la solution la plus simple d'augmenter le niveau d'impédance et d'ajouter les puissances. En structure hybride, cette association pose d'énormes problèmes de boîtier et de connectique. En conséquence, il s'avère, beaucoup plus intéressant de mettre en série les composants élémentaires sur une même épitaxie, la structure double drift étant probablement le meilleur exemple de réalisation effective d'un composant qui peut se comparer à l'association de deux diodes . Les progrès réalisés dans l'élaboration d'épitaxies multicouches permettent à présent d'imaginer des structures complexes constituées d'une succession d'un plus grand nombre de zones semi-conductrices. Sur la figure 6.2 nous avons représenté, à titre d'exemple, une structure qui associe des diodes à avalanche à double zone de transit. Nous pouvons tout d'abord noter qu'il existe plusieurs façons de juxtaposer les composants élémentaires et qu'ainsi leur fonctionnement peut s'en trouver profondément modifié. Dans un premier exemple noté (a) nous avons supposé qu'une couche de type n très fortement dopée ou à la limite métallique est intercalée entre chaque diode élémentaire. A cette condition, les diodes interagissent très faiblement, la couche n^{++} ou de métal se comportant comme un "puits infini" pour les électrons et les trous des zones n et p . C'est, de ce fait, un composant classique dans son fonctionnement.

Considérons à présent l'exemple noté (b) et pour lequel les diodes sont accolées directement les unes aux autres. Dans ce cas, les diodes interagissent entre elles puisque des flux d'électrons et de trous ne sont pas collectés aux interfaces situées entre les diodes. Il en résulte que ce composant, qui n'a, à notre connaissance, jamais été proposé, présente un mode de fonctionnement tout à fait nouveau comparé à celui de chaque diode élémentaire, le mécanisme de création paire électron trou se trouvant modifié par l'apport supplémentaire d'électrons et de trous issus des zones semi-conductrices adjacentes.

Il est certain également que ce mode de fonctionnement doit être extrêmement critique compte tenu principalement de la dispersion des paquets de porteurs créés respectivement dans les différentes zones à champ élevé. Néanmoins, nous pensons qu'une telle étude est tout à fait à la portée des méthodes microscopiques développées dans ce travail et que l'on devrait observer d'une part un effet de redressement très marqué de la tension de polarisation dû aux interactions entre les diodes et d'autre part une augmentation de la non linéarité des variations de courant.

Hétérostructure : Un exemple d'hétérostructure à avalanche actuellement réalisée en pratique à partir des matériaux GaI_nAs et I_nP est donné sur la figure 6.2. [3] L'utilisation d'hétérostructure dans la réalisation de composants à avalanche et temps de transit a déjà été proposée dans plusieurs publications [1][2] les études étant effectuées essentiellement aux microondes. Si l'on fait abstraction des difficultés technologiques de réalisation, il est certain que les possibilités des hétérostructures sont multiples puisqu'il est possible de moduler tant les paramètres de création que ceux de transport. Trois "idées" nous paraissent pouvoir être testées de façon relativement exacte à l'aide de notre méthode microscopique.

Il nous semble tout d'abord intéressant de voir dans quelle mesure une réduction très importante de la longueur de génération, qui conduit classiquement à une augmentation des rendements, et qu'il serait possible de réaliser

technologiquement en implantant une couche semi-conductrice de faible épaisseur et de très faible largeur de bande interdite ε_g , se traduise dans la réalité par un processus de multiplication, restreint à la zone semi-conductrice à faible ε_g . Il n'est en effet pas évident a priori que les phénomènes de dynamique non stationnaire et plus précisément les transports d'énergie, qui sont importants dans ce cas, ne délocalisent pas la zone où se produit la multiplication, à l'inverse du but recherché.

Dans une optique tout à fait différente, il est également concevable de par l'utilisation d'hétérostructures de jouer sur les différences de vitesses limites afin d'exalter le courant électronique durant l'alternance négative de la tension hyperfréquence appliquée. On devrait tendre ainsi vers un fonctionnement classe C pour lequel on doit observer une augmentation appréciable du rendement.

