

50376  
1981  
120

N° d'ordre : 524

50376

1981

120

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES**

par

Marc LEFEBVRE

**TRANSISTOR A AVALANCHE CONTROLEE  
ET TEMPS DE TRANSIT  
C.A.T.T.  
ANALYSE PHYSIQUE  
ET LIMITATIONS FONDAMENTALES**



Soutenue le 3 juillet 1981 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury	M. E. CONSTANT	Président
	M. Y. CROSNIER	Rapporteur
	G. SALMER	Rapporteur
	G. REY	Rapporteur
	J. LEBAILLY	Rapporteur
	G. DELAVAL	Examineur

"Ce qui importe c'est d'aller vers  
et non d'être arrivé, car jamais l'on  
n'arrive nulle part sauf dans la mort"

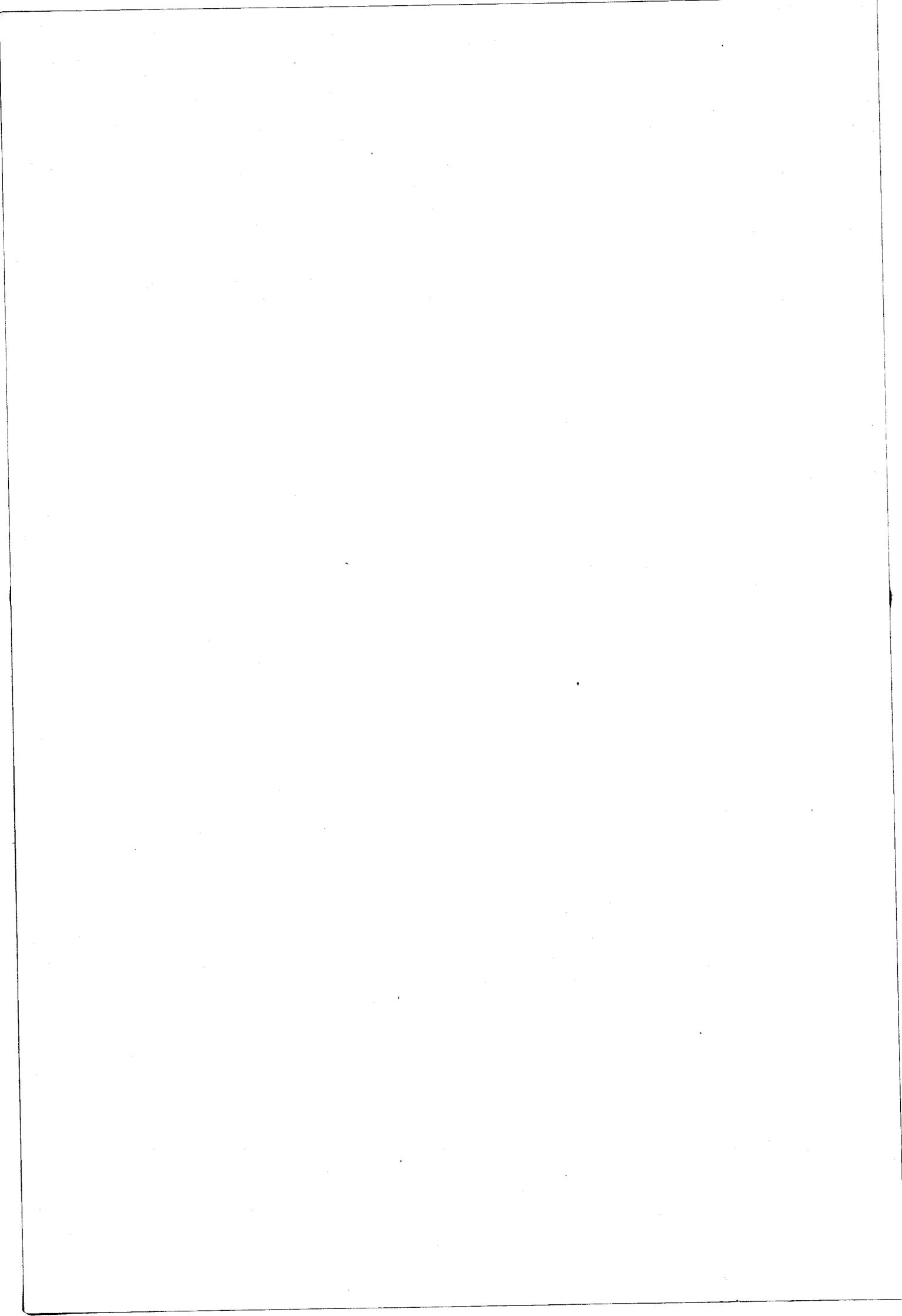
Antoine de Saint Exupéry  
Citadelle

A Danièle

A Claire

A Thérèse

A mes Parents



Ce travail a été effectué au CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS de l'Université des Sciences et Techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur E. CONSTANT.

Je remercie Monsieur le Professeur E. CONSTANT d'avoir accepté de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Je tiens à remercier Messieurs les Professeurs Y. CROSNIER et G. SALMER qui m'ont suivi durant tout ce travail.

Monsieur le Professeur G. REY de l'Université Paul Sabatier de Toulouse et Monsieur J. LEBAILLY de la Radiotechnique Compelec Caen me font l'honneur de juger ce travail, je leur en suis vivement reconnaissant.

Monsieur G. DELAVAL de la Direction des Recherches et Etudes Techniques (D.R.E.T.) me fait le plaisir de participer à mon jury, je l'en remercie.

Je ne saurais oublier l'aide amicale et bienveillante de Mesdames Y. CNUUDE, E. DELOS, M. FARGUE, M.R. FRISCOURT, J. HIVET, L. LAGORCE, J. LECHIEN, D. LEFEBVRE, N. MINETTE, M. ROBILLARD, M. VINDEVOGHEL ;

de Messieurs R. ALLAM, E. ALLAMANDO, J.C. ANDRIES, P. ARMAND, J. BAUDET, F. BLIOT, B. BOITTIAUX, A. CAPPY, B. CARNEZ, A. CASTELAIN,

M. CAUTERMAN, A. CHAPOTON, M. CHIVE, E. CONSTANT, Y. CROSNIER,  
D. DECOSTER, P. DEGAUQUE, J.P. DEHORTER, J.C. DE JAEGER,  
M. DE JAEGER, B. DEMOULIN, A. DERYCKE, P. DESCHEERDER,  
P. DESPLANQUES, I. DOUMBIA, Y. DRUELLE, C. DRUON, J.P. DUBUS,  
B. DUJARDIN, Y. EMPIS, J.J. FABRE, L. FAUCON, R. FAUQUEMBERGUE  
P. FOJCIK, J. FONTAINE, R. GABILLARD, P. GELIN, H. GERARD,  
G. HALKIAS, J.C. JENNEQUIN, P. KENNIS, A. LE BORGNE, A. LEBRUN  
P.M. LEBRUN, J.F. LEGIER, J. LEMAIRE, Y. LEROY, D. LIPPENS,  
F. LOUAGE, A. MAMOUNI, P. MICHON, J.P. PARNEIX, J. PAUQUET,  
R. PERICHON, D. PERROT, E. PLAYEZ, G. PLUQUET, B. POURPRIX,  
J. PRIBETICH, L. RACZY, A. RISBOURG, P.A. ROLLAND, G. SALMER,  
P. TABOURIER, Y. TINEL, S. TOUTAIN, J. VANBREMEERSCH,  
D. VANDERMOERE, J.C. VAN DE VELDE, A. VANOVERSCHELDE,  
J.L. VATERKOWSKI, J. VINDEVOGHEL, J.M. WACRENIER, F. WATTRELOT  
R. WROBLEWSKI, R. YAQUINE, A. ZEDDAM ;

*du Personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information  
et du Personnel de l'Ecole Universitaire des Ingénieurs de Lille.*

*Qu'ils sachent que j'ai toujours apprécié leurs compétences,  
estimé leurs conseils et leurs critiques et pris plaisir à discuter et  
travailler avec eux.*

*A Toutes et à Tous, j'exprime ma plus profonde gratitude.*

*Ce travail a été effectué en étroite collaboration avec  
la Radiotechnique Compelec Caen. Je remercie Messieurs M. BONIS, B. FUMEE  
et P. PARIS pour l'aide apportée et les composants réalisés.*

*Cette étude a bénéficié du soutien de la Direction des  
Recherches et Etudes Techniques.*

## SOMMAIRE

---

---

INTRODUCTION.....	1
BIBLIOGRAPHIE.....	5
<u>CHAPITRE I</u> - PRINCIPES DE BASE ET INTÉRÊT POTENTIEL DU TRANSISTOR À TEMPS DE TRANSIT ET AVALAN- CHE CONTRÔLÉE.....	6
I.1. RAPPEL DES IDEES AYANT PRECEDE LA REALISATION DU C.A.T.T.....	6
I.2. ETUDE THEORIQUE PRELIMINAIRE : DIODE A.T.T. AVEC UN COURANT INJECTE.....	10
I.2.1. Modélisation et étude numérique de la diode A.T.T. avec un courant injecté.....	11
I.2.2. Performances théoriques en puissance.....	14
I.2.2.1. Caractéristiques de la diode A.T.T. haut rendement utilisée.....	14
I.2.2.2. Evolution du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée et de la fréquence.....	14
I.2.2.3. Analyse systématique des possibilités de la diode A.T.T. type Hi Lo avec courant d'injec- tion.....	15
I.2.2.4. Analyse du comportement d'une diode PIN avec courant d'injection.....	19
I.2.2.5. Conclusion.....	21

I.3. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX : CARACTERISATION EN REGIME D'AVALANCHE CONTROLEE DE TRANSISTORS RTC 3 000 EN STATIQUE ET EN PETITS SIGNAUX.....	22
I.3.1. Caractéristiques du transistor étudié.....	23
I.3.2. Influence de la multiplication des porteurs par avalanche sur les caractéristiques statiques.....	23
I.3.2.1. Méthode de mesures - Résultats expérimentaux	23
I.3.2.2. Interprétation des mesures.....	24
I.3.3. Influence de la multiplication des porteurs par avalanche sur les caractéristiques dynamiques hyper- fréquences.....	26
I.3.3.1. Méthode de mesures et résultats.....	27
I.3.3.2. Interprétation des mesures.....	28
I.3.4. Conclusion.....	29
I.4. CONCLUSION GENERALE.....	29
BIBLIOGRAPHIE.....	31
<u>CHAPITRE II</u> - PROBLÈMES FONDAMENTAUX DU C.A.T.T. EN RÉGIME STATIQUE.....	34
II.1. DEFINITION DE LA STRUCTURE COLLECTEUR BASE OPTIMALE.....	35

II.1.1. Matériau employé dans la réalisation du C.A.T.T....	36
II.1.2. Effets du profil de dopage du collecteur et du courant émetteur sur la multiplication.....	41
II.1.2.1. Equations régissant le fonctionnement statique de la jonction collecteur base - Calcul des caractéristiques $I_c = f(V_{CB})..$	42
II.1.2.2. Caractéristiques statiques théoriques des diodes $P^+N^+NN^+$ et PIN.....	46
II.1.2.3. Taux de multiplication théorique des diodes $P^+N^+NN^+$ et PIN.....	51
II.1.3. Influence de la longueur de la zone de faible dopage.....	52
II.1.4. Influence de la dose d'impuretés dans la zone $N^+...$	53
II.1.5. Conclusion de l'étude théorique.....	53
II.1.6. Etude expérimentale de la multiplication dans les transistors C.A.T.T.....	54
II.2. PROBLEMES LIES A LA BASE.....	58
II.2.1. Situation du problème.....	59
II.2.2. Retour des trous sur l'émetteur.....	59
II.2.3. Analyse du phénomène de focalisation.....	61
II.2.3.1. Rappel sur la focalisation.....	61
II.2.3.2. Corrélation focalisation multiplication..	63
II.2.4. Simulation numérique des effets de la focalisation et de la réaction de charge d'espace.....	65

II.2.4.1. Modèle et équations utilisés.....	66
II.2.4.1.1. Principe et validité du modèle.....	66
II.2.4.1.2. Formulation des effets liés à la base.....	67
II.2.4.1.3. Formulation de la réaction de de charge d'espace dans le collecteur.....	69
II.2.4.1.4. Résolution numérique des équations.....	74
II.2.4.2. Résultats.....	76
II.3. CONCLUSION.....	79
BIBLIOGRAPHIE.....	81
<u>CHAPITRE III - ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T.</u> EN HAUTE FRÉQUENCE.....	85
III.1. INTRODUCTION.....	85
III.2. DESCRIPTION DU MODELE DU C.A.T.T. EN HAUTE FREQUENCE.....	89
III.2.1. Schéma électrique équivalent du C.A.T.T. en régime dynamique.....	89
III.2.2. Equations mathématiques du modèle.....	90
III.2.3. Formulation des variations spatiale et temporelle de la multiplication par ionisation.....	92

III.2.4.	Formulation de la réaction de la charge d'espace dans la zone désertée de collecteur.....	97
III.2.5.	Formulation du courant extérieur de collecteur...	99
III.2.6.	Comparaison avec le modèle de YU.....	102
III.3.	ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T. EN REGIME DE FAIBLE INJECTION.....	104
III.3.1.	Résolution numérique des équations régissant le fonctionnement du C.A.T.T.....	105
III.3.1.1.	Equations fondamentales du C.A.T.T....	105
III.3.1.2.	Algorithme de calcul.....	108
III.3.1.3.	Organigramme du calcul.....	110
III.3.2.	Analyse physique du fonctionnement en classe C...	111
III.3.2.1.	Influence du déphasage.....	112
III.3.2.2.	Influence de l'excursion de la tension collecteur base.....	113
III.3.2.3.	Influence de l'excursion de la tension émetteur base.....	115
III.3.2.4.	Influence de la multiplication sur la puissance de sortie.....	116
III.4.	EFFET DE TRAINAGE DANS LES C.A.T.T. - PHENOMENES LIES A LA DEFOCALISATION ET A LA REACTION DE CHARGE D'ESPACE.....	117
III.5.	ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T. EN REGIME DE FORTE INJECTION.....	120

III.5.1. Expression de la résistance de base $R_b$ , de la capacité de diffusion émetteur base C et du courant d'émetteur $J_E$ en fonction de l'injection.	121
III.5.1.1. Résolution de l'équation différentielle régissant l'évolution de la tension base émetteur.....	121
III.5.1.2. Formulation de $R_b$ , C, $J_E$ en fonction du niveau de l'injection.....	122
III.5.1.3. Evolution de $R_b$ , C, $J_E$ en fonction du niveau de l'injection.....	127
III.5.2. Résultats significatifs.....	127
III.6. CONCLUSION.....	128
BIBLIOGRAPHIE.....	131

## CHAPITRE IV - ÉTUDE EXPERIMENTALE DU TRANSISTOR À AVALANCHE CONTROLEE ET À TEMPS DE TRANSIT.....

IV.1. REALISATION PRATIQUE DU TRANSISTOR A AVALANCHE CONTROLEE ET A TEMPS DE TRANSIT.....	134
IV.1.1. Rappel sur la technologie du transistor bipolaire microonde - Possibilité de réalisation du C.A.T.T..	135
IV.1.2. Problèmes liés à la réalisation du C.A.T.T. - Solutions apportées.....	137

IV.1.2.1. Profil du collecteur.....	137
IV.1.2.1.1. Structure Lo Hi Lo.....	137
IV.1.2.1.2. Structure Hi Lo.....	139
IV.1.2.1.3. Vérification expérimentale des profils réalisés.....	140
IV.1.2.2. Problèmes posés par l'avalanche non contrôlée.....	140
IV.1.2.3. Problème de l'uniformité de l'avalanche dans la diode base collecteur.....	142
IV.1.3. Description de la structure C.A.T.T. réalisée avec le masque LVS.....	144
IV.1.3.1. Caractéristiques de la topologie LVS.....	144
IV.1.3.2. Elaboration de la structure C.A.T.T.....	145
IV.1.3.3. Réalisation d'une structure plus dense....	147
IV.1.4. Conclusion : échantillons réalisés et étudiés.....	148
IV.2. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AMPLIFICATION HF EN REGIME CLASSE C DU C.A.T.T.....	150
IV.2.1. Description de la méthode de mesures de la puissance et du taux de multiplication moyen.....	150
IV.2.1.1. Principes généraux de la mesure.....	151
IV.2.1.2. Méthode de mesure.....	151

IV.2.1.2.1. Polarisation du C.A.T.T. en régime classe C.....	152
IV.2.1.2.2. Effets thermiques liés à l'échauffement du transistor.	154
IV.2.1.2.3. Description sommaire du dispositif utilisé.....	154
IV.2.2. Résultats expérimentaux en régime de fonctionnement H.F. classe C.....	156
IV.2.2.1. Comportement du taux de multiplication en fonction de la puissance d'entrée et de la tension de polarisation collecteur base.....	157
IV.2.2.2. Performances comparées des différents échantillons en fonction du dopage de la zone Hi.....	159
IV.2.2.3. Influence de la largeur des doigts d'émetteur sur les performances.....	161
IV.2.2.4. Comportement en fréquence.....	162
IV.3. CONCLUSION.....	162
BIBLIOGRAPHIE.....	165
<u>CHAPITRE V</u> - AMÉLIORATION DES PERFORMANCES DU C.A.T.T. ET COMPARAISON AVEC LE TRANSISTOR BIPOLAIRE.....	166

V.1. RECHERCHE DE L'OPTIMALISATION DU C.A.T.T.....	167
V.1.1. Optimalisation de la longueur de la zone de transit du C.A.T.T.....	167
V.1.2. Influence de la résistivité de base sur la multi- plication.....	172
V.1.3. Influence de la polarisation collecteur base.....	175
V.1.4. Conclusion.....	177
V.2. COMPARAISON ENTRE LE C.A.T.T. ET LE TRANSISTOR BIPOLAIRE....	177
V.2.1. Jonction émetteur base.....	177
V.2.2. Région base.....	178
V.2.3. Région collecteur.....	180
V.2.4. Conclusion.....	181
V.3. EFFET KIRK ET PHENOMENE DE CLAQUAGE DANS LES C.A.T.T.....	182
V.3.1. Effet Kirk.....	182
V.3.2. Claquage dans le zone collecteur.....	186
V.4. CONCLUSION.....	187
BIBLIOGRAPHIE.....	190
CONCLUSION.....	191
BIBLIOGRAPHIE.....	195

ANNEXES

## INTRODUCTION

Des recherches portant sur de nouveaux composants à trois électrodes utilisant les effets de la multiplication par avalanche des porteurs libres et de leur temps de transit ont été entreprises ces dernières années dans plusieurs laboratoires universitaires et industriels étrangers.

C'est à CARROLL [1, 2] de l'Université de Cambridge en Angleterre, que l'on doit le premier exposé synthétique sur ce type de composants et à YU, TANTRAPORN et ESHBACH [3, 4, 5] de la General Electric que l'on doit les premières études expérimentales sur un prototype intitulé "Controlled Avalanche Transit Time Transistor" (C.A.T.T.) c'est-à-dire Transistor à temps de transit et à avalanche contrôlée".

Au début de cette étude, les questions qui se posaient alors étaient essentiellement de deux types :

- un tel dispositif était-il pratiquement réalisable et utilisable en hyperfréquence ?
- avec ce dispositif pouvait-on espérer des performances très supérieures à celles du transistor bipolaire, pour une complexité technologique équivalente, ou simplement des performances similaires ?

Compte tenu des travaux théoriques et expérimentaux effectués par YU et son équipe, il pouvait apparaître relativement facile de répondre à ces questions. En fait, nos propres études ont montré que ces travaux antérieurs comportaient un certain nombre d'insuffisances importantes et ne permettaient pas une interprétation satisfaisante de l'ensemble des phénomènes observés.

La partie principale de notre travail a donc consisté à accéder à une meilleure compréhension des mécanismes de fonctionnement du C.A.T.T. et à essayer de cerner ses limites potentielles.

Cette étude, nécessitant une imbrication très étroite entre théorie et expérience, a pu être menée à bien grâce à une collaboration très suivie avec le Laboratoire de Développement Avancé de la Radiotechnique Compélec de Caen qui a réalisé les composants nécessaires à cette recherche. Des discussions particulièrement fructueuses ont été poursuivies parallèlement avec l'équipe du Professeur REY du L.A.A.S. de Toulouse.

Dans un premier chapitre, après avoir rappelé le principe fondamental du fonctionnement du C.A.T.T. et ses caractéristiques principales, nous donnons les résultats d'une première étude théorique basée sur notre connaissance du fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit (diodes A.T.T.). Nous montrons, sur le plan théorique, la possibilité de réaliser un dispositif à avalanche commandable par une troisième électrode et nous précisons son intérêt comparé à celui de la diode A.T.T.. Nous présentons ensuite quelques résultats expérimentaux préliminaires obtenus sur des transistors bipolaires microondes classiques. Cette première approche ayant montré l'intérêt potentiel de l'utilisation du phénomène d'avalanche contrôlée dans les transistors, il était alors possible d'envisager la réalisation de dispositifs spécifiques.

Le chapitre II aborde les problèmes fondamentaux du C.A.T.T. en régime statique. Nous y examinons le problème posé par l'obtention dans la diode collecteur base, considérée seule, d'une multiplication intéressante du courant injecté. Ceci nous conduit à exposer les influences respectives du matériau, du profil de concentration des impuretés et des porteurs injectés. Puis, introduisant le rôle de la base, nous prenons en compte les problèmes posés par le retour des porteurs ionisés provenant de la zone d'avalanche et nous montrons, par une simulation numérique, l'interaction et le caractère limitatif des phénomènes de réaction de charge d'espace dans le collecteur et de focalisation du courant d'émetteur. Ce chapitre nous amène à une conclusion peu encourageante en ce qui concerne les possibilités du C.A.T.T. en régime statique et en régime dynamique classe A.

Le chapitre III a pour objet essentiel d'étudier le fonctionnement du C.A.T.T. en classe C en hyperfréquence. Nous recherchons si les limitations rencontrées en régime statique et en basse fréquence se trouvent repoussées du fait de l'intervention d'effets propres aux hautes fréquences. Dans ce but, nous reprendrons le modèle décrit au chapitre précédent en y ajoutant la dépendance temporelle, l'effet de ligne à retard de la base et l'effet de transit dans le collecteur. En dernier lieu, nous complétons notre modèle en prenant en compte les effets de la haute injection dans la base.

Le chapitre IV est consacré à l'étude expérimentale des C.A.T.T.. Après avoir décrit la progression technologique des différentes séries d'échantillons réalisées par la R.T.C. Caen, nous présentons la méthode de caractérisation en puissance et les résultats expérimentaux obtenus. Nous interprétons ces résultats à l'aide de la théorie décrite dans les chapitres précédents et nous montrons les avantages que peuvent apporter les C.A.T.T. dans la production de puissance.

Le dernier chapitre comporte une discussion de l'influence des paramètres technologiques sur les performances du C.A.T.T. et une étude comparative par rapport au transistor bipolaire. Nous envisagerons aussi les retombées possibles de cette étude relativement à l'optimisation du transistor bipolaire.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

=====

- [1] CARROLL J.E.  
*"The Third terminal in microwave devices"*  
Proceedings of European solid state device research conference,  
Nottingham, 1974.
- [2] WINSTANLEY A.M., CARROLL J.E.  
*"Transistor improvements using an impatt collector"*  
Electron. Lett.; Vol. 10, n° 24, Nov. 74.
- [3] YU S.P., CADY W.R., TANTRAPORN W.  
*"A new three terminal microwave power amplifier device"*  
Research conf. (UCSBCA), June 74  
I.E.E.E. Trans. ED 21, n° 11, Nov. 74
- [4] YU S.P., CADY W.R., ESHBACH J.R., TANTRAPORN W.  
*"Hot hole effects and experimental results on the controlled  
avalanche transit time triode at S band"*  
I.E.E.E. Trans. ED 22, n° 11, Nov. 75
- [5] YU S.P., TANTRAPORN W., ESHBACH J.R.  
*"An S band Catt"*  
5th biennial conference on active semiconductor devices, Cornell  
University, 1975.

## CHAPITRE I

### PRINCIPES DE BASE ET INTERET POTENTIEL DU TRANSISTOR A TEMPS DE TRANSIT ET AVALANCHE CONTROLEE

Dans ce chapitre, nous commençons par rappeler les idées initiales qui ont conduit à l'étude de dispositifs tripôles utilisant l'avalanche et nous exposons les avantages potentiels escomptés. Ensuite, nous présentons la première approche théorique qui nous a permis d'envisager la réalisation d'un dispositif à avalanche commandable par une troisième électrode. Nous terminerons par l'exposé des résultats expérimentaux préliminaires obtenus sur des transistors hyperfréquence de puissance que nous avons poussés jusqu'à un fonctionnement en régime d'avalanche.

#### I.1. RAPPEL DES IDÉES AYANT PRÉCÉDÉ LA RÉALISATION DU C.A.T.T.

L'idée de commander une structure de type diode à avalanche par une troisième électrode a été proposée presque simultanément en 1974

par CARROLL [1, 2] de l'Université de Cambridge d'une part, et YU [3] de la General Electric d'autre part.

L'idée originale de CARROLL est d'envisager la possibilité de commander l'évolution temporelle du courant injecté (courant dit habituellement de saturation) dans la zone d'avalanche d'une diode A.T.T. [1]. Pour réaliser cette commande, il propose l'utilisation de la jonction émetteur base d'un transistor bipolaire. La zone désertée du collecteur va constituer la zone d'avalanche et de transit de la diode A.T.T.. Le courant injecté dans la zone d'avalanche est donc dans ce cas celui de la jonction émetteur base qui est commandable par la tension aux bornes de cette jonction. Dans cet article présentant la question, CARROLL développe une analyse théorique personnelle basée en particulier sur l'influence d'un courant injecté dépendant du temps sur le comportement d'une diode A.T.T.. Il a aussi résumé les travaux effectués par d'autres auteurs.

CARROLL distinguait trois modes de fonctionnement possibles :

- le mode de multiplication où seul intervient l'effet de multiplication ;
- le mode à conductance négative (IMPISTOR) où les effets de multiplication et de temps de transit interviennent conjointement ;
- le mode pulsé (ou CARITT) où le fonctionnement est analogue au mode TRAPATT des diodes à avalanche ; le déclenchement étant effectué par une impulsion du courant émetteur [4].

Nous devons signaler que dans ces trois modes de fonctionnement, le dispositif est supposé fonctionner en permanence en régime d'avalanche, avec des taux de multiplication élevés.

En même temps, les premiers résultats expérimentaux encourageant étaient obtenus par YU et son équipe [3] avec une structure transistor fonctionnant à 1 GHz.

L'idée fondamentale de ces auteurs, bien qu'assez voisine de celle de CARROLL avait une origine relativement différente. Elle consistait à utiliser la zone désertée de la jonction collecteur base en régime de multiplication afin de multiplier le courant provenant de la jonction émetteur base. La multiplication devait avoir pour avantage d'obtenir tout à la fois des performances en puissance et en fréquence supérieures. La multiplication résultant de l'ionisation provoquée par les porteurs mobiles au cours de leur transit dans une zone à champ électrique élevé s'effectue en effet en un temps voisin du temps de transit et peut donc être considéré comme quasi instantanée jusqu'à des fréquences largement supérieures à la bande X. En conséquence, la multiplication devait permettre de compenser la diminution, en fonction de la fréquence, du facteur de transport  $\alpha$  du transistor. Contrairement à CARROLL, ces auteurs n'envisageaient nullement la possibilité de taux de multiplication très grands avec un régime proche du régime d'avalanche.

Comme on peut le constater, les deux démarches de CARROLL et de YU étaient fondamentalement différentes. Nous avons entrepris de les approfondir successivement, d'en discuter les points essentiels et de proposer des conceptions nouvelles. Compte tenu des travaux

antérieurs effectués sur les diodes A.T.T., nous nous sommes préoccupés dans un premier temps des idées émises par CARROLL. Signalons qu'a priori ce dispositif paraissait présenter un avantage décisif par rapport à la diode A.T.T.. Il devait nous permettre de disposer d'une possibilité de réglage du déphasage du courant injecté par rapport à la tension aux bornes de la jonction en avalanche, avantage procurant la possibilité d'agir sur le rendement et, peut-être, d'approcher le rendement optimum idéal (théoriquement 100 %) des transistors en classe C, rendement supérieur à celui des diodes à avalanche (théoriquement 60 %) [5].

Remarquons que si la distinction faite par CARROLL entre ces différents modes de fonctionnement est justifiée en ce qui concerne le mode pulsé, elle l'est beaucoup moins en ce qui concerne le mode de multiplication et le mode à conductance négative. Il est en effet difficile de séparer complètement effet de multiplication et effet de transit, surtout dans le cas d'un collecteur de transistor où la longueur de la zone désertée est nécessairement importante si l'on veut réduire la valeur de la capacité collecteur base. De plus, l'idée fondamentale de CARROLL d'espérer améliorer les performances du dispositif grâce à l'utilisation de la résistance négative liée aux effets de transit nous paraît méconnaître la nature même d'un dispositif tripole ; un tel dispositif fonctionnant en régime commandé par l'entrée, présente nécessairement une résistance équivalente négative.

Un autre point important n'a pas été évoqué par CARROLL : est-il effectivement possible d'obtenir un effet de commande par la troisième électrode dans un tel dispositif ? En d'autres termes, l'avalanche non contrôlée liée à la valeur de la tension aux bornes de

la jonction collecteur base, comme dans les diodes à avalanche, ne risque-t-elle pas de masquer l'effet de commande du courant de sortie que l'on désire obtenir par la troisième électrode ? Ce problème nous semblait essentiel et c'est la raison pour laquelle nous l'avons abordé dans l'étude préliminaire, tant théorique qu'expérimentale.

## I.2. ÉTUDE THÉORIQUE PRELIMINAIRE : DIODE A.T.T. AVEC UN COURANT INJECTÉ

Le laboratoire du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs travaillant depuis de nombreuses années sur les dipôles actifs fonctionnant en hyperfréquences, il nous a semblé plus facile d'utiliser, dans une première approche, nos connaissances sur le fonctionnement et les performances de ces dispositifs pour aborder l'étude du transistor à avalanche contrôlée.

Pour simuler en première approximation le transistor à avalanche contrôlée et à temps de transit, nous avons entrepris l'étude dynamique de l'influence d'un courant d'injection de type thermoionique sur le comportement d'une diode à avalanche à l'Arseniure de Gallium présentant en bande X le rendement maximum pour ce type de dispositif [6].

I.2.1. MODELISATION ET ETUDE NUMERIQUE DE LA DIODE A.T.T. AVEC  
UN COURANT INJECTE

Comme dans la plupart des études faites sur les diodes A.T.T., nous avons utilisé le modèle unidimensionnel comportant deux zones à caractéristiques différentes (Fig. 1) :

- une zone d'avalanche de longueur  $\delta$  où le champ électrique est suffisamment élevé pour produire une ionisation par choc.
- une zone de transit de longueur  $W-\delta$  où il n'y a aucune ionisation et où il n'existe que le transit des porteurs libres, ici des électrons.

Les dimensions de ces deux zones sont déterminées à partir d'un programme numérique donnant la caractéristique statique inverse  $I(V)$  et la résistance de charge d'espace [7]. Cette division de la diode en deux parties bien distinctes a l'avantage d'en simplifier l'étude sans en modifier les propriétés essentielles et d'être d'un coût moins élevé dans le cas d'un traitement numérique. Plusieurs auteurs ont précédemment montré sa validité [8].

L'étude dynamique haute fréquence de la diode A.T.T. en présence d'un courant injecté a été entreprise à partir d'une simulation numérique conçue spécialement et traitant successivement la zone d'avalanche et la zone de transit [9].

\* La première partie de ce programme traite la zone d'avalanche, soit à partir de l'équation de READ [5] pour les matériaux dont les taux d'ionisation sont les mêmes pour les électrons et les trous, soit à partir de l'équation de LEE [10] dans le cas où les taux d'ionisation sont différents. Rappelons que ces équations reposent sur les approximations suivantes qui sont généralement vérifiées pour les composants auxquels nous nous intéressons [8] :

- le courant de conduction est très inférieur au courant de déplacement.

Dans ces conditions, on peut admettre que la composante variable du champ électrique est uniforme et négliger la réaction de charge d'espace ;

- le temps de transit est négligeable. Il en résulte que le courant de conduction est uniforme.

A ce programme utilisé pour l'étude des diodes A.T.T. à haut rendement, nous avons ajouté un paramètre supplémentaire : le courant de saturation. Cette modification nous a permis d'étudier l'effet de différents types de courant d'injection pouvant exister dans une diode : courant de saturation [11], courant tunnel [12], courant d'ionisation dans la zone de transit [9]. Pour la simulation du C.A.T.T., nous avons introduit un courant d'injection  $I_i(t)$  de type thermoionique

$$I_i(t) = I_{is} \exp\left(\frac{V_i(t)}{U_T}\right)$$

où  $U_T$  est le potentiel thermodynamique et  $V_i(t) = V_{iM} \sin(\omega t + \varphi)$  ;

$\varphi$  étant le déphasage de la tension  $V_i$  par rapport au champ électrique  $E(t)$  dans la diode..

\* La deuxième partie traite la zone de transit à partir des équations de Poisson et de continuité du courant en ne considérant qu'un seul type de porteurs ; la liaison entre la zone de transit et la zone d'avalanche s'effectue en considérant la continuité du courant et du champ électrique à leur séparation. La modulation de longueur, la dépendance vis à vis du champ électrique de la vitesse des porteurs ainsi que du coefficient de diffusion sont prises en compte ; la seule hypothèse simplificatrice a trait au caractère unidimensionnel de la diode.

La description du programme ainsi que la méthode de calcul seront développées dans l'annexe I.

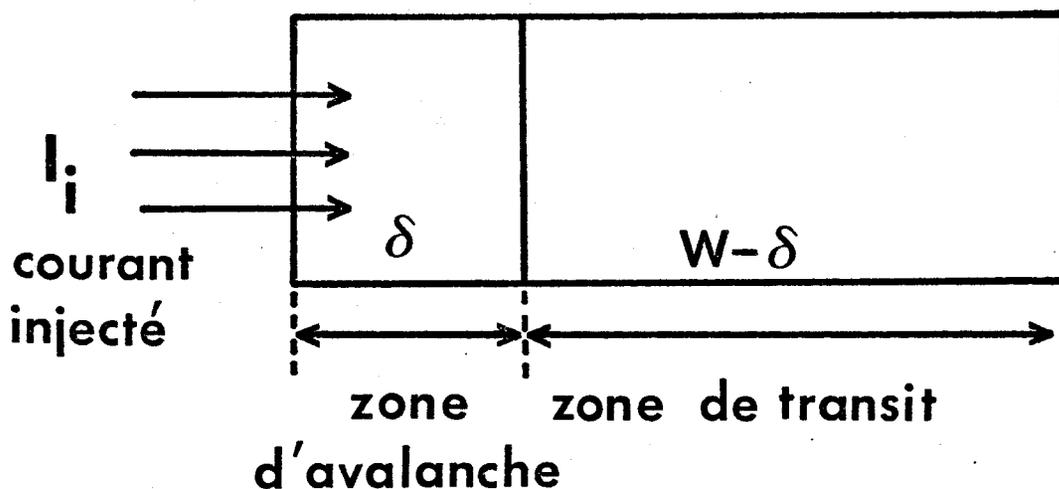


FIGURE 1 : Diode A.T.T. avec un courant d'injection  $I_i$ .

## I.2.2. PERFORMANCES THEORIQUES EN PUISSANCE

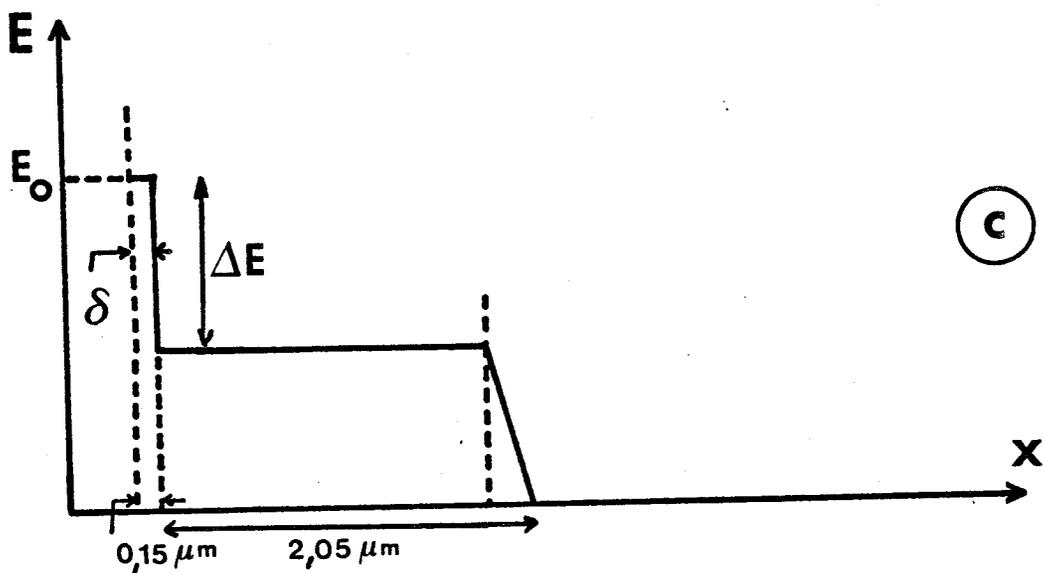
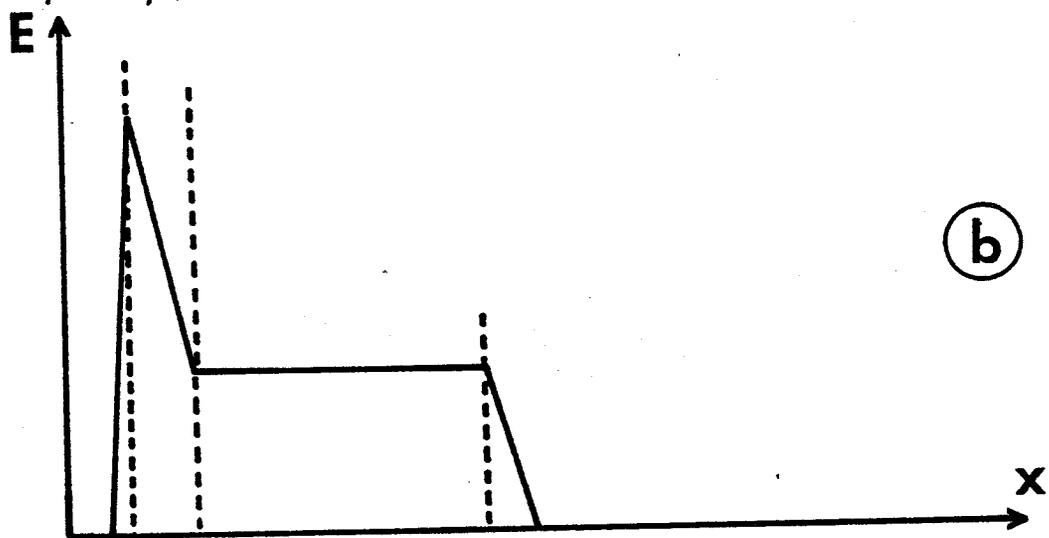
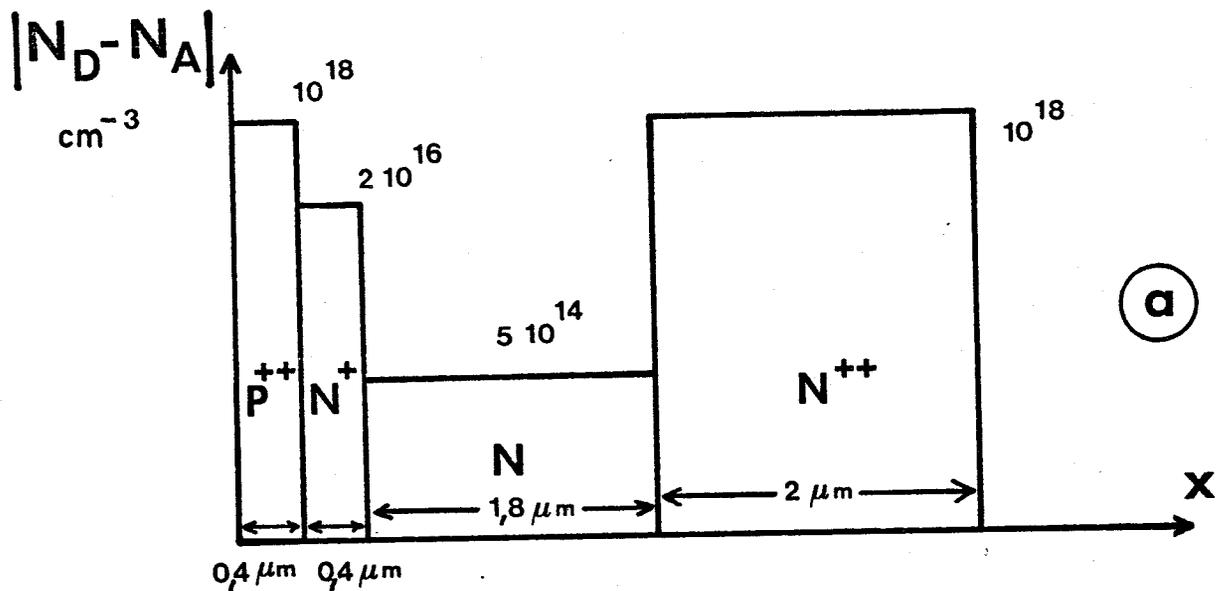
### I.2.2.1. Caractéristiques de la diode A.T.T. haut rendement utilisée

C'est une diode  $P^+ N^+ NN^{++}$ , appelé diode "Hilo" dont le profil de dopage et les dimensions sont représentées sur la figure 2a. A ce profil de dopage correspond en l'absence de porteurs mobiles, le profil de champ électrique statique, schématiquement représenté sur la figure 2b. Dans le modèle étudié, on utilise en fait un profil de champ équivalent, donné par la figure 2c, dont les paramètres  $\delta$ ,  $W-\delta$ ,  $E_0$  et  $\Delta E$  sont ajustés de manière à obtenir une caractéristique statique  $I(V)$  très proche de celle donnée par le profil de la figure 2b.