Enfin, on peut imaginer, en utilisant différents matériaux semi-conducteurs constituant la zone active, de satisfaire les exigences contradictoires que nous avons mis en évidence précédemment et qui concerne d'une part le mécanisme d'avalanche où l'on recherche un temps de relaxation de l'énergie τ_ε le plus élevé possible et d'autre part le mécanisme de transit où nous avons vu qu'il est préférable que τ_ε soit pratiquement négligeable.

Par ailleurs, il serait tout à fait possible d'étudier les homostructures à modulation de dopage. Il a été en effet proposé à partir de couches très dopées p^+ et n^+ d'épaisseur très faible, la réalisation de crêneau spatial de champ électrique [4] [5] [6]. La présence, dans une structure à avalanche et temps de transit d'un crêneau de champ électrique aurait pour but ici encore de créer un excès de courant électronique lorsque la tension est minimum, obtenue cependant dans ce cas, par une survitesse temporaire des porteurs. Néanmoins, il est maintenant bien connu que ce phénomène de survitesse ne peut être observé que si les porteurs ont des énergies faibles. Cette condition est extrêmement restrictive en ce qui concerne les diodes à avalanche. En effet, nous avons vu,

qu'il est relativement difficile de "refroidir" les porteurs émis par la zone d'avalanche dans des temps aussi brefs que ceux correspondant à la période hyperfréquence. Il apparaît par conséquent que cette solution appliquée aux diodes à avalanche soit relativement compromise par le mécanisme d'émission extrêmement chaud de ce type de composant. Par contre il semble possible d'utiliser cet effet dans des diodes faisant intervenir l'effet tunnel qui produit des électrons de faible énergie.

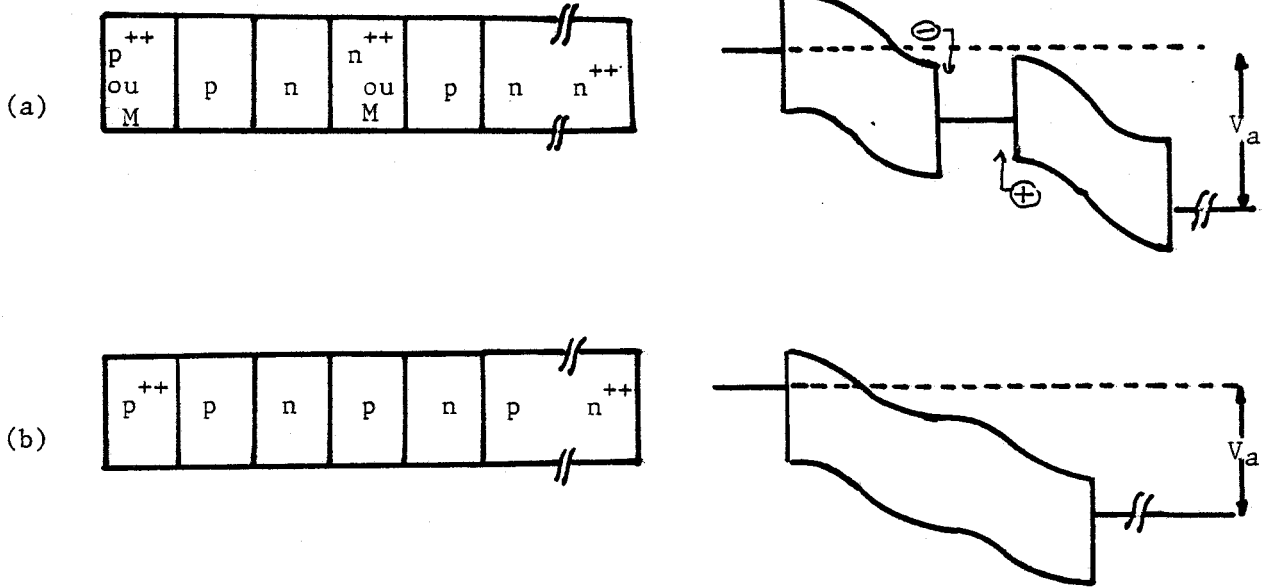
Photodiode à avalanche : Un exemple de composant est donné sur la figure 6.2. Celui-ci est élaboré à partir de deux matériaux notés (A) et (B) de largeur de bande interdite ϵ_g différente. Les transitions entre (A) et (B) sont d'une part graduelles et d'autre part abruptes. Lorsque la diode est polarisée en inverse, on obtient le diagramme de bande montré sur la figure 6.2. Nous constatons que cette structure multicouches présente des discontinuités $\Delta \epsilon_c$ assez marquées au niveau de la bande de conduction comparées à celles de la bande de valence. L'amplitude de ces sauts d'énergie est variable selon les matériaux utilisés. A titre indicatif $\Delta \epsilon_c$ représente 25% de l'énergie de seuil d'ionisation du matériau à faible ϵ_g dans une structure GaAs GaAlAs, cette énergie pouvant être communiquée à un électron lors de son passage à l'interface abrupte entre A et B en direction de la zone fortement dopée de type n.