### I.2.2.2. Evolution du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée et de la fréquence

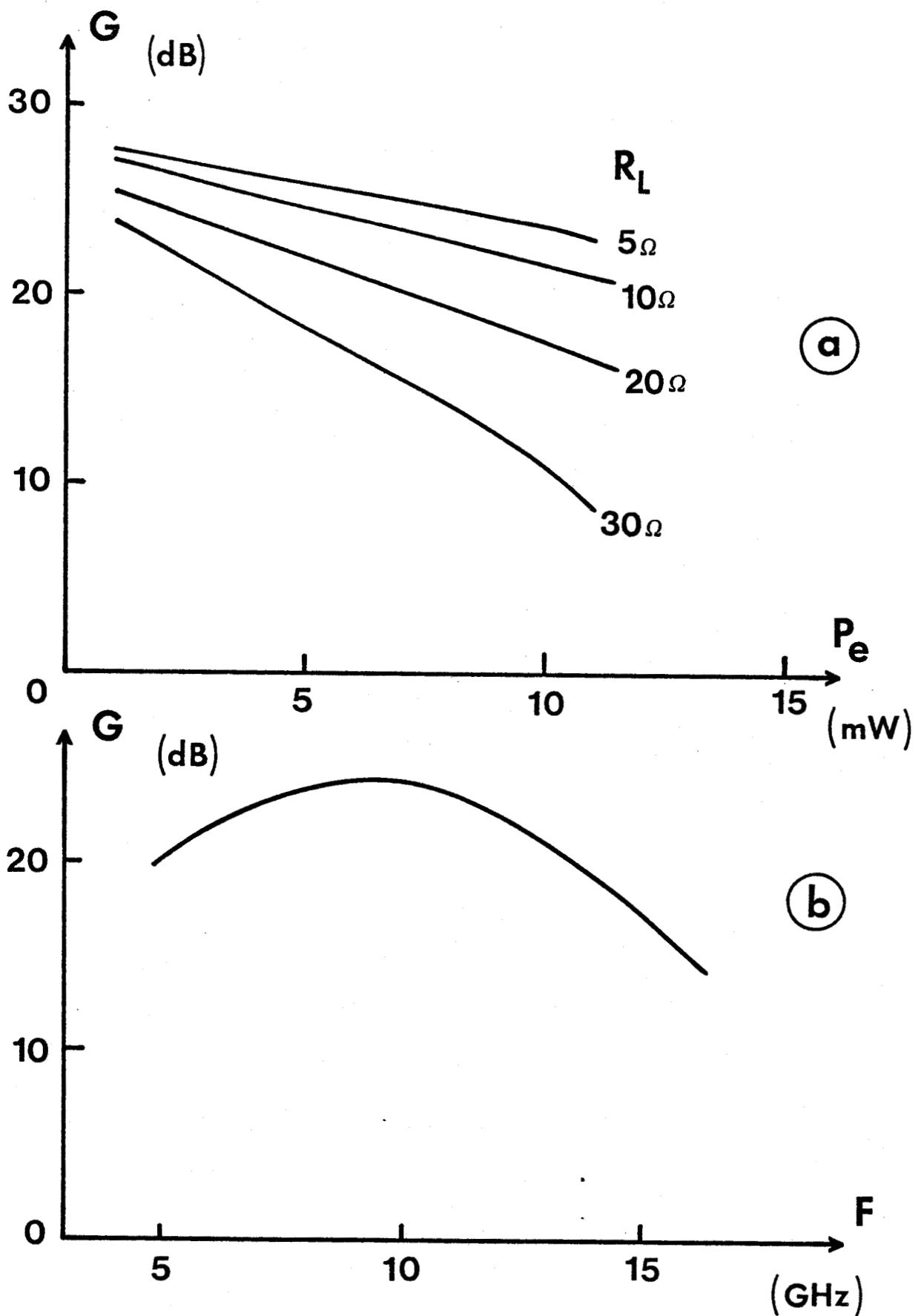
Les figures 3a et 3b montrent, d'une part, la variation du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée pour différentes résistances de charge  $R_L$ , d'autre part, l'évolution de ce même gain en fonction de la fréquence pour une puissance d'entrée constante. Ces résultats ont été obtenus dans les conditions suivantes : un facteur de multiplication moyen égal à 10 [13] et une densité de courant de polarisation de 1 250 A/cm<sup>2</sup>.

Sur ces courbes nous pouvons remarquer les valeurs très élevées du gain, entre 10 et 20 dB, alors qu'ils sont de l'ordre de 4 dB pour les amplificateurs à diode A.T.T. [14], leur faible variation en fonction de la puissance d'entrée pour les faibles valeurs de  $R_L$



BNS  
LILLE

FIGURE 2 : Diode A.T.T. à haut rendement : modèle équivalent à deux zones.



**FIGURE 3 :** a) Evolution du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée à  $F = 10$  GHz.  
 b) Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence à  $P_E = 5$  mW

ainsi que la bonne tenue du gain lorsque la fréquence devient grande. Ces résultats, qui traduisent un excellent comportement amplificateur du dispositif, sont complétés par une autre propriété non moins intéressante : l'obtention d'un bon rendement. A titre d'exemple, on obtient un rendement de 36 % pour une résistance de charge de  $8 \Omega$  et ce qui est légèrement supérieur à ce que l'on peut obtenir avec la même diode utilisée en mode A.T.T.. De telles valeurs de rendement sont fort éloignées de la valeur théorique des amplificateurs à transistor bipolaire classe C. Il semble donc particulièrement judicieux de voir dans quelle mesure il serait possible d'avoir des rendements plus importants qui soient proches de ceux des transistors fonctionnant en classe C. Dans ce but, nous avons effectué une étude systématique des possibilités de la structure  $P^+ N^+ NN^+$  décrite précédemment en jouant sur trois paramètres :

- les dimensions de la zone de transit ;
- le taux de multiplication moyen ;
- la phase d'injection du courant  $I_i$  par rapport à la tension de sortie.

#### I.2.2.3. Analyse systématique des possibilités de la diode A.T.T. type Hilo avec courant d'injection

Le rendement des dispositifs électroniques à deux ou trois électrodes est étroitement dépendant des éléments physiques suivants :

- la forme du courant particulaire de sortie : le cas idéal étant celui d'une quasi impulsion de Dirac (transistor classe C) ;
- l'excursion de tension H.F : le rendement est d'autant plus important

que celle-ci a une valeur la plus élevée possible compatible avec la tension de polarisation, c'est-à-dire que le taux de modulation soit voisin de 100 % ;

- le déphasage entre tension et courant H.F. de sortie : celui-ci doit être de  $180^\circ$ .

Deux remarques de caractère général peuvent être faites :

- tout d'abord, la forme du courant particulaire de sortie est étroitement liée à la longueur  $(W-\delta)$  de la zone désertée. Si l'on admet que le courant particulaire à la sortie de la zone d'avalanche a la forme d'une quasi impulsion de Dirac, à la sortie de la zone de transit, elle est proche d'une impulsion rectangulaire de durée égale au temps de transit comme le montre le théorème de RAMO SHOCKLEY (Fig. 4).

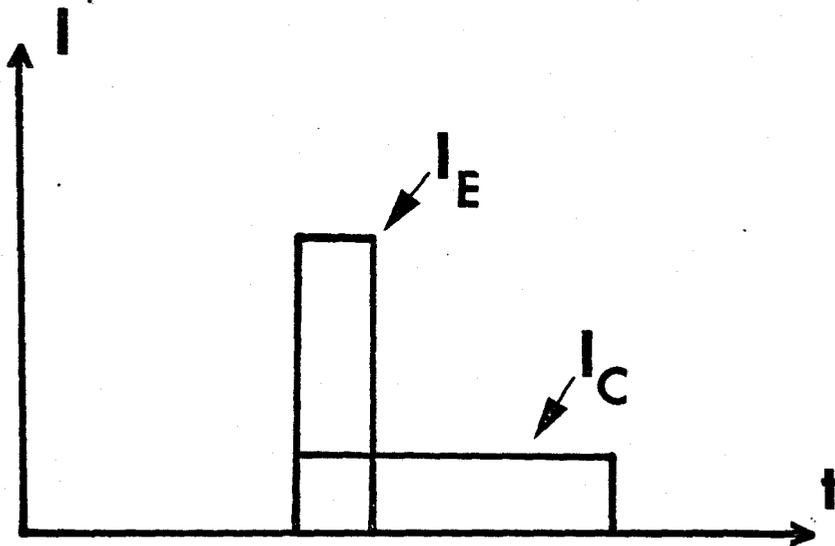


FIGURE 4 : Courants  $I_E$  à la sortie de la zone d'avalanche et  $I_C$  à la sortie de la zone de transit.

- ensuite, le taux moyen de multiplication et l'excursion de tension H.F. sont étroitement dépendants. En effet, comme le montre la figure 5 représentant schématiquement l'évolution du taux de multiplication  $M$  en fonction de la tension  $V$ , il apparaît que plus  $M$  est élevé, plus l'excursion de la tension  $V$  est limitée.

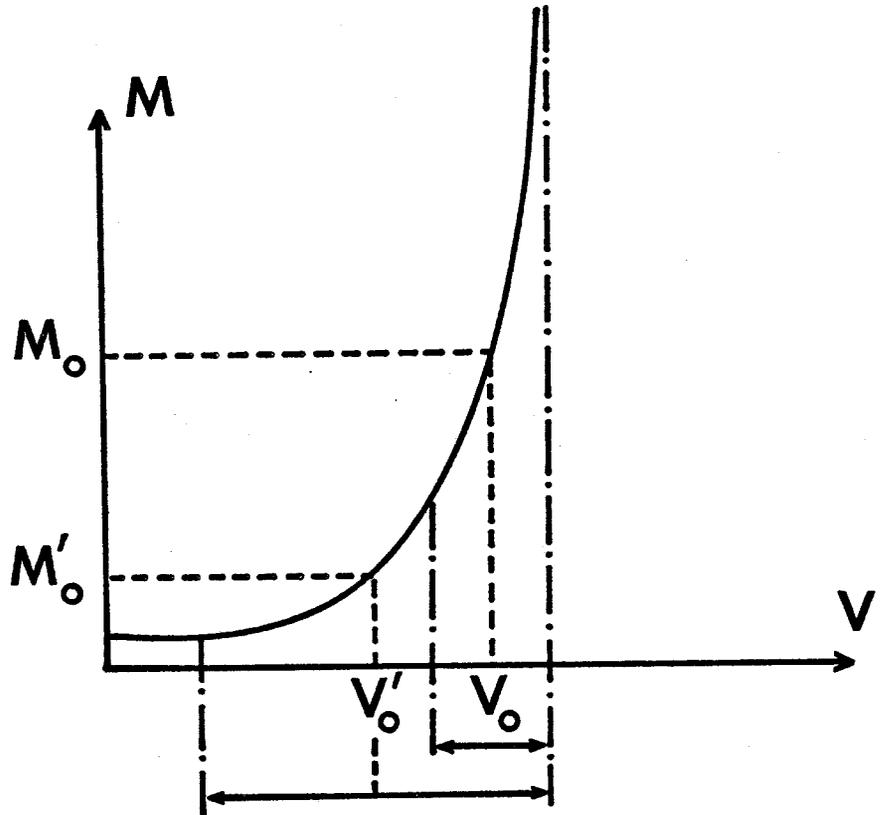
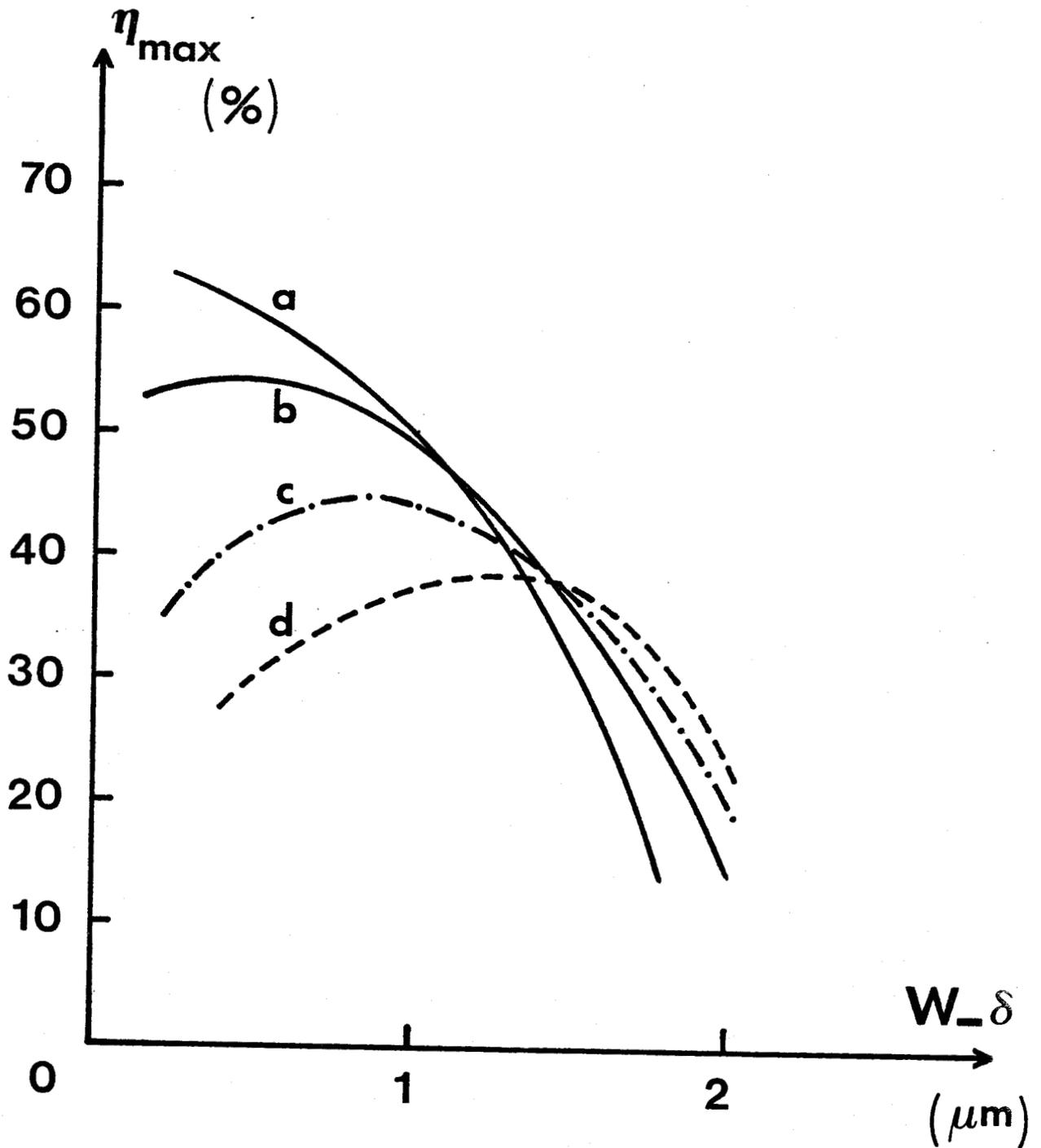


FIGURE 5 : Evolution théorique du taux de multiplication en fonction de la tension de polarisation.

La figure 6 montre les résultats obtenus quant à l'évolution du rendement en fonction de la longueur de la zone de transit pour différentes valeurs du taux de multiplication. Ces courbes ont été obtenues en recherchant pour une longueur donnée de la zone de transit et un taux de multiplication fixe, la phase du courant d'injection fournissant le rendement maximum. De leur observation, on peut tirer deux conclusions essentielles :



**FIGURE 6** : Evolution du rendement maximum en fonction de la longueur de la zone de transit pour différentes valeurs du taux de multiplication.

a)  $M = 1,05$     b)  $M = 1,5$     c)  $M = 2,5$     d)  $M = 10$



- la valeur maximum du rendement croît quand le taux de multiplication diminue. On passe progressivement de 38 % pour  $M = 10$  à plus de 65 % quand  $M = 1,05$  pour tendre vers la valeur du fonctionnement classe C. Si l'on veut conserver des rendements acceptables, il faudra donc envisager de travailler avec des facteurs de multiplication moyens de l'ordre de quelques unités ;
- corrélativement, la valeur de l'angle de transit qui donne le rendement maximum diminue avec le taux de multiplication.

Ces évolutions étaient parfaitement prévisibles à partir des indications qualitatives fournies précédemment. En particulier, la variation du rendement avec  $M$  s'explique aisément en considérant l'évolution du taux de modulation  $m$  de la tension de sortie qui, comme le montre le tableau, décroît lorsque  $M$  croît.

M	1,05	1,5	2,5	10
m	90 %	82 %	77 %	70 %

TABLEAU I-1 : Comparaison des taux de multiplication  $M$  et des taux de modulation  $m$ .

L'évolution de la valeur de l'angle de transit optimal peut être aisément interprétée en considérant que de  $M = 10$  à  $M = 1,05$  on passe progressivement du cas de la diode A.T.T. (angle de transit optimum  $\theta = \frac{3\pi}{2}$ ) au cas du transistor bipolaire en classe C.

Afin de mieux expliciter ces évolutions et de mieux comprendre les mécanismes de limitations fondamentales, en particulier l'excursion de tension pour un taux de multiplication donné, nous avons considéré le cas plus simple d'une diode PIN. D'une part, le fonctionnement devait être plus facile à comprendre et d'autre part, le rendement devait pouvoir se rapprocher beaucoup plus de celui d'un transistor en classe C, compte tenu de la faible valeur de l'angle de transit.

#### I.2.2.4. Analyse du comportement d'une diode PIN avec courant d'injection

Nous avons considéré une diode PIN à l'Arsenium de Gallium dont l'épaisseur est de  $0,15 \mu$  et nous avons étudié l'évolution du courant de sortie pour différentes valeurs de l'excursion de tension H.F., pour  $F = 10$  GHz, donnant la même densité de courant de polarisation ( $1\ 250$  A/cm<sup>2</sup>) et le même taux de multiplication moyen (1,5). Celui-ci a été choisi suffisamment bas pour que l'on puisse espérer avoir des rendements intéressants et suffisamment élevé pour que le dispositif apparaisse potentiellement intéressant par rapport au transistor bipolaire.

Trois cas ont été examinés :

- tout d'abord, la tension instantanée de sortie est toujours inférieure à la tension d'avalanche non contrôlée, c'est la courbe a de la figure 7 où le courant de sortie ne présente qu'un seul maximum se produisant au même instant que le maximum du courant injecté. L'obtention d'un rendement optimal nécessite obligatoirement que

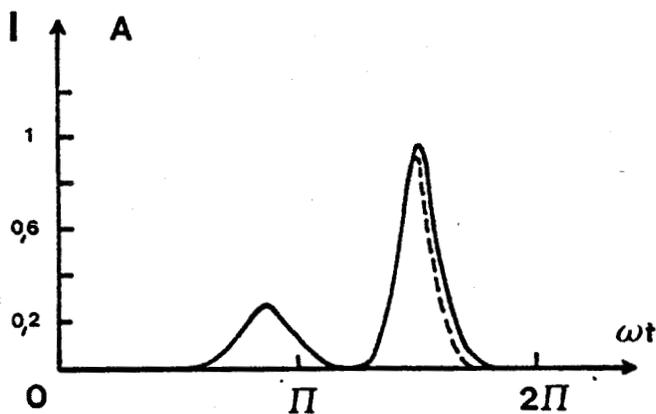
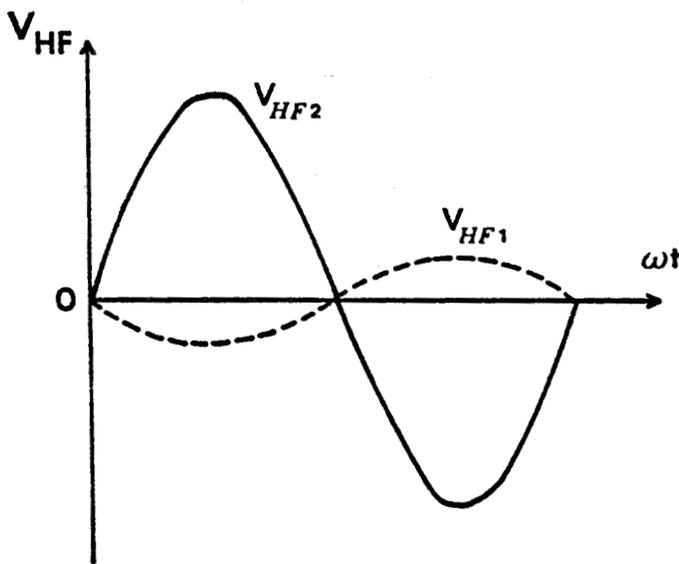
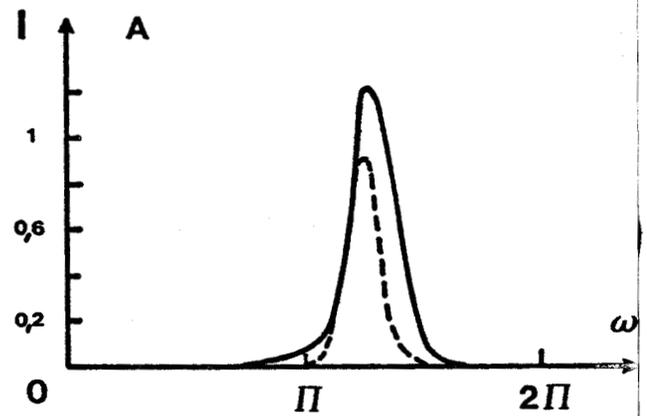
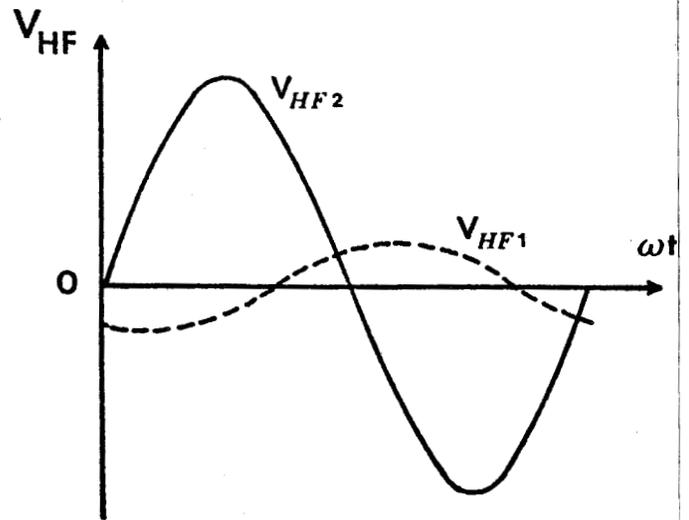
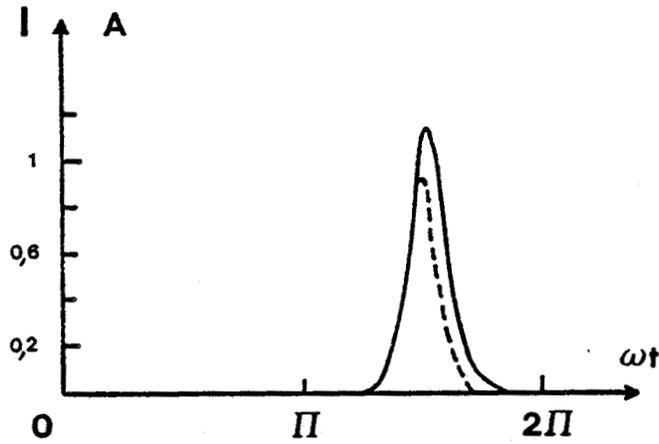
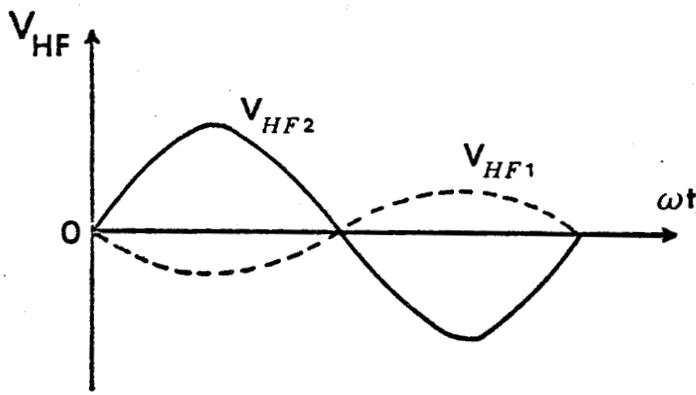


FIGURE 7 : Forme du courant injecté

$$I_i = I_{si} \exp\left(\frac{V_{HF1}(t, \varphi)}{U_T}\right) \text{ -----}$$

et du courant de sortie  $I$  ———

- pour :
- a)  $v_{HF2} < v_{av}$  ,  $\varphi = \frac{3\Pi}{2}$
  - b)  $v_{HF2} > v_{vo}$  ,  $\varphi = \frac{3\Pi}{2}$
  - c)  $v_{HF2} > v_{av}$  ,  $\varphi \approx 0,9 \Pi$

BUE  
LILLE

le maximum du courant de sortie correspond à la valeur minimale de la tension de sortie. Le rendement est alors de 10 % pour un taux de modulation de 12 % ;

- dans le deuxième cas (Fig. 7b), la tension instantanée de sortie peut être plus grande que la tension d'avalanche et l'excursion de tension est plusieurs fois supérieure à celle correspondant à la figure 7a. La différence de phase entre le courant injecté et la tension de sortie est la même que précédemment et on observe alors que le courant de sortie présente deux pics : l'un coïncide avec le courant injecté et l'autre se produit aux environs de la demi période. Ce type de fonctionnement traduit la présence de deux sortes de phénomènes : d'une part, la multiplication du courant particulaire injecté qui donne un pic de courant centré en  $\omega t = \frac{3\pi}{2}$ , d'autre part, la production d'un pic de courant par avalanche dite non contrôlée, c'est-à-dire produit uniquement par l'existence d'une certaine tension aux bornes de la structure. Le rendement pour un taux de modulation de 40 % est alors de l'ordre de 20 %, c'est-à-dire le double de ce que l'on obtient dans le premier cas. Ce résultat est globalement inférieur d'un tiers par rapport à ce que pouvait laisser espérer l'augmentation de l'excursion de sortie, mais il peut être expliqué en remarquant que la part du courant de sortie provoqué par l'avalanche non contrôlée ne contribue pas à la production de la puissance de sortie.

- le troisième cas (Fig. 7c) est relatif à des conditions identiques au cas précédent. Toutefois, nous avons changé la phase du courant injecté par rapport à la tension de sortie afin qu'il n'apparaisse

qu'un seul pic de courant particulière. Les deux effets, multiplication contrôlée et avalanche non contrôlée, sont alors confondus. Malgré cela, le rendement ne dépasse pas 25 % car le pic de courant et la tension de sortie ne sont plus tout à fait en opposition de phase.

Nous observerions des phénomènes similaires et en particulier une évolution de la phase du courant de sortie par rapport à la tension si l'on augmentait encore l'excursion de tension aux bornes de la diode à taux de multiplication constant et donc un plafonnement du rendement.

Ces phénomènes semblent bien la cause essentielle des limitations de l'excursion de tension pour une valeur donnée du taux de multiplication.

#### I.2.2.5. Conclusion

L'utilisation des méthodes d'analyse propres aux diodes A.T.T. a donc permis de dégager quelques résultats essentiels à la compréhension et à la mise en oeuvre du transistor à avalanche et à temps de transit.

Nous avons tout d'abord pu montrer la possibilité d'avoir un fonctionnement en régime de multiplication contrôlée d'un courant d'injection de type thermoionique et d'obtenir un gain en puissance meilleur que pour les diodes A.T.T. et une large bande de fréquences de fonctionnement.

Nous avons pu mettre en évidence les limitations fondamentales du rendement de tels dispositifs et en dégager les causes

essentielles, en particulier la difficulté d'obtention de fonctionnements avec à la fois de grandes excursions de tension et des taux de multiplication élevés. Nous avons montré, par ailleurs, que la nécessité de conserver des valeurs satisfaisantes du rendement imposait de ne travailler qu'avec des taux de multiplication moyens relativement modestes, de l'ordre de quelques unités.

Cette étude préliminaire a donc montré que malgré ces limitations fondamentales, le dispositif possédait des performances potentielles particulièrement prometteuses. Ceci nous a conduit tout naturellement à entreprendre l'approche expérimentale préliminaire décrite dans le paragraphe suivant et l'étude détaillée faisant l'objet des autres chapitres de ce travail.

### I.3. PREMIERS RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX : CARACTÉRISATION EN RÉGIME D'AVALANCHE CONTROLÉE DE TRANSISTORS RTC 3 000 EN STATIQUE ET EN PETITS SIGNAUX

Afin de compléter les études théoriques relatives à la commande d'une diode A.T.T. par un courant de saturation dépendant d'une tension appliquée, des études expérimentales [15, 16, 17] de l'influence de l'avalanche sur le fonctionnement des transistors bipolaires ont été entreprises. Ces travaux avaient pour but de rechercher les modifications éventuelles des caractéristiques, aussi bien statiques que dynamiques, de transistors bipolaires microondes tout à fait usuels et de voir si d'une part, il était possible d'avoir un régime de multiplication, et si d'autre part, ce régime permettait d'obtenir une amélioration sensible des performances.

### I.3.1. CARACTERISTIQUES DU TRANSISTOR ETUDIE

Les transistors RTC 3 000, dont nous avons disposé, étaient des transistors bipolaires microondes npn au Silicium. La fréquence maximale de fonctionnement prévue était de 3 GHz et le profil de concentration dans la jonction collecteur base était de type PIN<sup>+</sup>. La zone N du collecteur avait classiquement un profil plat de dopage en impuretés de  $510^{14}$  Atomes/cm<sup>3</sup> sur une longueur de 5  $\mu$ . Ces transistors étaient encapsulés en configuration base commune.

### I.3.2. INFLUENCE DE LA MULTIPLICATION PAR AVALANCHE DES PORTEURS SUR LES CARACTERISTIQUES STATIQUES

Un des mécanismes essentiels, qui justifie l'utilisation des C.A.T.T. est la multiplication du courant d'injection d'émetteur au niveau de la jonction collecteur base. La présence de ce phénomène peut être observé sur un tracé de réseau de caractéristiques statiques courant collecteur  $I_C$  en fonction de la tension collecteur base  $V_{CB}$  à courant émetteur  $I_E$  constant.

#### I.3.2.1. Méthode de mesures. Résultats expérimentaux

Le réseau de courbes  $I_C = f(V_{CB})$  à  $I_E$  constant est relevé directement sur une table traçante. Pour cela on utilise le montage suivant :

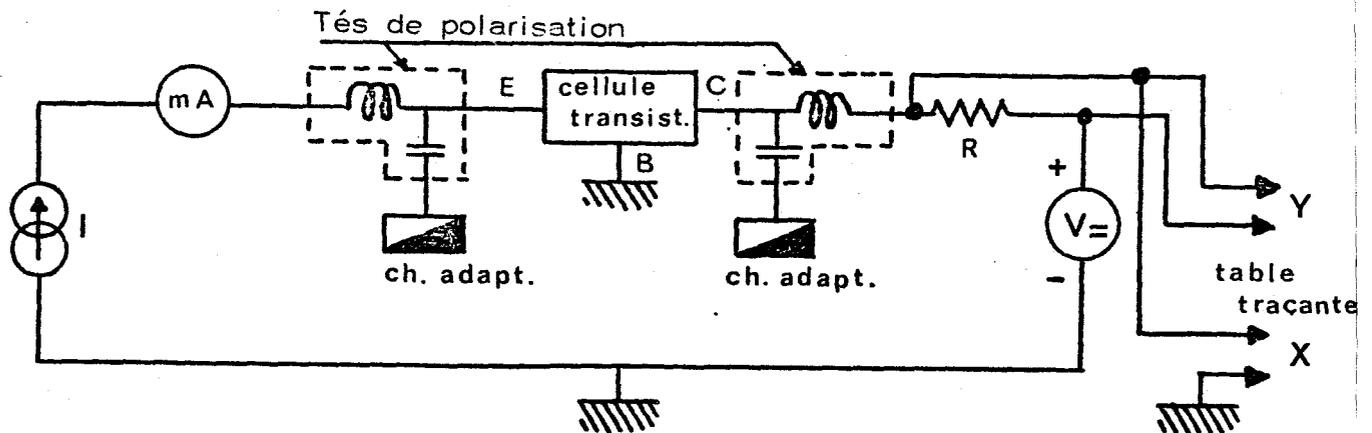


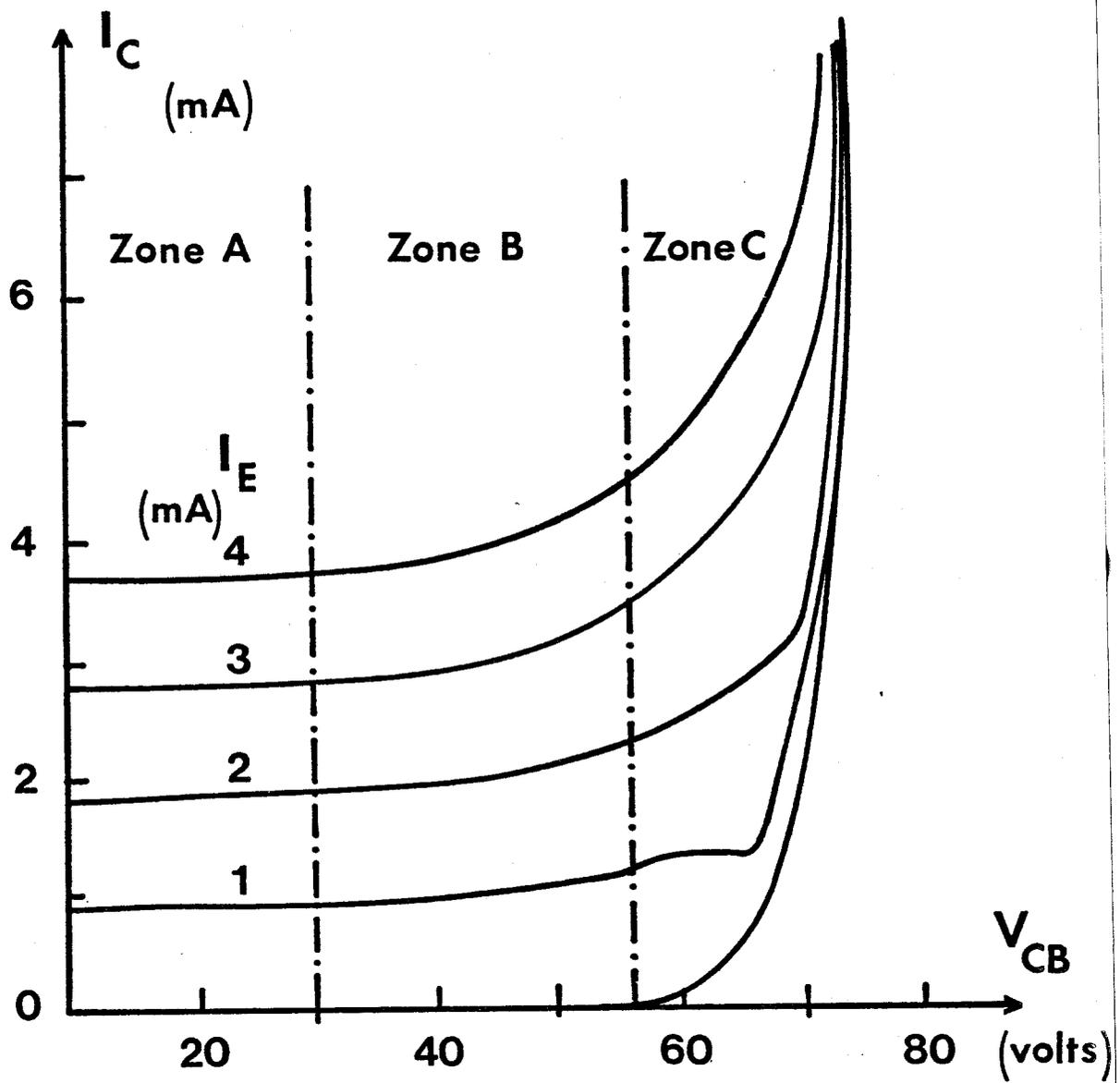
FIGURE 8 : Montage du relevé des caractéristiques statiques.

La tension de polarisation collecteur base est relevée directement sur la voie X de la table traçante. Pour la voie Y, on prélève une tension proportionnelle au courant collecteur à travers la résistance R. Afin d'éviter toute oscillation hyperfréquence parasite, susceptible de perturber la mesure, il est nécessaire que le composant soit chargé à l'entrée et à la sortie par une résistance de  $50 \Omega$  et ce dans une large gamme de fréquences.

A titre d'illustration des résultats obtenus, nous donnons, sur la figure 9, un réseau de caractéristiques  $I_C = f(V_{CB})$  typiques des transistors étudiés.

#### I.3.2.2. Interprétation des mesures

Suivant l'évolution de la tension collecteur base, les mesures effectuées font apparaître clairement plusieurs phénomènes sur le réseau des caractéristiques.



**FIGURE 9** : Réseau de caractéristiques statiques  $I_C = f(V_{CB})$  du transistor 3 000 M.



### REGION A

Dans cette région on retrouve le réseau des caractéristiques statiques des transistors usuels.

### REGION B

L'effet désiré (avalanche contrôlée), dû à la multiplication par avalanche du courant d'émetteur dans la jonction collecteur base est bien présent. Le taux de multiplication obtenu est relativement faible (environ 1,2) mais il correspond à un régime de fonctionnement non prévu pour ce type de transistor.

### REGION C

Elle est représentative du claquage par avalanche de la jonction base et correspond à ce que l'on appelle avalanche non contrôlée. Le courant collecteur devient ici complètement indépendant du courant émetteur injecté. Ce phénomène est présent même à courant émetteur nul.

Si l'on compare la tension d'avalanche obtenue avec la tension de la diode à avalanche identique, réalisée par exemple en structure méso, on constate une assez grosse différence (70 v au lieu de 110 v). Ceci est lié au fait qu'à notre avis, le phénomène d'avalanche ne se produit absolument pas dans le volume de la jonction collecteur base. Il doit se produire à la périphérie de la base et il est caractéristique des structures planar usuelles.

Le courant collecteur résulte donc de l'addition de deux effets : un effet de multiplication des porteurs injectés par l'émetteur et un effet d'avalanche non contrôlée initié par le courant de saturation de la jonction collecteur base [18].

Les caractéristiques statiques laissent donc apparaître l'existence d'une multiplication, par le phénomène d'avalanche, du courant d'injection d'émetteur au niveau de la jonction collecteur base. Ceci se traduit par un facteur de transport total  $M\alpha$  supérieur à l'unité. On peut donc se demander si cette amélioration du facteur de transport peut avoir des conséquences sur les caractéristiques hyperfréquences. C'est cette question que nous allons aborder maintenant.

### I.3.3. INFLUENCE DE LA MULTIPLICATION DES PORTEURS PAR AVALANCHE SUR LES CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES HYPERFREQUENCES

Les principaux paramètres qui caractérisent un composant pouvant servir comme amplificateur hyperfréquence en régime petit signal sont les coefficients de la matrice scattering [19] :

- $S_{11}$  coefficient de réflexion d'entrée, lié à l'impédance d'entrée
- $S_{12}$  facteur de réaction sortie entrée
- $S_{21}$  traduit le gain de l'amplificateur sur une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ .
- $S_{22}$  coefficient de réflexion de sortie, lié à l'impédance de sortie.

L'influence de la multiplication par avalanche sur ces différents paramètres peut être mise en évidence en traçant l'évolution

de ces divers coefficients en fonction de la tension de polarisation collecteur base. On maintient alors constant le courant continu qui circule dans l'émetteur.

### I.3.3.1. Méthode de mesures et résultats

Les mesures sont effectuées à l'analyseur de Réseau Hewlett Packard. Le schéma du montage est représenté sur la figure 10.

$R_{pC}$  et  $R_{pE}$  sont respectivement les résistances destinées à la protection des jonctions collecteur base et émetteur base. La fréquence de mesure est maintenue constante et égale à 2 GHz.

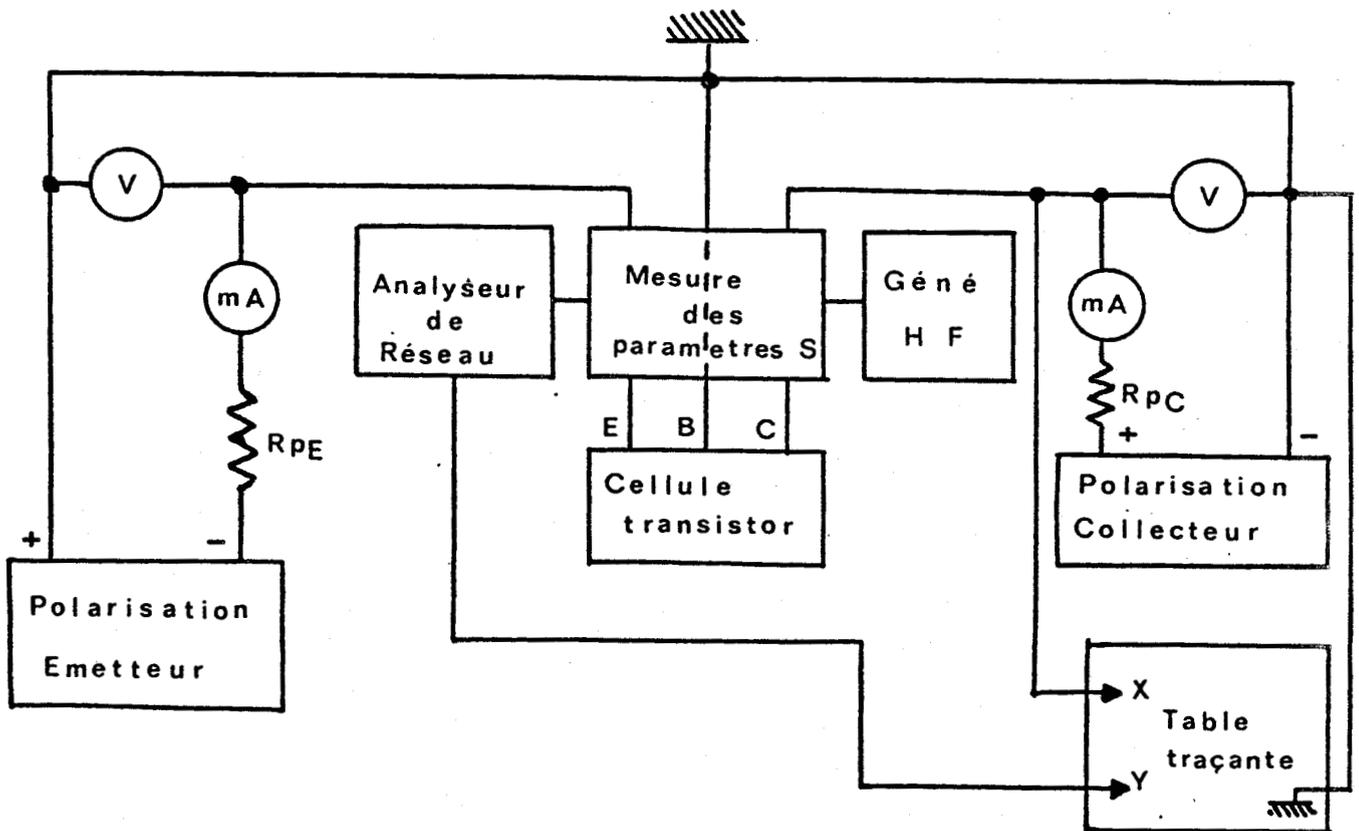


FIGURE 10 : Banc de mesures des paramètres S.

La figure 11 montre les différents tracés représentatifs des paramètres  $S_{11}$ ,  $S_{21}$  et  $S_{22}$  pour un exemple typique.