Les conséquences d'un tel apport d'énergie par les discontinuités de la bande de conduction sont triples.

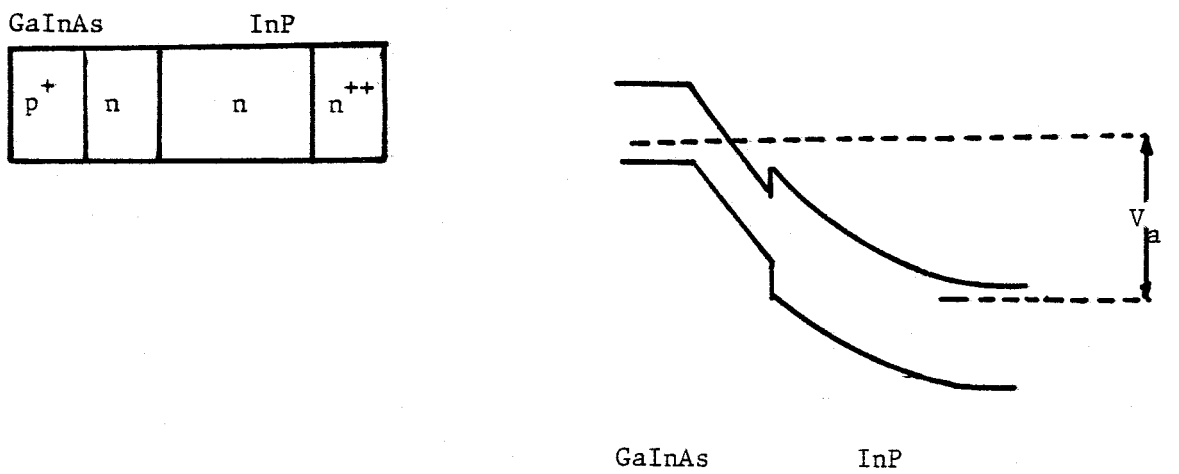
En premier lieu, on peut constater que la tension de polarisation nécessaire à l'obtention du régime de multiplication peut être moindre que dans une homostructure puisqu'une fraction de l'énergie nécessaire à l'ionisation est obtenue non pas par le travail dans le champ électrique mais par les discontinuités de la bande de conduction.

En second lieu, on peut noter que la création de porteurs en excès se fait préférentiellement au voisinage des transitions abruptes entre (A) et (B) où la probabilité pour un porteur d'ioniser est importante. L'ionisation