### I.3.3.2. Interprétation des mesures

De l'observation de l'évolution des paramètres  $S$ , nous pouvons retenir les points suivants :

$$S_{21} = f(V_{CB}) \quad \text{Fig. 11c.}$$

L'apparition de la multiplication, dans la jonction collecteur base, s'accompagne d'une amélioration relativement notable du gain du composant (de l'ordre de 7,5 dB). Lorsqu'apparaît le processus d'avalanche non contrôlée, l'accroissement du coefficient  $S_{21}$  s'arrête. Cette augmentation du coefficient  $S_{21}$  conserve pratiquement une valeur identique même pour les courants d'émetteur plus élevés (les mêmes mesures effectuées jusqu'à 15 mA ont donné des résultats sensiblement identiques). Cette amélioration persiste pour des fréquences plus élevées, jusqu'à 7 GHz environ alors que la fréquence maximum d'utilisation de tels composants était de l'ordre de 3 GHz.

$$S_{22} = f(V_{CB}) \quad \text{Fig. 11b}$$

La valeur du paramètre  $S_{22}$  demeure pratiquement constante ou évolue très peu dans une plage de variation de la tension  $V_{CB}$  assez importante : l'écart d'adaptation entre un transistor classique et un transistor fonctionnant en régime d'avalanche est donc minime côté sortie.

$$S_{11} = f(V_{CB}) \quad \text{Fig. 11a}$$

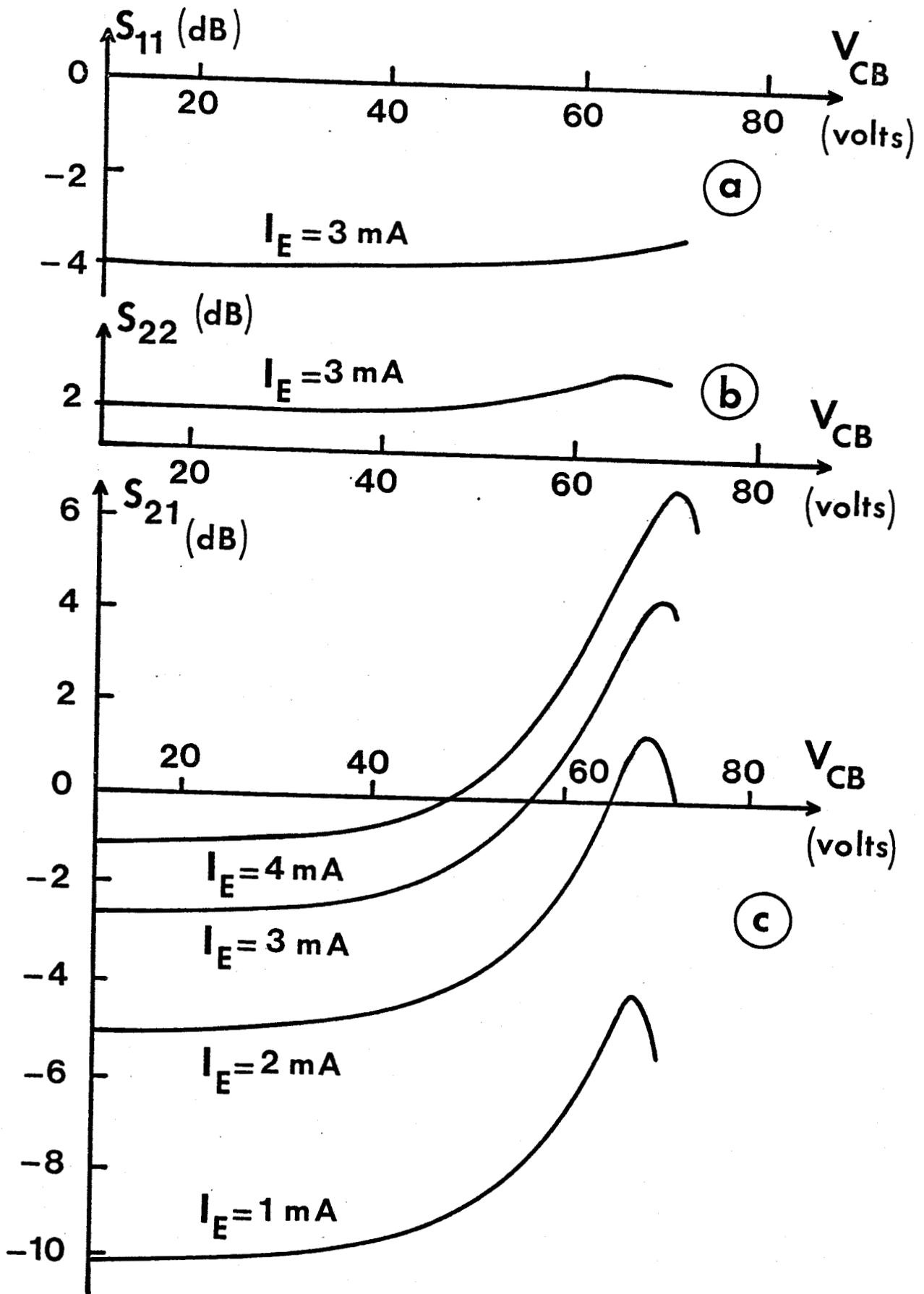


FIGURE 11 : Evolution des paramètres  $S$  du transistor en fonction de la tension de polarisation collecteur base.

La mise en multiplication par le processus d'avalanche n'affecte pratiquement pas la valeur de ce paramètre, même lorsque  $V_{CB}$  varie dans de très larges proportions.

$$S_{12} = f(V_{CB})$$

Ce paramètre a toujours une valeur négligeable et son évolution n'a pas été représentée.

#### I.3.4. CONCLUSION

Les précédents résultats -amélioration du gain, maintien des valeurs des coefficients de réflexion d'entrée et de sortie, facteur de multiplication statique- ont mis en évidence l'intérêt potentiel des transistors utilisés au voisinage de l'avalanche. Ceci est d'autant plus remarquable que les échantillons n'étaient pas conçus pour fonctionner en régime de multiplication.

#### I.4. CONCLUSION GÉNÉRALE

Les études préliminaires, tant théoriques qu'expérimentales, ont montré l'intérêt potentiel de structures à avalanche contrôlée et temps de transit suivant les propositions de CARROLL et YU. Les limitations fondamentales paraissent provenir de l'existence de phénomènes d'avalanche non contrôlée qui constituent, soit des phénomènes parasites résultant de la technologie, soit des phénomènes inhérents au mode de

fonctionnement. Par ailleurs, le concept d'une diode à avalanche avec une injection de courant proposé par CARROLL ne paraît pas suffisamment réaliste et l'approche théorique que nous avons utilisée, bien qu'elle apporte des renseignements intéressants, n'est pas entièrement satisfaisante. C'est pourquoi, afin d'aborder l'étude et la définition de structures optimales, il est nécessaire de prendre une autre approche qui s'inspire plus de celle du transistor bipolaire et intègre mieux que celle de la diode A.T.T. les autres effets qui risquent d'apparaître dans la structure C.A.T.T..

Les limites actuelles d'utilisation en fréquence des transistors bipolaires microondes étant de l'ordre de 3 GHz, nous avons choisi d'effectuer toute la suite de notre étude à cette fréquence.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

=====

- [1] CARROLL J.E.  
*"The third terminal in microwave devices"*  
Proceeding of European Solid State Device Research conference,  
Nottingham, 1974.
- [2] WINSTANLEY A.M., CARROLL J.E.  
*"Transistor improvements using an impatt collector"*  
*Electron. Lett.*, Vol. 10, n° 24, Nov. 74.
- [3] YU S.P., CADY W.R., TANTRAPORN W.  
*"A new three terminal microwave power amplifier device"*  
Research Conf. (U.C.S.B.C.A.) June 74. *I.E.E.E Trans. ED* 21, n° 11,  
Nov. 74.
- [4] KAWAMOTO H.  
*"Trapped plasma triggered by carrier injection"*  
*Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23, pp. 271-272, 1973.
- [5] READ W.T.  
*"A proposed high frequency negative resistance diode"*  
*B.S.T.J.* 37, pp. 401-446, 1958.
- [6] LEFEBVRE M., SALMER G., CROSNIER Y., CONSTANT E.  
*"Non linear analysis of three terminal avalanche devices"*  
6th European Microwave Conference, Rome, Sept. 76.
- [7] PRIBETICH J.  
*"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude des semiconducteurs en champ électrique élevé"*  
Thèse 3e cycle, Lille, 1971.

- [8] ALLAMANDO E.  
*"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit"*  
Thèse d'Etat, Lille, 1973.
- [9] PRIBETICH J.  
*"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'Arsenium de Gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"*  
Thèse d'Etat, Lille, 1979.
- [10] LEE C.A., BATFORD R.L., WIEGMAN W., KAMINSKY G.  
*"The Read diode-an avalanching transit time negative resistance oscillator"*  
Appl. Phys. Let., Vol. 6, pp. 69-71, 1975.
- [11] KENNIS P.  
*"Influence de la surface et du courant de saturation sur l'impédance d'une diode à avalanche et à temps de transit"*  
D.E.A., Lille, 1973.
- [12] CHIVE M.  
*"De l'utilisation de l'effet tunnel dans les structures semiconductrices à temps de transit pour la génération d'ondes hyperfréquences"*  
Thèse d'Etat, Lille, 1978.
- [13] LEFEBVRE M., CROSNIER V., SALMER G.  
*"Amplification with three terminal avalanches devices"*  
Electron. Let., Vol. 12, n° 7, pp. 154-155, 1976.
- [14] DOUMBIA I., DE JAEGER J.C., SALMER G.  
*"Amplificateurs hyperfréquences utilisant des diodes à avalanche et temps de transit pour application en télécommunication"*  
Annales des Télécom., Vol. 31, n° 11-12, pp. 1-14, 1976.

- [15] GERARD H.  
"Etude expérimentale du transistor à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T.. Mise en évidence des mécanismes fondamentaux"  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1979.
- [16] CONTRAT D.R.E.T. N° 77 34 104  
"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance au Silicium à avalanche et à temps de transit contrôlé C.A.T.T."  
1er Compte-Rendu, 1977.
- [17] CROSNIER Y., LEFEBVRE M., GERARD H., SALMER G.  
"Small signal properties of controlled avalanche microwave silicon transistors"  
7th European Microwave Conference - Copenhagen (1977)
- [18] GERARD H.  
"Etude des possibilités amplificatrices des transistors à temps de transit et avalanche contrôlée"  
D.E.A., Lille, 1977.
- [19] "S parameter Design" Hewlett Packard, Note d'application 154.  
"Transistor parameter measurements" Hewlett Packard, Note d'application 77-1.

## CHAPITRE II

### PROBLEMES FONDAMENTAUX DU C.A.T.T. EN REGIME STATIQUE

Afin de réaliser pratiquement un transistor à avalanche contrôlée et à temps de transit, il est nécessaire de définir avec précision la structure de la jonction collecteur base pour que son réseau de caractéristiques courant-tension autorise à la fois les plus grandes excursions de tension possible et un facteur de multiplication suffisamment élevé. Ces deux conditions doivent être satisfaites simultanément pour que le C.A.T.T. présente des performances en puissance supérieures à celles du transistor bipolaire usuel. Cet aspect particulier de notre recherche constitue la première partie de ce chapitre.

Par ailleurs, dès les premières études expérimentales entreprises sur le C.A.T.T., il est apparu un certain nombre de phénomènes contribuant à modifier fortement son comportement tel qu'il avait été prévu initialement. Ceux-ci sont liés au retour dans la base des

trous créés par avalanche et au phénomène de focalisation du courant émetteur. C'est l'objet de la seconde partie de ce chapitre où nous mettons en évidence ces problèmes en régime statique grâce à une modélisation numérique prenant en compte les phénomènes essentiels qui se produisent dans la base.

## II.1. DÉFINITION DE LA STRUCTURE COLLECTEUR BASE OPTIMALE

Pour satisfaire aux conditions énoncées au chapitre I, à savoir :

- excursion de tension la plus grande possible pour obtenir un bon rendement ;
- taux de multiplication moyen de quelques unités pour éviter l'avalanche non contrôlée,

il faut que le réseau de caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  de la jonction collecteur base soit comparable au réseau idéal représenté sur la figure 1. Nous y remarquons trois régions bien distinctes :

- une région sans multiplication : celle-ci doit dans la mesure du possible être extrêmement réduite ;
- une région de multiplication où le taux de multiplication doit être de quelques unités sur plusieurs dizaines de volts ;

- une région d'avalanche non contrôlée : celle-ci doit se situer à des tensions élevées.

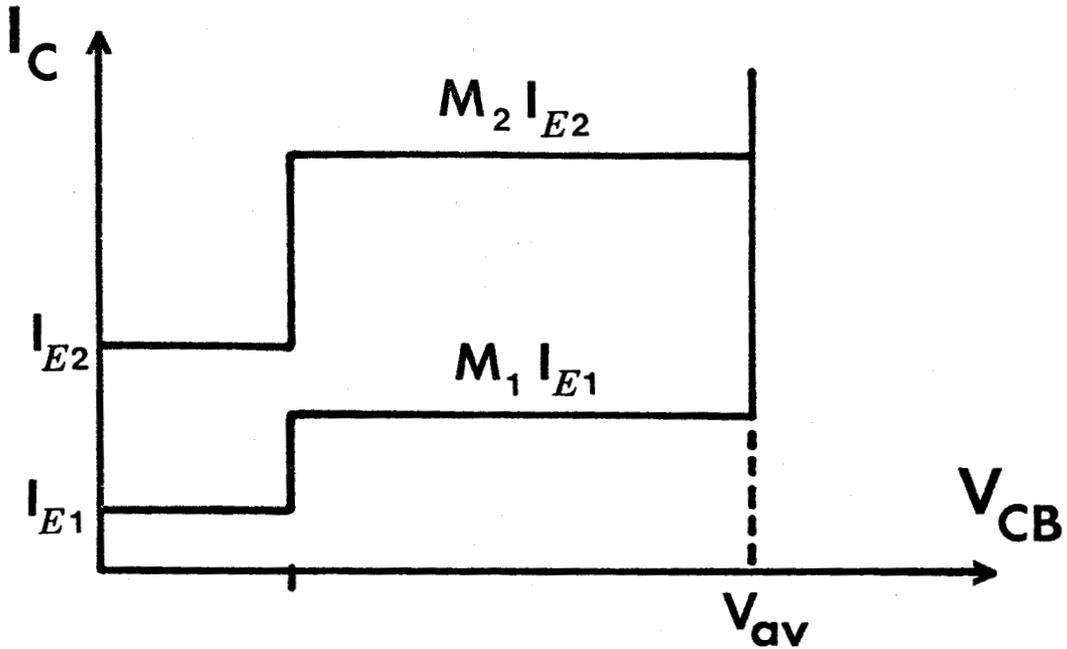


FIGURE 1 : Réseau de caractéristiques idéales  $I_C = f(V_{CB})$  pour le CATT.

En supposant en première approximation que le facteur de transport dans la base soit égal à 1, à deux courants d'émetteur  $I_{E1}$  et  $I_{E2}$  doivent correspondre deux courants de collecteurs  $I_{C1} = M_1 I_{E1}$  et  $I_{C2} = M_2 I_{E2}$  tels que les facteurs de multiplication  $M_1$  et  $M_2$  soient supérieurs à 1 et le plus possible identiques. Ces propriétés doivent être conservées sur la quasi totalité de l'excursion de tension  $V_{CB}$ . Cette dernière est en effet limitée par la tension d'avalanche non contrôlée  $V_{av}$  qui se manifeste par une croissance brutale du courant  $I_C$  à travers la jonction, celle-ci étant pratiquement indépendante de la valeur du courant d'émetteur.

### II.1.1. MATERIAU EMPLOYE DANS LA REALISATION DU C.A.T.T.

Les matériaux les plus utilisés actuellement dans la

réalisation des composants hyperfréquences à semiconducteur sont le Silicium et l'Arseniure de Gallium. L'emploi de ce dernier dans les diodes à avalanche a permis d'augmenter dans de notables proportions leurs performances. Par contre, il n'a pas pu être adapté parfaitement à la technologie des transistors bipolaires hyperfréquences et ceux-ci sont le plus souvent réalisés à partir du Silicium dans leur très grande majorité. Il nous est cependant apparu qu'il était intéressant, à titre prospectif, d'effectuer une étude comparative des possibilités de multiplication offertes par ces deux matériaux.

Les propriétés des deux matériaux en régime de multiplication sont déterminées par l'évolution de leurs taux d'ionisation en fonction du champ électrique : rappelons que ce taux est égal au nombre de paires électron-trou créées par choc par un porteur libre, électron ou trou, par unité de longueur. Pour le Silicium, le taux d'ionisation des électrons  $\alpha_n$  est différent de celui des trous  $\alpha_p$ . Par contre, pour l'Arseniure de Gallium, dans les conditions habituelles d'utilisation, on considère que  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont identiques. Ces propriétés ont pour conséquence des facteurs de multiplication différents pour les électrons et les trous pour le Silicium et égaux pour l'Arsenium de Gallium.

En ce qui concerne le Silicium, pour lequel  $\alpha_n$  est supérieur à  $\alpha_p$ , le facteur de multiplication des électrons  $M_n$  est nécessairement plus grand que celui des trous  $M_p$ . Il en résulte que, pour réaliser le C.A.T.T., une structure émetteur base-collecteur de type NPN est préférable à une structure de type PNP.

Dans le cas de l'Arseniure de Gallium, l'égalité des taux d'ionisation entraîne l'égalité des facteurs de multiplication  $M_n$  et  $M_p$ .

De ce point de vue, le choix des structures NPN ou PNP du transistor est indifférent.

Pour compléter ces indications qualitatives, nous avons procédé à une étude quantitative de l'évolution des facteurs de multiplication  $M_n$  et  $M_p$  des deux matériaux en fonction de la tension de polarisation inverse collecteur base, en l'absence de courant émetteur et pour le profil base collecteur de type  $P^+N^+NN^{++}$  qui a servi dans l'étude préliminaire du chapitre précédent.

Afin d'effectuer ce calcul, nous avons utilisé les expressions usuelles [1] des facteurs de multiplication des électrons et des trous donnés en fonction des taux d'ionisation des porteurs libres et de la longueur  $W$  de la diode.

Pour le Silicium, nous avons :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n \exp \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' dx} \quad \text{II-1}$$

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_p \exp \int_W^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' dx} \quad \text{II-2}$$

Les expressions communément admises pour l'évolution de  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  en fonction de la valeur absolue du champ électrique  $E$  sont [2]

$$\alpha_n = a_n \exp \left( - \frac{b_n}{|E|} \right) \quad \alpha_p = a_p \exp \left( - \frac{b_p}{|E|} \right)$$

Les valeurs des coefficients  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $a_p$ ,  $b_p$  ont d'abord été mesurées par LEE et al [3] en 1964. A la suite de ce travail, de nombreux auteurs [4, 7] ont publié d'autres valeurs pour ces coefficients. Ceux-ci ont été mesurés pour des valeurs de champ électrique différentes mais au moyen de techniques pratiquement identiques. Ainsi LEE et al ont fait leurs mesures pour des valeurs de champ électrique comprises entre  $1,8 \cdot 10^5$  et  $4 \cdot 10^5$  V/cm tandis que VAN OVERSTRAETEN [6] réalisait la même étude pour des champs compris entre  $1,75 \cdot 10^5$  et  $6 \cdot 10^5$  V/cm. Un dernier auteur, GRANT [8], a, en 1973, repris les études effectuées précédemment en étendant la gamme de champ électrique de  $2 \cdot 10^5$  à  $7,7 \cdot 10^5$  V/cm et en travaillant à différentes températures. Ce sont ses coefficients que nous avons utilisés dans notre calcul. Nous en donnons les valeurs qui diffèrent suivant la zone de champ considérée.

$E < 2,4 \cdot 10^5$ V/cm	$a_n = 2,6 \cdot 10^6$ cm <sup>-1</sup>	$b_n = - 1,43 \cdot 10^6$ cm/V
$2,4 \cdot 10^5 < E < 5,3 \cdot 10^5$ V/cm	$a_n = 6,2 \cdot 10^5$ cm <sup>-1</sup>	$b_n = - 1,08 \cdot 10^6$ cm/V
$2 \cdot 10^5 < E < 5,3 \cdot 10^5$ V/cm	$a_p = 2 \cdot 10^6$ cm <sup>-1</sup>	$b_p = - 1,97 \cdot 10^6$ cm/V
$E > 5,3 \cdot 10^5$ V/cm	$a_n = 5 \cdot 10^5$ cm <sup>-1</sup>	$b_n = - 0,99 \cdot 10^6$ cm/V
	$a_p = 5,6 \cdot 10^5$ cm <sup>-1</sup>	$b_p = - 1,32 \cdot 10^6$ cm/V

Pour l'Arseniure de Gallium, il est généralement admis que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux.

L'expression analytique employée est la suivante :

$$\alpha_n = \alpha_p = a \exp \left( - \left( \frac{b}{|E|} \right)^m \right)$$

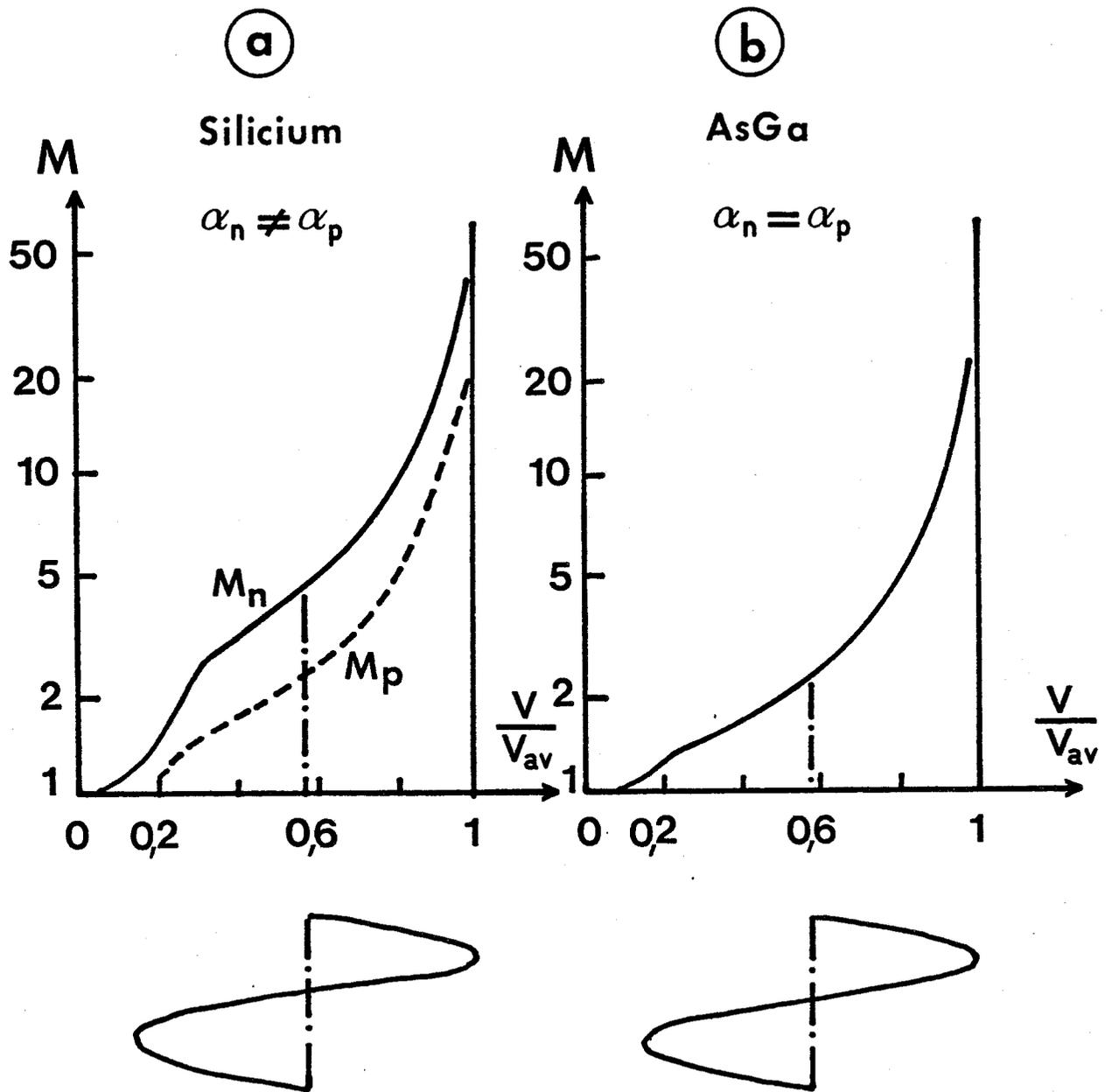
De nombreux travaux relatifs à l'étude de ces taux d'ionisation et donnant la valeur des différents paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $m$  ont été publiés [9, 13]. Il faut remarquer cependant, que STILLMANN et al. [12] ont montré que, pour des valeurs peu élevées du champ électrique ( $E \leq 3,3 \cdot 10^5$  V/cm) le taux d'ionisation des trous était supérieur à celui des électrons. Plus récemment, certains auteurs ont étudié l'évolution du taux d'ionisation d'une part, avec l'orientation du cristal [13] et d'autre part, avec la concentration des impuretés des échantillons [14]. Les résultats de ces différents travaux ne permettent pas de trancher nettement pour ou contre l'égalité des taux d'ionisation. Toutefois, la plupart des auteurs actuels travaillant sur les diodes IMPATT au GaAs, en particulier aux Etats Unis, considèrent que dans la gamme des champs utilisés, les taux d'ionisation des électrons et des trous sont très voisins et qu'en valeur moyenne, ils sont donnés par les formules suivantes proposées par PRIBETICH [22]

$$a = 1,18 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad b = 5,55 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad m = 2$$

et le facteur de multiplication s'écrit alors :

$$M_n = M_p = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha dx}$$

Nous avons représenté, sur la figure 2, les résultats concernant l'évolution des taux de multiplication des électrons et des trous pour le Silicium et l'Arseniure de Gallium. On y constate que le Silicium est plus favorable que l'Arseniure de Gallium en ce qui concerne l'évolution du taux de multiplication des électrons [15]. En effet, le taux de multiplication atteint plus rapidement une valeur élevée



**FIGURE 2 :** Evolution des taux de multiplication des électrons et des trous en fonction de la tension de polarisation.  
 a) Si    b) As Ga

pour le Silicium aux faibles niveaux de polarisation, et ensuite, sa croissance est plus lente. De ce fait, le Silicium présente une évolution du taux de multiplication en fonction de la tension plus proche de la courbe idéale. Ceci confirme que le Silicium est actuellement le matériau le mieux adapté à la réalisation du C.A.T.T. à partir d'une structure transistor de type NPN. Un autre avantage de ce choix réside dans le fait qu'une plus grande rapidité de transit des porteurs minoritaires dans la base est obtenue lorsque ceux-ci sont des électrons (leur vitesse est supérieure à celle des trous).

Les résultats précédents montrent l'intérêt que présente le Silicium par rapport à l'Arseniure de Gallium dans la réalisation du C.A.T.T.. Il nous faut maintenant étudier l'influence sur la multiplication, d'une part, du profil de dopage de la diode base collecteur et d'autre part, du courant émetteur.

#### II.1.2. EFFETS DU PROFIL DE DOPAGE DU COLLECTEUR ET DU COURANT EMETTEUR SUR LA MULTIPLICATION

Pour tenter de satisfaire les conditions énoncées au début de ce chapitre, concernant l'allure des caractéristiques statiques  $I_c = f(V_{CB})$  à  $I_E$  constant, il est nécessaire d'étudier à la fois les influences respectives du profil de dopage de la jonction collecteur base et de la valeur du courant émetteur. Dans ce but, nous avons examiné plus particulièrement le cas de deux profils type de jonction collecteur base : le profil PIN employé dans les transistors bipolaires et le profil  $P^+N^+NN^{++}$  souvent utilisé dans les diodes A.T.T..

D'autres profils de diodes sont évidemment envisageables ; les allures des caractéristiques obtenues sont alors intermédiaires par rapport aux deux précédents que l'on peut considérer comme étant des cas extrêmes. Il est alors aisé de prévoir leur comportement à partir de notre étude.

Afin d'effectuer cette analyse, nous avons calculé numériquement le réseau de caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  à  $I_E$  constant. Ce calcul fait appel à un programme numérique que nous avons personnellement développé pour l'étude des diodes A.T.T. [16]. Nous en décrivons au préalable les éléments essentiels.

II.1.2.1. Equations régissant le fonctionnement statique de la jonction collecteur base. Calcul des caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$

La simulation du fonctionnement des dispositifs semiconducteurs fonctionnant en régime d'avalanche repose sur la résolution des équations fondamentales des porteurs de charge dans un semiconducteur :

- L'équation de Poisson
  
- L'équation de conservation des charges
  
- L'équation de continuité du courant

Dans cette simulation, on considère le système comme unidimensionnel.

• Equation de Poisson

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{q}{\epsilon} [N(x) + p(x,t) - n(x,t)]$$

où E est le champ électrique, N(x) la concentration en impuretés, p et n les charges mobiles (trous et électrons), q la valeur absolue de la charge de l'électron, ε la constante diélectrique, x et t les variables spatiale et temporelle.

• Equation de continuité

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -v_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + g(x,t)$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = v_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + g(x,t)$$

où  $g(x,t) = \alpha_n v_n n + \alpha_p v_p p$

est le taux de génération des porteurs mobiles dû à l'avalanche.  $v_n = 10^7$  cm/sec et  $v_p = 0,9 \cdot 10^7$  cm/sec [17] sont respectivement les vitesses des électrons et des trous.

Normalement, les vitesses sont des fonctions du champ électrique. Une étude numérique plus complète a montré que dans nos conditions habituelles de fonctionnement, les électrons et les trous se déplacent à leur vitesse de saturation pratiquement sur toute la longueur de la diode car le champ électrique y est toujours suffisamment élevé sauf aux extrêmités.

• Equation de conservation de la densité de courant J

$$J = J_n(x,t) + J_p(x,t) + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$$

$$\text{avec } J_n = q v_n n - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{et} \quad J_p = q v_p p + D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$D_n$  et  $D_p$  étant les constantes de diffusion des électrons et des trous.

En pratique, nous avons négligé la contribution de la diffusion. En effet, dans un article consacré à l'influence de ce phénomène sur le comportement d'une zone d'avalanche, KUVAS [18] a montré que celui-ci dépendait des valeurs relatives, d'une part de  $v_n$  et  $D_n (\alpha_n - \alpha_p)$  et d'autre part de  $v_p$  et  $D_p (\alpha_n - \alpha_p)$ . Pour un champ électrique de 400 kV/cm, constituant un bon ordre de grandeur des valeurs de champ rencontrées dans les zones d'avalanche, on a  $D_n (\alpha_n - \alpha_p)$  de l'ordre de 10 % de  $v_n$  et  $D_p (\alpha_n - \alpha_p)$  de l'ordre de 4 % de  $v_p$ . L'erreur est donc relativement faible et justifie notre approximation.

Ces équations se réduisent en fait en régime statique à trois équations indépendantes qui s'écrivent après transformation :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} N(x) + \frac{1}{\epsilon} \left[ \frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right] J_p(x) - \frac{J}{\epsilon v_n}$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = [\alpha_n(x) - \alpha_p(x)] J_p(x) - \alpha_n(x) J$$

$$J_n(x) = J - J_p(x)$$

Pour tenir compte du courant d'électrons injecté dans la jonction collecteur base du transistor, nous appliquons les conditions aux limites suivantes aux courants d'électrons et de trous  $J_n$  et  $J_p$  (Fig. 3)

$$x = 0 \quad J_n(0) = \frac{I_E}{S} = J_E \quad J_p(0) = J - J_E$$

$$x = W \quad J_p(W) \sim 0 \quad J_n(W) = J$$

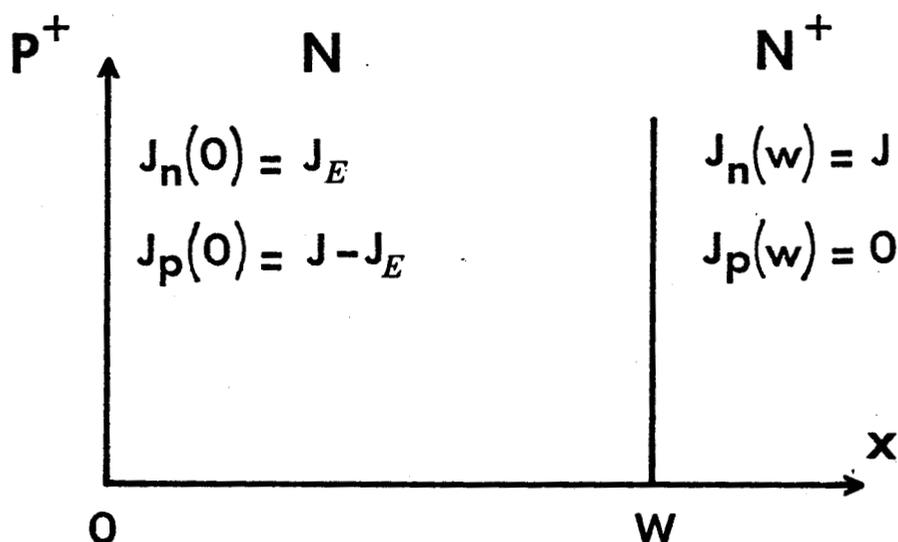


FIGURE 3 : Conditions aux limites en courant aux extrémités de la jonction collecteur base.

Afin de traiter numériquement le système d'équations précédent, nous le transformons en un système d'équations aux différences finies que nous résolvons par la méthode à pas liés de RUNGE KUTTA [19]. A partir des données du profil de concentration en impuretés, des densités de courant total  $J$  et de courant  $J_E$ , nous en déduisons les valeurs des densités de courants d'électrons et de trous et du champ électrique. De ce dernier, nous obtenons, par intégration, la tension aux bornes de la diode et grâce aux relations II.1 et II.2, les facteurs de multiplication  $M_n$  et  $M_p$ .

II.1.2.2. Caractéristiques statiques théoriques des diodes

P<sup>+</sup>N<sup>+</sup>NN<sup>++</sup> et PIN

Le programme brièvement décrit, ci-dessus, a été appliqué à l'étude des structures de type P<sup>+</sup>N<sup>+</sup>NN<sup>++</sup> et PIN. Plusieurs valeurs de dimensions géométriques et de concentrations en impuretés ont été étudiées. Les résultats donnés, ci-après, ne concernent qu'un exemple de chacune des structures types. Les valeurs des dimensions et des concentrations de ces exemples ont été retenues, conformément aux conclusions du chapitre I, pour avoir une large excursion de tension et une puissance de sortie importante.

Nous donnons ici les caractéristiques de la diode P<sup>+</sup>N<sup>+</sup>NN<sup>++</sup> (Fig. 4a) et de la diode PIN (Fig. 4b) qui ont été simulées ; les jonctions étant abruptes.

Diode P<sup>+</sup>N<sup>+</sup>NN<sup>+</sup>

Zone de fort dopage	$\ell = 0,9 \mu$	$N_1 = 2,5 \cdot 10^{16}$ atomes/cm <sup>3</sup>
Zone de faible dopage	$L = 5,1 \mu$	$N_2 = 4 \cdot 10^{14}$ atomes/cm <sup>3</sup>
Substrat	$\lambda = 2 \mu$	$N_3 = 10^{18}$ atomes/cm <sup>3</sup>

Diode PIN

Zone de dopage intrinsèque	$\ell = 6 \mu$	$N_2 = 4 \cdot 10^{14}$ atomes/cm <sup>3</sup>
Substrat	$\lambda = 2 \mu$	$N_3 = 10^{18}$ atomes/cm <sup>3</sup>

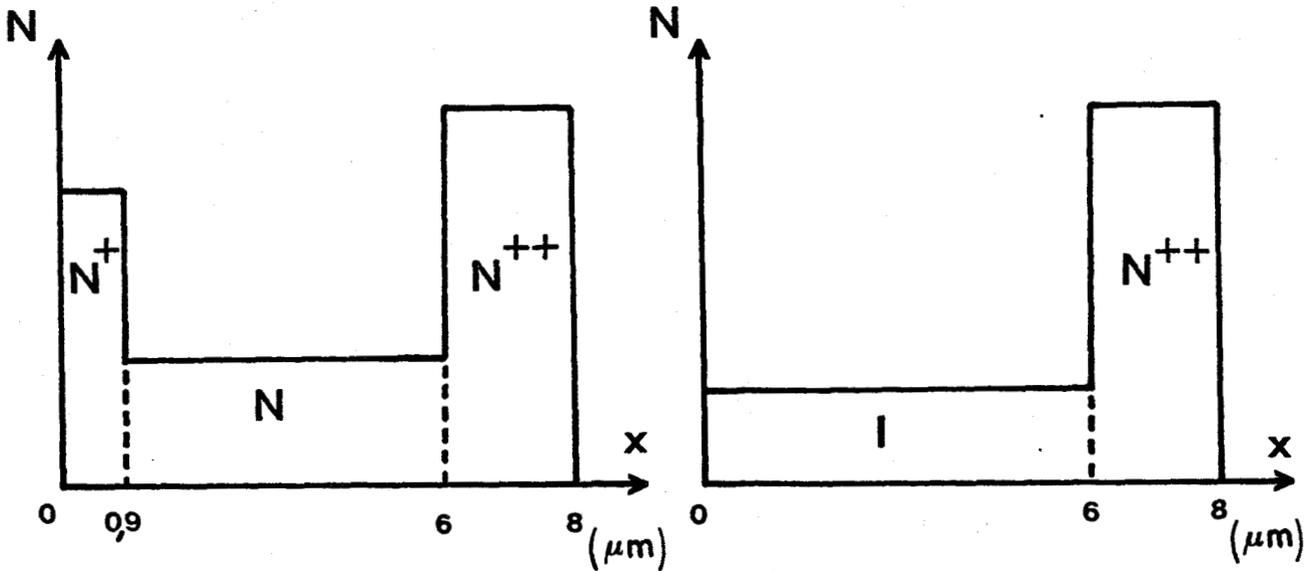


FIGURE 4 : Profil de concentration en impuretés des diodes  $P^+N^+N^+$  (a) et PIN (b).

Les courbes des figures 5 et 6 donnent respectivement les caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  de ces deux types de diodes pour différentes valeurs de  $I_E$  variant de 0 à 200 mA. La courbe obtenue pour  $I_E = 0$  correspond à la caractéristique inverse d'une diode à avalanche classique de section  $10.000 \mu^2$ .

Cas de la diode  $P^+N^+N^+$

Les valeurs de la longueur  $\ell$  et du dopage  $N_1$  ont été choisies afin que d'une part, en régime d'avalanche, la zone d'avalanche soit bien localisée, c'est-à-dire que le rapport longueur de la zone d'avalanche sur longueur totale soit voisin de 0,1 et que d'autre part, le champ électrique à l'entrée de la zone de transit soit voisin de 100 kV/cm, ce qui correspond à un cas quasi optimal pour des diodes A.T.T. au Silicium [20].

La concentration en impuretés de la zone la plus longue est suffisamment faible pour que le champ électrique y soit pratiquement constant. La structure est alors proche d'une diode de Read idéale.

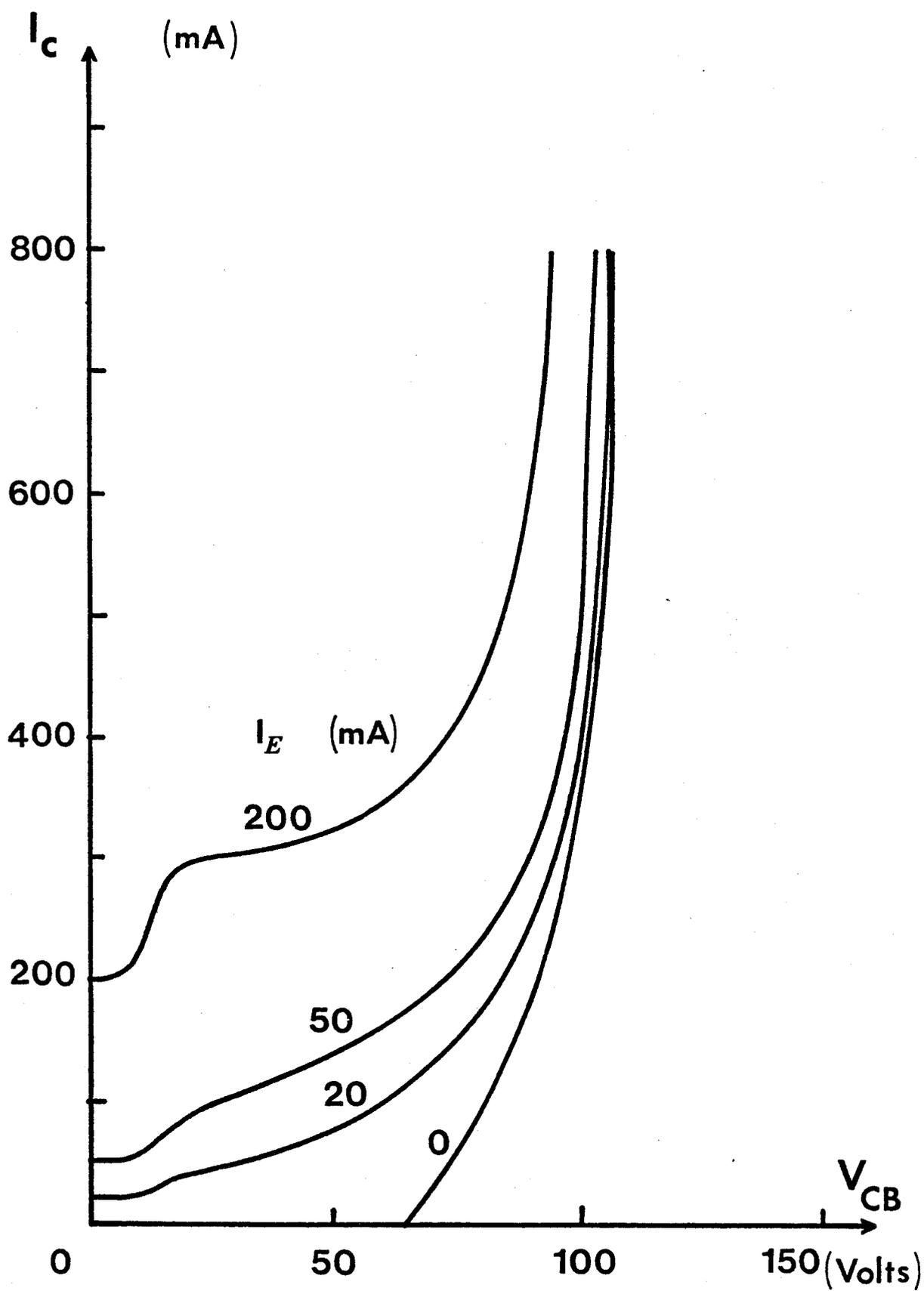


FIGURE 5 : Caractéristiques  $I_C = f(V_{CB})$  pour  $I_E$  variant de 0 à 200mA :  
Diode  $P^+NNN^{++}$



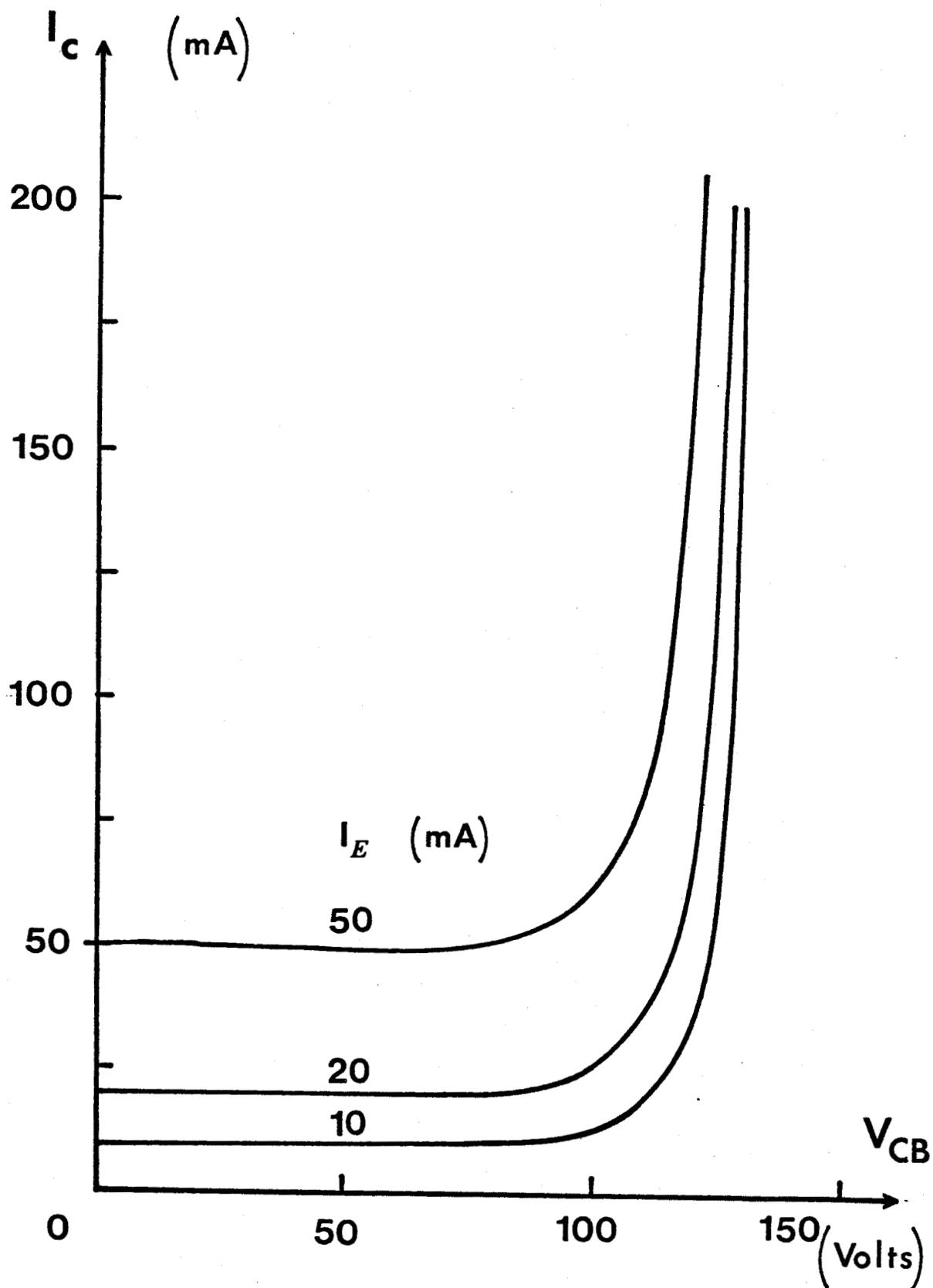


FIGURE 6 : Caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  pour  $I_E$  variant de 0 à 50 mA : Diode PIN<sup>+</sup>.