Diodes à avalanche multicouches



Hétérostructures



Photodiodes à avalanche

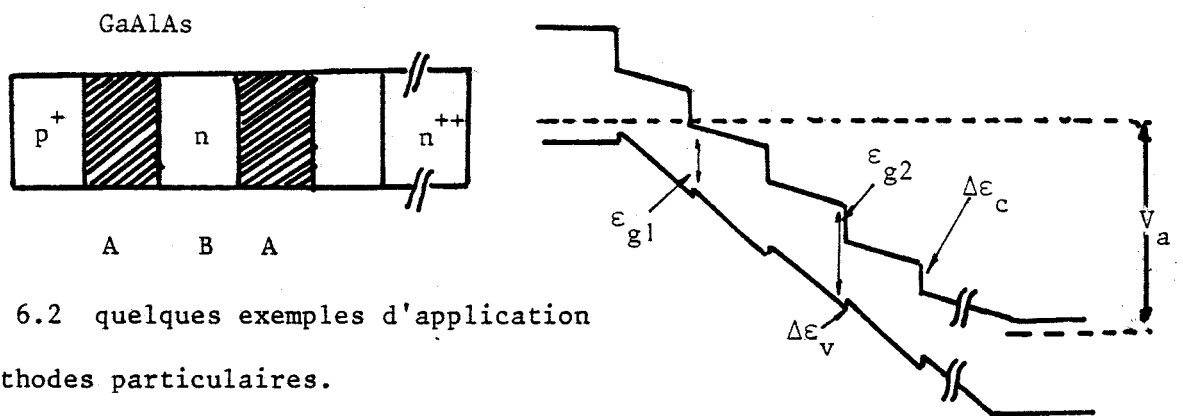


Figure 6.2 quelques exemples d'application des méthodes particulières.

est alors plus déterministe [10] en ce sens qu'elle se produit en des points bien définis de la structure et non aléatoirement dans toute la zone active.

Enfin, en troisième lieu, nous remarquons que seuls les électrons ont la possibilité de bénéficier de ces gains d'énergie supplémentaires et qu'il en résulte un nombre de créations paires électron-trou dû aux électrons plus important que celui dû aux trous. Ce déséquilibre entre les valeurs de α_n et α_p entraîne, nous l'avons vu dans ce travail, une diminution sensible du facteur d'excès de bruit et donc permet de réaliser des photodétecteurs très faible bruit.

Le fonctionnement de ce composant est donc dominé par les effets d'énergie de seuil d'ionisation, le but recherché étant de minimiser le plus possible le bruit d'avalanche en défavorisant par une complication de la structure semi-conductrice un type de porteurs. La méthode microscopique, telle qu'elle a été définie dans cette thèse nous paraît bien adaptée à la simulation de ce composant et ceci principalement pour deux raisons. La première est l'importance que nous avons accordé à l'énergie des porteurs dans le processus de création dont le rôle dans ce type de photodiodes à avalanches est prépondérant.

La seconde raison est que la méthode particulière donne à chaque instant, les positions exactes d'une particule de l'ensemble de la population et qu'il est donc possible en détectant très facilement le passage d'un porteur au niveau des différentes transitions abruptes de répercuter sur leur énergie individuelle les apports $\Delta\varepsilon_c$ et donc de décrire entièrement le fonctionnement du composant.

Il est bien évident que ces quelques exemples d'applications potentielles de la méthode microscopique que nous avons mise au point, ne sont pas limitatifs. Il ne faut pour s'en convaincre que de considérer le formidable essor des technologies de fabrication des composants électroniques qui entraîne la réalisation de microstructures et qui pourront être étudiées à partir des méthodes développées dans ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R.L.KUVAS, A.A.IMMORLICA, B.W.LUDINGTON et F.J.SZALKONSKI
Proc. 6th Biennial Cornell Elect.Eng.Conf., pp.247-256 (1977)
- [2] M.R.NAMORDI, D.W.SHAW et F.DOERBECK
IEEE TRANS.on Electron Devices, vol ED-26, n°7,(1979)
- [3] J.C.DE JAEGER, R.KOZLOWSKI et G.SALMER
IEEE Trans.on Electron Devices, vol ED-30, n°7, (1983)
- [4] J.P.LEBURTON et K.HESS
Workshop on the physics of Submicron Structures, University of Illinois,(1982)
- [5] R.J.TREN, R.SULTAN, M.A.LITTLEJOHN et J.R.HAUSER
Workshop on the physics of Submicron Structures, University of Illinois, (1982)
- [6] E.CONSTANT
Hot Electron transport in Semiconductor chapitre 7, Springer Verlag:
topics in current physic, à paraître
- [7] F.CAPASCO, W.T.TSANG, A.L.HUTCHINSON et G.F.WILLIAMS
Appl.Phys.Lett., 40(1) , 1, (1982)
- [8] G.F.WILLIAMS, F.CAPASSO et W.T.TSANG
IEEE Electron Devices Letters, vol EDL-3, n°3, (1982)
- [9] F.CAPASSO
Communication privée