Lorsqu'on examine les courbes  $I_c = f(V_{CB})$  de la figure 5, nous constatons qu'il existe trois parties correspondant chacune à des régimes de multiplication différents.

- Dans la première partie, qui s'étend sur une dizaine de volts environ, le courant  $I_c$  est indépendant de la tension inverse : il n'y a pas de multiplication.

- Dans la deuxième partie, qui s'étend approximativement de 10 à 90 V, nous remarquons que le courant croît d'abord rapidement sur une dizaine de volts, puis ensuite, beaucoup plus lentement en fonction de la tension : nous sommes dans la zone de multiplication contrôlée car le courant  $I_c$  dépend du courant  $I_E$ . La rupture de pente provient de l'accroissement brutal, de 0,9 à 6  $\mu$ , de la zone désertée de la diode provoquant une augmentation importante de  $V_{CB}$  pour une faible modification du champ dans la zone très dopée donc du taux de multiplication et par là du courant  $I_c$ . La figure 7 montre schématiquement cette corrélation entre l'évolution du profil du champ électrique dans le collecteur et l'évolution de la caractéristique  $I(V)$ . La ligne pointillée représente l'allure qu'aurait la caractéristique si la diode avait une structure  $P^+NN^{++}$  de longueur  $l$ .

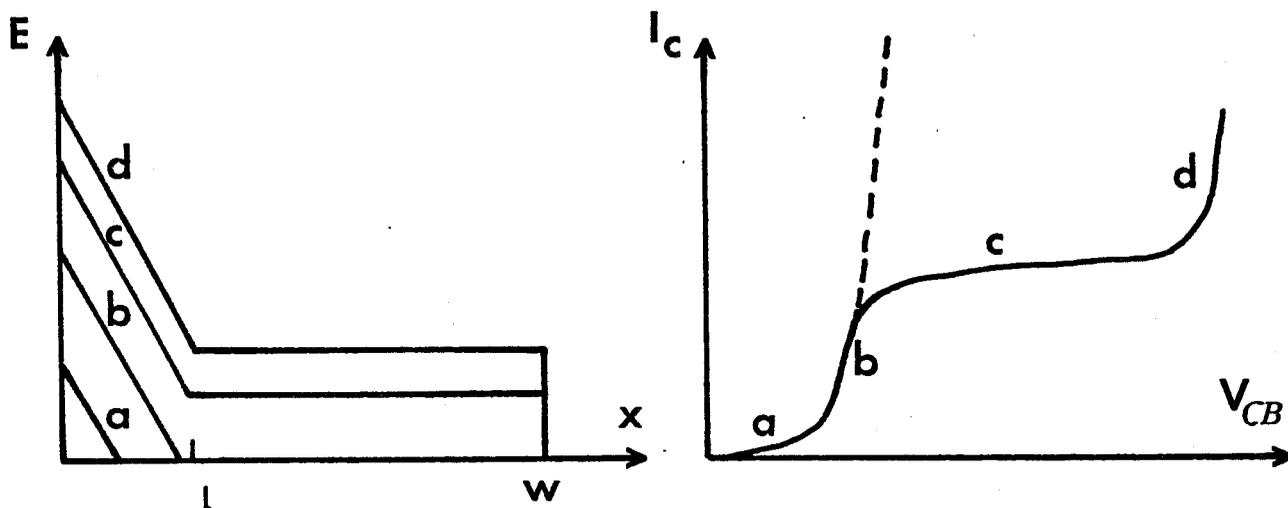


FIGURE 7 : Evolution comparée du champ électrique  $E(x)$  et de la caractéristique  $I_c = f(V_{CB})$ .

• Dans la troisième partie, au dessus de 90 v, le courant augmente très rapidement pour des petites variations de la tension. Le dispositif fonctionne alors en régime de forte multiplication et à courant  $I_c$  très élevé, toutes les caractéristiques se confondent quelle que soit la valeur du courant injecté. Nous sommes alors en régime d'avalanche non contrôlée.

La caractéristique obtenue quand le courant  $I_E$  est nul, présente une allure légèrement différente des autres. Tant que la tension n'a pas atteint une certaine valeur (ici 69 v), le courant  $I_c$  est pratiquement nul. Ensuite, l'avalanche s'amorce mais à cause des effets liés à la réaction de charge d'espace dans la zone désertée [21] que nous avons abondamment étudiés pour les diodes A.T.T., le champ dans la zone d'avalanche ne croît que très lentement et la caractéristique ne présente pas de zone à pente infinie espérée. En fait, elle présente une partie linéaire de la forme  $V = V_0 + R_c I_c$  où  $R_c$  est la résistance de charge d'espace [22] dont la valeur dépend des longueurs des zones d'avalanche et de transit qui sont indépendantes de la densité des porteurs mobiles à faible niveau de tension. A tension plus élevée, la densité des porteurs mobiles devient telle que la longueur de zone en avalanche augmente (l'avalanche se produit dans la plus grande partie de la structure) et la résistance  $R_c$  diminue en fonction du courant : la caractéristique n'est plus linéaire.

#### Cas de la diode PIN

La comparaison des courbes 5 et 6 fait apparaître une allure générale des caractéristiques de la diode PIN très différente de celles de la diode  $P^+N^+NN^{++}$ . Nous voyons tout d'abord que la tension

d'avalanche est plus élevée, ce qui paraît être a priori favorable. Ensuite, les courbes représentées pour plusieurs valeurs de  $I_E$  ont toutes une allure régulière : jusqu'à une valeur de la tension proche de la tension d'avalanche, le courant  $I_C$  ne varie pratiquement pas et conserve la même valeur que le courant injecté  $I_E$ , le taux de multiplication est donc égal à 1. Enfin, le courant croît très rapidement tandis que la tension ne varie que très peu. A la différence de la diode  $P^+N^+NN^{++}$  le courant passe d'une valeur faible à une valeur élevée sur une plage de tension très faible. Ceci s'explique facilement en observant l'évolution du champ électrique.

Tant que celui-ci n'a pas atteint la valeur critique correspondant à l'ionisation des électrons et des trous, il n'y a pas de multiplication par avalanche ; le champ étant constant dans toute la diode, le potentiel peut ainsi atteindre une valeur relativement élevée. Dès que le champ critique est atteint, l'ionisation peut se produire dans toute la diode, la multiplication s'instaure et le courant devient tout de suite important. Nous voyons donc que nous passons brutalement sur quelques volts d'un courant très faible à un courant élevé.

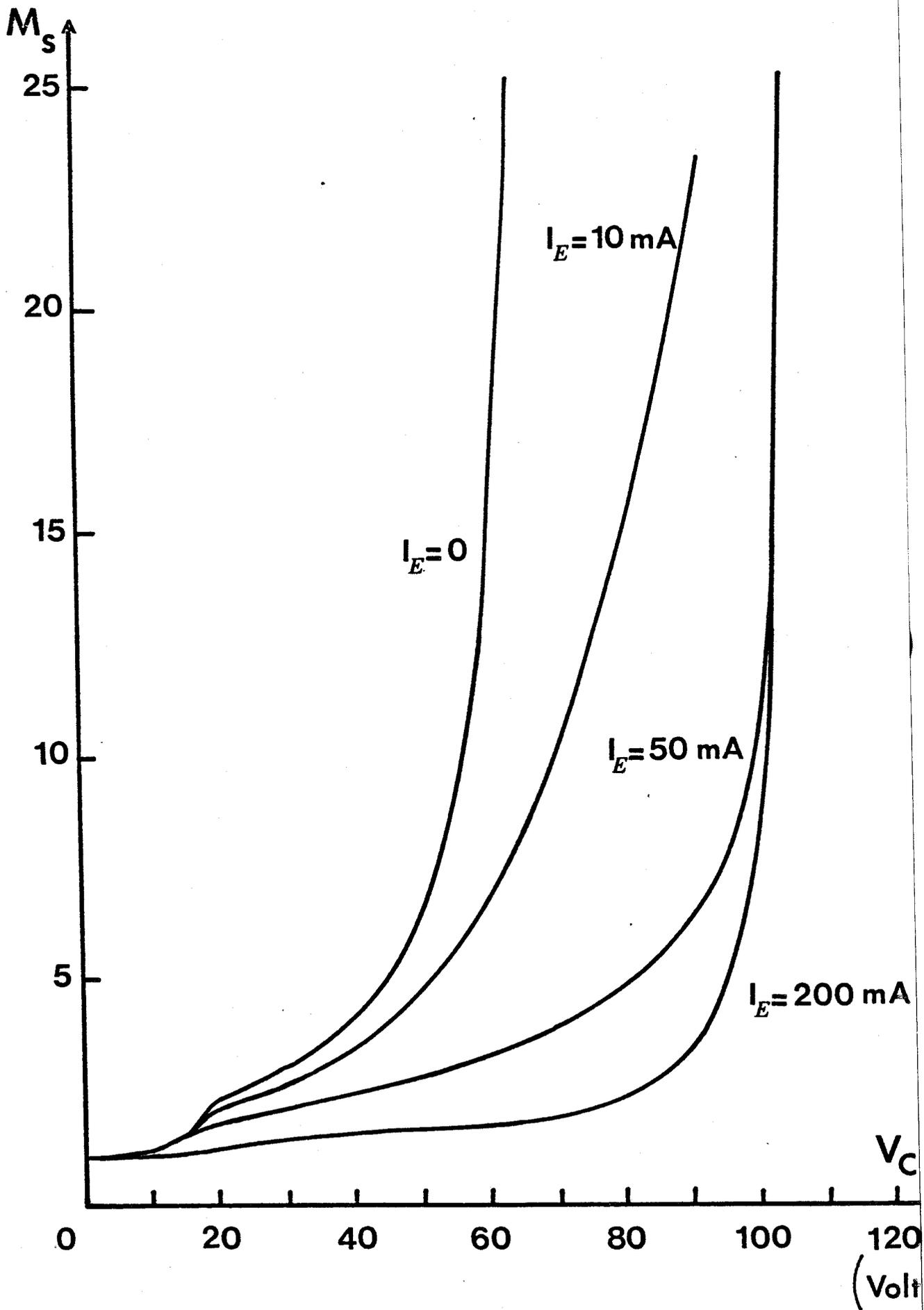
Une autre différence importante se manifeste au niveau de la caractéristique à  $I_E = 0$  : jusqu'à des valeurs de courant relativement élevées, la résistance de charge d'espace est nulle et par conséquent, la caractéristique est une droite verticale passant par le point correspondant à la tension d'avalanche. Ce résultat est bien entendu un résultat théorique ; dans la réalité, la courbe peut être légèrement différente.

### II.1.2.3. Taux de multiplication théorique des diodes

#### $P^+N^+NN^+$ et PIN

L'examen rapide du réseau de caractéristiques statiques des deux types de profil, nous montre que la structure  $P^+N^+NN^{++}$  offre de meilleures possibilités de multiplication que la structure PIN. Nous allons maintenant préciser ce point par l'étude des taux de multiplication.

Les figures 8 et 9 représentent l'évolution des taux de multiplication statiques des électrons respectivement pour les structures  $P^+N^+NN^{++}$  et PIN en fonction de la tension  $V_{CB}$  de polarisation. On constate que pour la diode PIN les courbes  $M = f(V)$  pour différents  $I_E$  sont pratiquement confondues et que les valeurs de  $M$  restent toujours très voisines de 1 sauf en régime d'avalanche non contrôlée. Par conséquent, en régime dynamique, la structure PIN ne pourra en aucune façon convenir à un fonctionnement de type C.A.T.T.. Ceci confirme les résultats qualitatifs présentés dans le chapitre précédent. Par contre, dans le cas de la diode  $P^+N^+NN^{++}$ , à faible niveau d'injection, des taux de multiplication intéressants sont obtenus à partir de tensions  $V_{CB}$  relativement faibles. Au fur et à mesure que le niveau d'injection augmente, bien que le comportement global reste tout aussi favorable (en particulier les courbes  $M = f(V_{CB})$  présente des zones plates plus importantes) les valeurs des taux de multiplication obtenus sont plus faibles quand le courant  $I_E$  est plus grand. Ceci est le résultat de deux phénomènes : d'une part, la multiplication est localisée dans une faible partie de la zone désertée, et d'autre part, la réaction de charge d'espace dans le reste de la zone désertée entraîne, à tension totale constante, une diminution de la tension



**FIGURE 8** : Evolution du taux de multiplication statique en fonction de la tension de polarisation : diode  $P^+N^+NN^{++}$ .

BIS  
LILLE

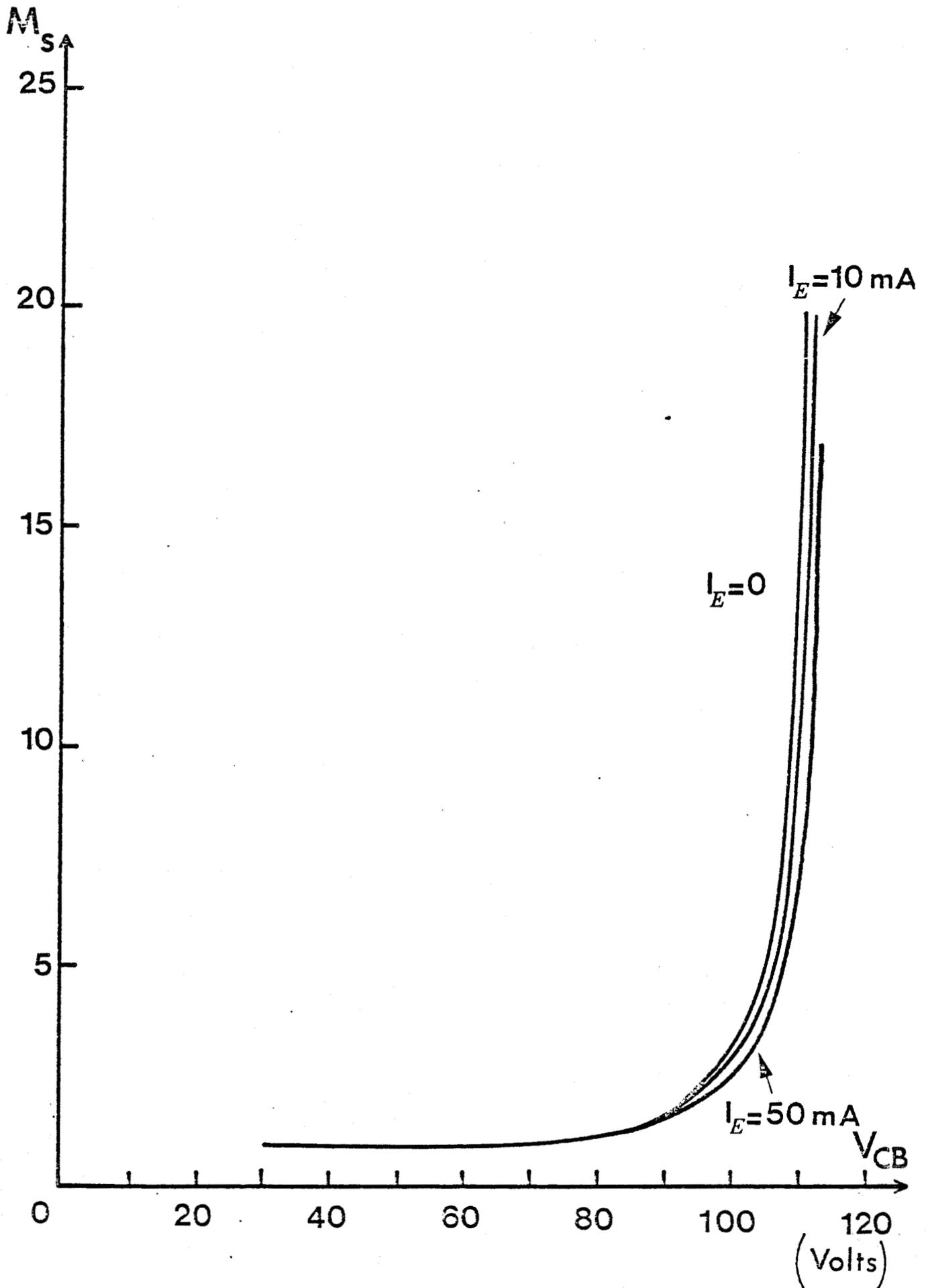


FIGURE 9 : Evolution du taux de multiplication statique en fonction de la tension de polarisation : diode PIN.

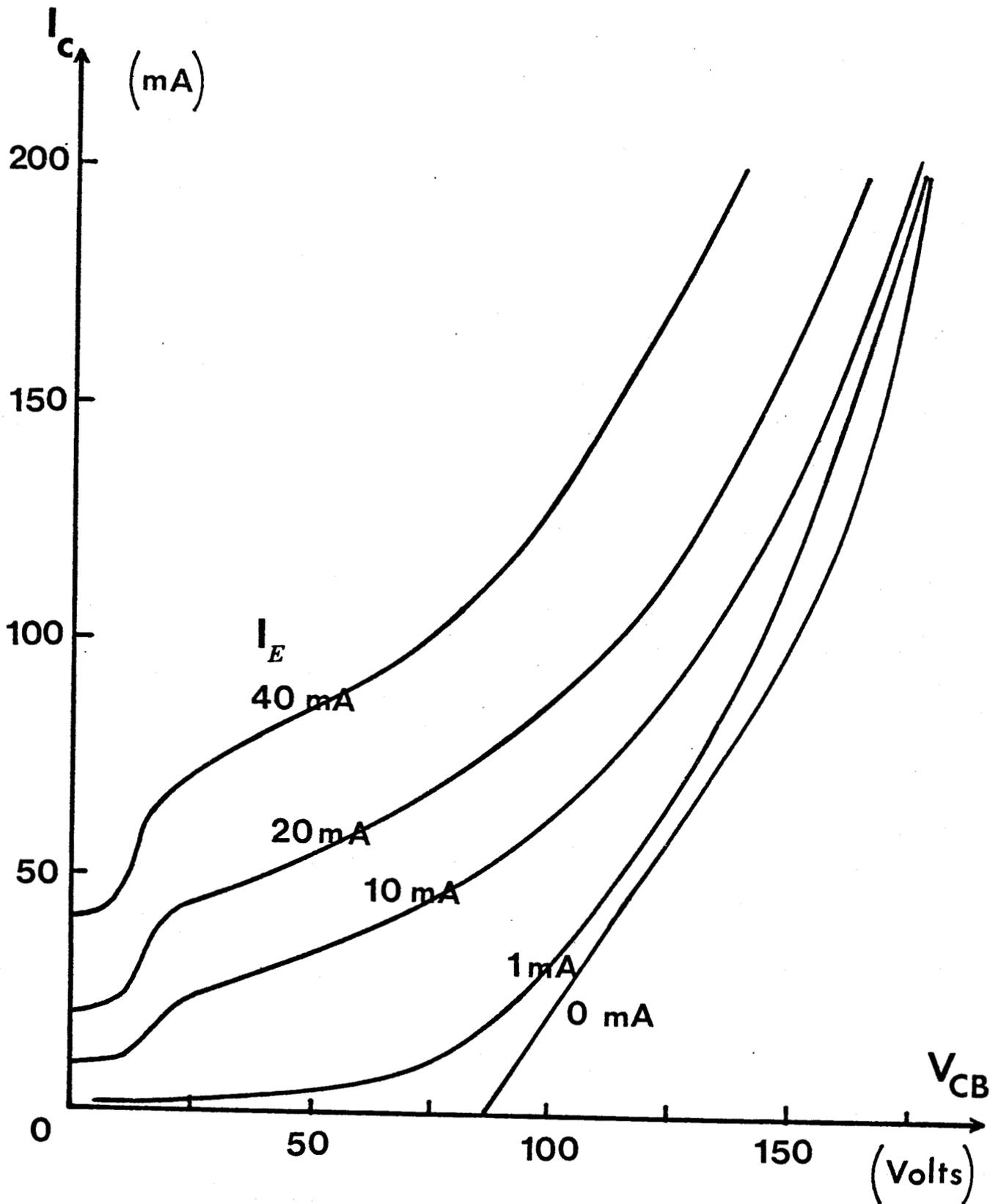


aux bornes de la zone de multiplication et par conséquent, du facteur de multiplication lorsque le courant injecté augmente.

### II.1.3. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE LA ZONE DE FAIBLE DOPAGE

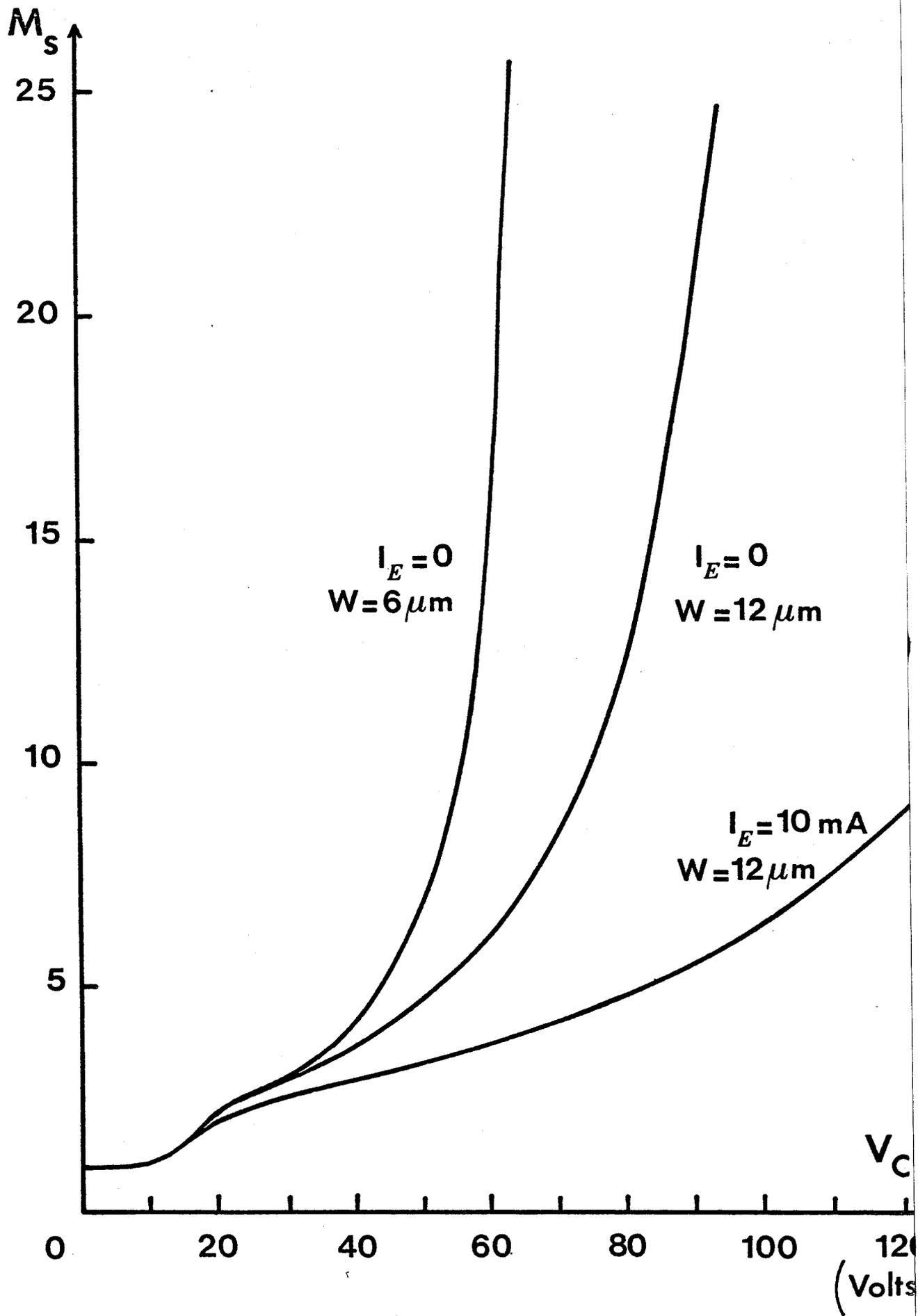
Pour une zone  $N^+$  identique en tous points à celle définie plus haut, nous avons considéré une zone N de même concentration en impuretés mais de longueur plus grande égale à  $11 \mu$ . A l'examen des courbes  $I_c = f(V_{cB})$  et  $M = f(V_{cB})$  des figures 10 et 11, la diode la plus longue semble plus favorable pour l'excursion en tension mais moins favorable pour l'obtention de taux de multiplication élevés. La supériorité de telles structures découlant de la possibilité d'obtenir des excursions en tension plus grande semble d'ailleurs largement hypothéquée en pratique, et ce pour plusieurs raisons :

- les phénomènes de claquage parasite risqueraient de se produire à des tensions beaucoup plus faibles que les tensions maximum d'utilisation ;
- les possibilités de dissipation thermique limitent fortement l'utilisation de tensions de polarisation aussi élevées ;
- pour des applications à 3 et 5 GHz, les angles de transit risqueraient d'être beaucoup trop grands comme nous le verrons par la suite.



**FIGURE 10** : Caractéristiques  $I_C = f(V_{CB})$  pour  $I_E$  variant de 0 à 40 mA : diode  $P^+N^+NN^+$  de longueur  $12 \mu$ .





BUS  
LILLE

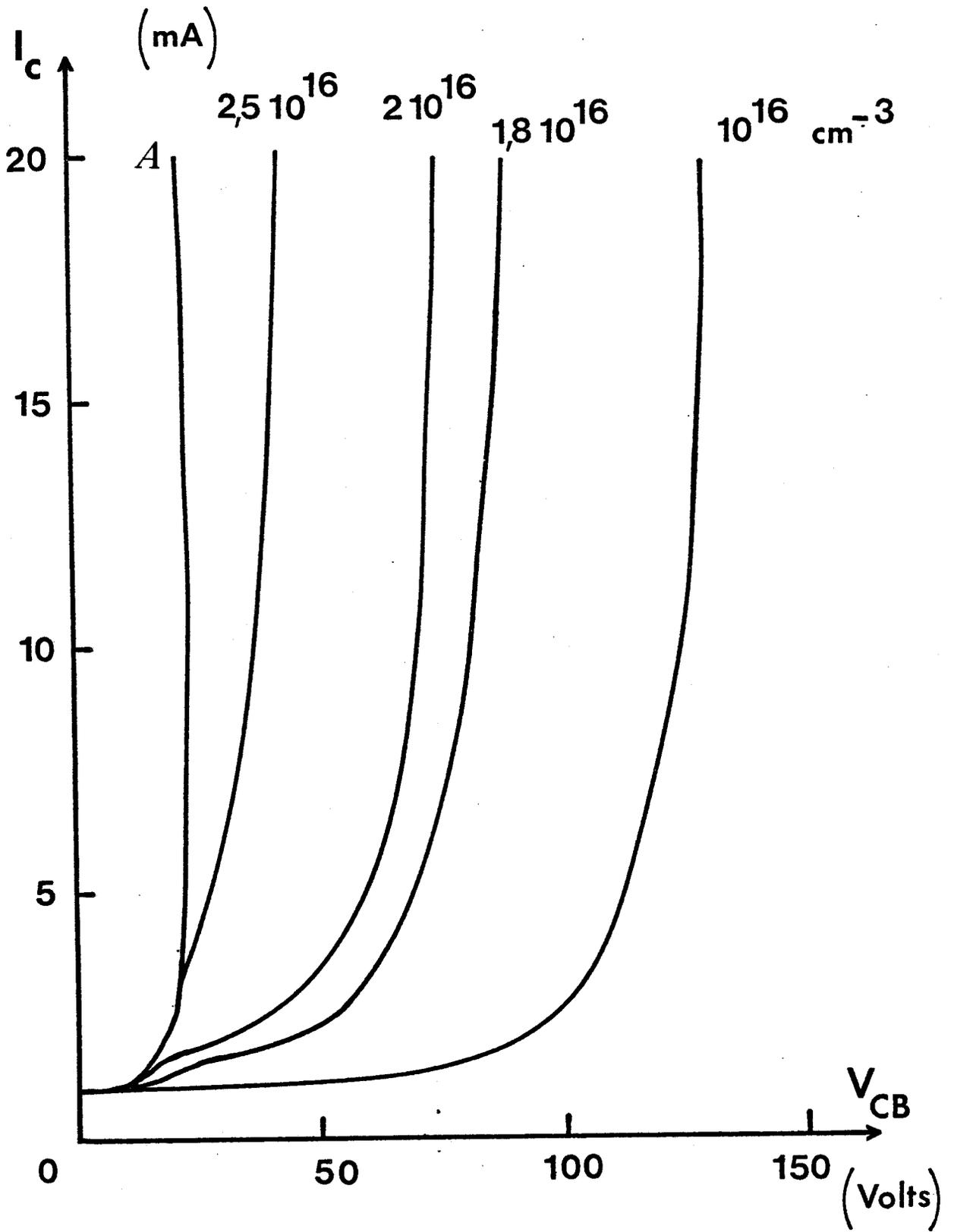
**FIGURE 11** : Comparaison de l'évolution des taux de multiplication statique pour deux diodes  $p^+n^+nn^{++}$  de longueur 6 et 12  $\mu$ .

#### II.1.4. INFLUENCE DE LA DOSE D'IMPURETES DANS LA ZONE N<sup>+</sup>

Pour une zone N identique à celle définie au paragraphe II.1.2.2., nous avons considéré une zone N<sup>+</sup> de longueur constante et égale à 0,9 μ, présentant différentes valeurs de dopage comprises entre 2,5 10<sup>16</sup> et 10<sup>16</sup> atomes/cm<sup>3</sup>. Le réseau de caractéristiques statiques  $I_c = f(V_{cB})$  obtenu est représenté sur la figure 12. On constate qu'aux dopages les plus élevés de la zone N<sup>+</sup> correspond une montée plus rapide de la multiplication mais aussi une tension d'avalanche non contrôlée plus faible. La puissance de sortie étant étroitement liée d'une part, à l'excursion de tension et d'autre part, à celle du courant, il n'apparaît pas d'optimum net quant à la valeur du dopage de la zone N<sup>+</sup>. Des valeurs de l'ordre de 2 à 2,5 10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup> semblent toutefois constituer un bon compromis.

#### II.1.5. CONCLUSION DE L'ETUDE THEORIQUE

Si la jonction base collecteur a une structure de type PIN identique à celle utilisée dans les transistors bipolaires, il n'est pas possible d'avoir un régime de multiplication contrôlée intéressant et un tel profil doit être exclu pour la réalisation du C.A.T.T.. Par contre, une structure de type P<sup>+</sup>N<sup>+</sup>NN<sup>++</sup> peut présenter des caractéristiques statiques  $I_c = f(V_{cB})$  dont les allures sont très proches des caractéristiques idéales que nous avons définies au début de ce chapitre. Avec de telles structures un fonctionnement de type C.A.T.T. semble donc possible pour un régime de multiplication où le taux pourrait être de l'ordre de quelques unités.



**FIGURE 12** : Caractéristiques  $I_C = f(V_{CB})$  pour différentes valeurs du dopage  $N^+$  de la zone Hi et  $I_E = 1 \text{ mA}$ .  
 Courbe A : diode de longueur limitée à la zone Hi.



Les dimensions et dopages du collecteur paraissant les plus adaptés à l'obtention d'une tension d'avalanche non contrôlée de l'ordre de 100 volts pourraient par exemple être d'environ

$1\mu$  et  $2,5 \cdot 10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup> pour la zone N<sup>+</sup>

$5\mu$  et  $4 \cdot 10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup> pour la zone N

ceci pour une fréquence de travail se situant aux alentours de 3 GHz. Ce sont ces valeurs qui serviront de référence pour la réalisation pratique du C.A.T.T..

#### II.1.6. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA MULTIPLICATION DANS LES TRANSISTORS

##### C.A.T.T.

Un profil assez voisin de la structure définie ci-dessus a été réalisé en pratique. Il s'agit d'un profil couramment appelé LoHiLo (Fig. 13 a). Une autre structure assez proche type Hi Lo a été également réalisée (Fig. 13 b). D'autres profils seront donnés en annexe III.

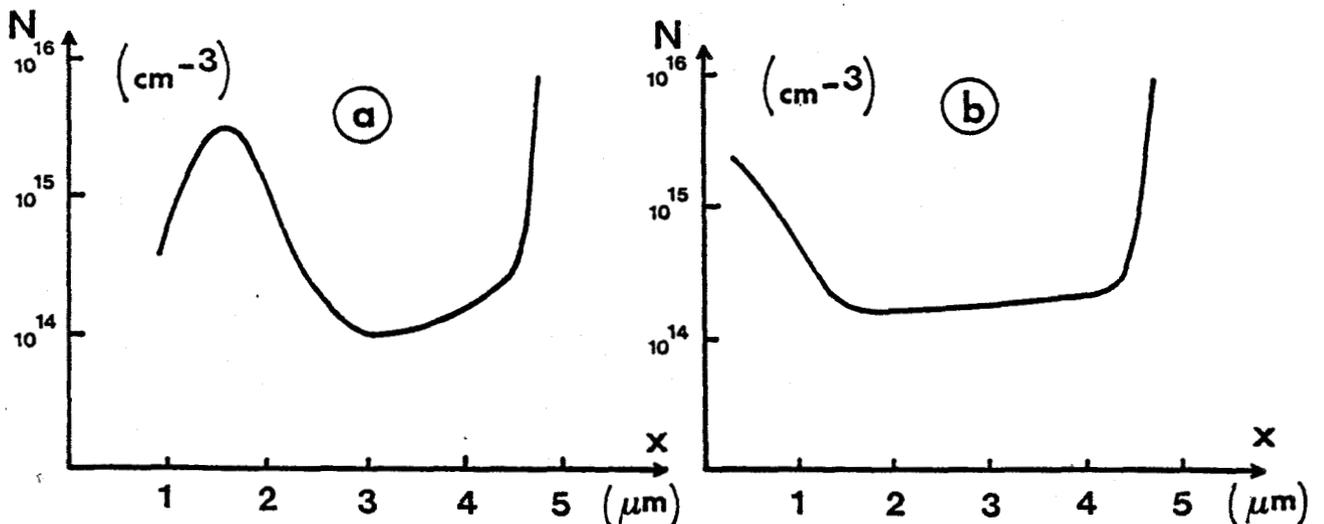


FIGURE 13 : Profils de dopage dans la zone collecteur : a) LoHiLo b) HiLo.

Compte tenu de la similitude des profils de champ électrique et des valeurs des tensions d'avalanche de ces deux structures, il n'est pas apparu nécessaire de reprendre l'étude théorique pour le cas de cette dernière. La figure 14 donne le profil des champs électriques obtenus dans les deux cas de la Fig. 13 pour une tension base collecteur de 88 volts. Le tracé du champ électrique a été effectué automatiquement à partir de l'évolution de la capacité de jonction en fonction de la tension aux bornes de la jonction polarisée en inverse [23]. La mesure est réalisée sur un pont BOONTON associé à un calculateur Hewlett Packard qui fournit directement la configuration spatiale du champ électrique. Ces mesures ont été effectuées sur des diodes réalisées sur les mêmes épitaxies que les transistors C.A.T.T. grâce à des motifs tests où la diffusion d'émetteur est supprimée : on a ainsi des jonctions dont le profil est identique à celui de la jonction base collecteur du transistor [24].

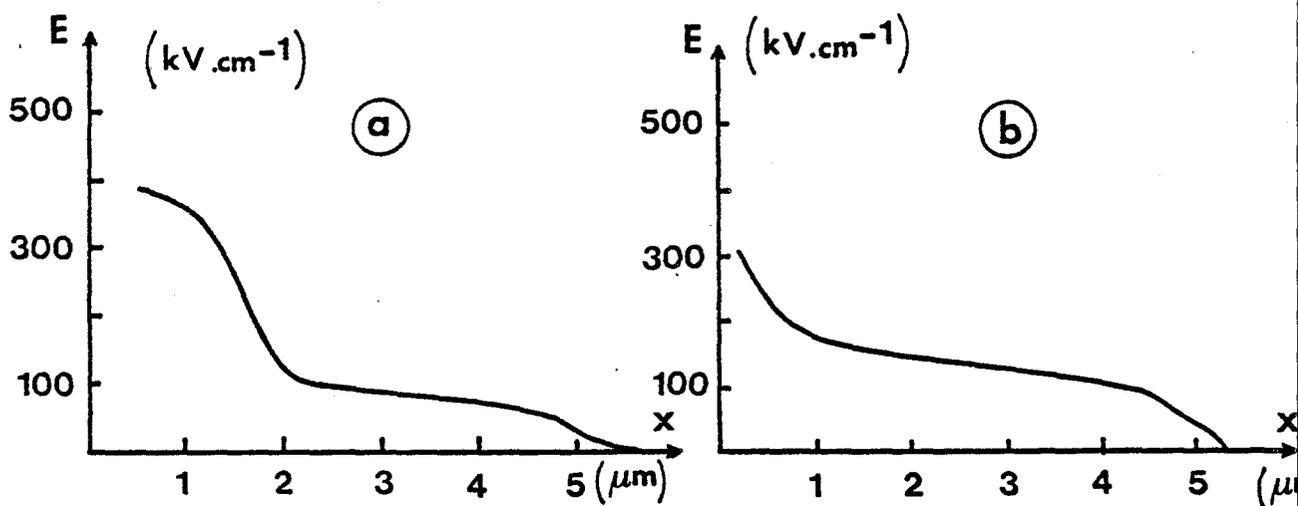


FIGURE 14 : Profils de champ électrique dans la zone collecteur.  
a) Lo Hi Lo    b) Hi Lo.

Signalons que, sur le plan pratique, il s'est avéré que les profils Lo Hi Lo présentaient un léger désavantage vis à vis des profils

Hi Lo. En effet, tant que le champ électrique dans la zone de multiplication n'est pas assez élevé, la zone de transit n'est pas désertée ce qui entraîne des pertes supplémentaires en régime dynamique. Il en résulte alors une tension de déchet plus élevée pour le profil Lo Hi Lo que pour le profil Hi Lo. Les difficultés rencontrées au cours de la réalisation des différents échantillons, en particulier les problèmes posés par les claquages périphériques, seront abordées dans le chapitre IV traitant des résultats expérimentaux.

Parmi les échantillons étudiés, nous donnons ici quelques caractéristiques statiques  $I_c = f(V_{CB})$  obtenues pour différentes valeurs du courant émetteur maintenu constant ainsi que les variations correspondantes du facteur de multiplication (Fig. 15, 16, 17, 18). Nous avons ainsi représenté les facteurs de multiplication (Fig. 19) obtenus par ESHBACH et al [25] sur un transistor C.A.T.T. dont le collecteur avait une structure Hi Lo. Pour éviter les effets thermiques destructifs, nos mesures ont été effectuées en continu pour les régimes de faible courant et en impulsions pour les régimes à courant élevé [26].

L'observation de la courbe 15, relative à un profil Lo Hi Lo, laisse apparaître plusieurs zones de fonctionnement différents :

#### ZONE 1

On retrouve dans cette zone un type de fonctionnement assimilable à celui d'un transistor bipolaire classique pour lequel la loi habituelle  $I_c = \alpha I_E$  est respectée.

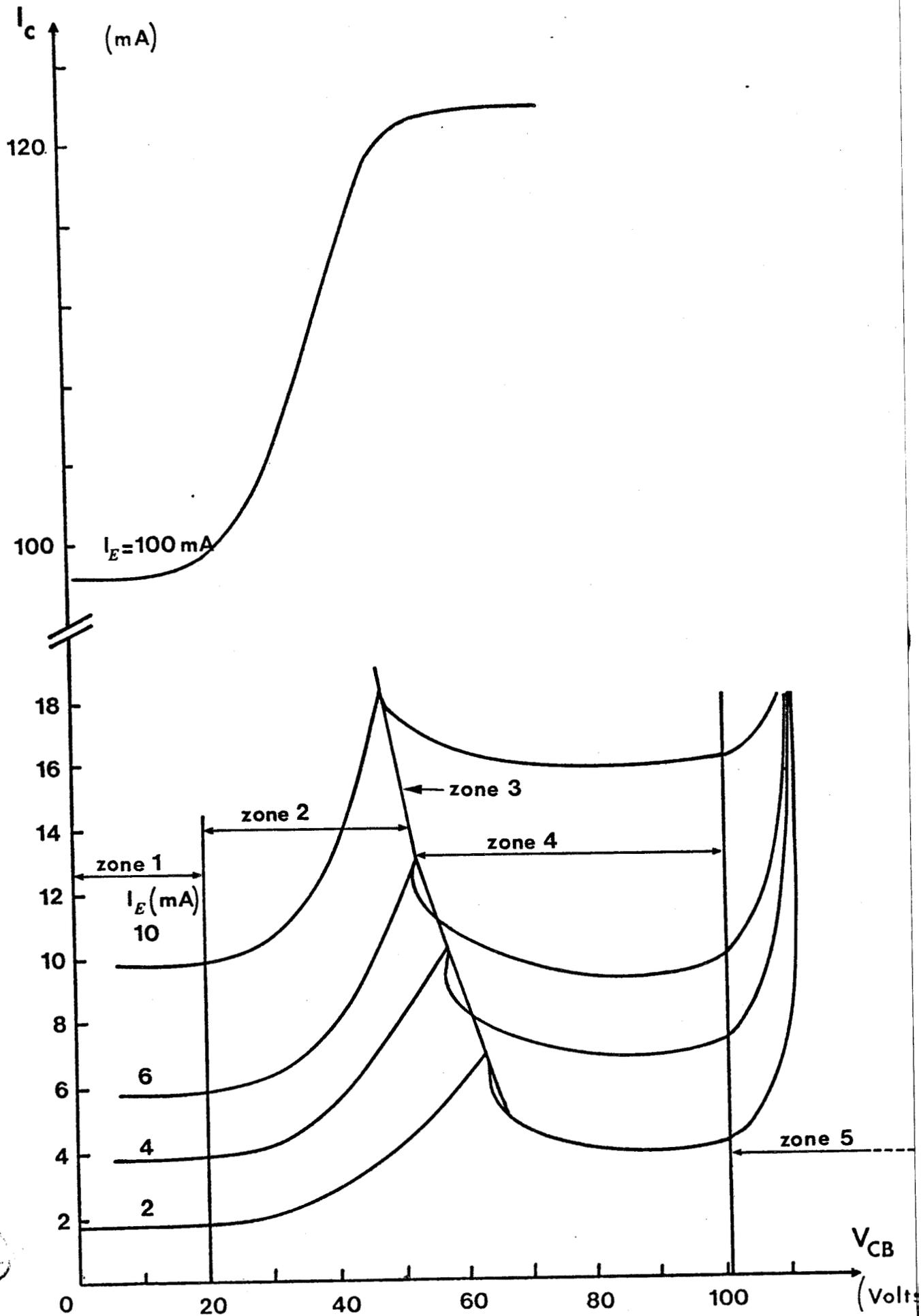


FIGURE 15 : Caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  d'un CATT de structure collecteur Lo Hi Lo.



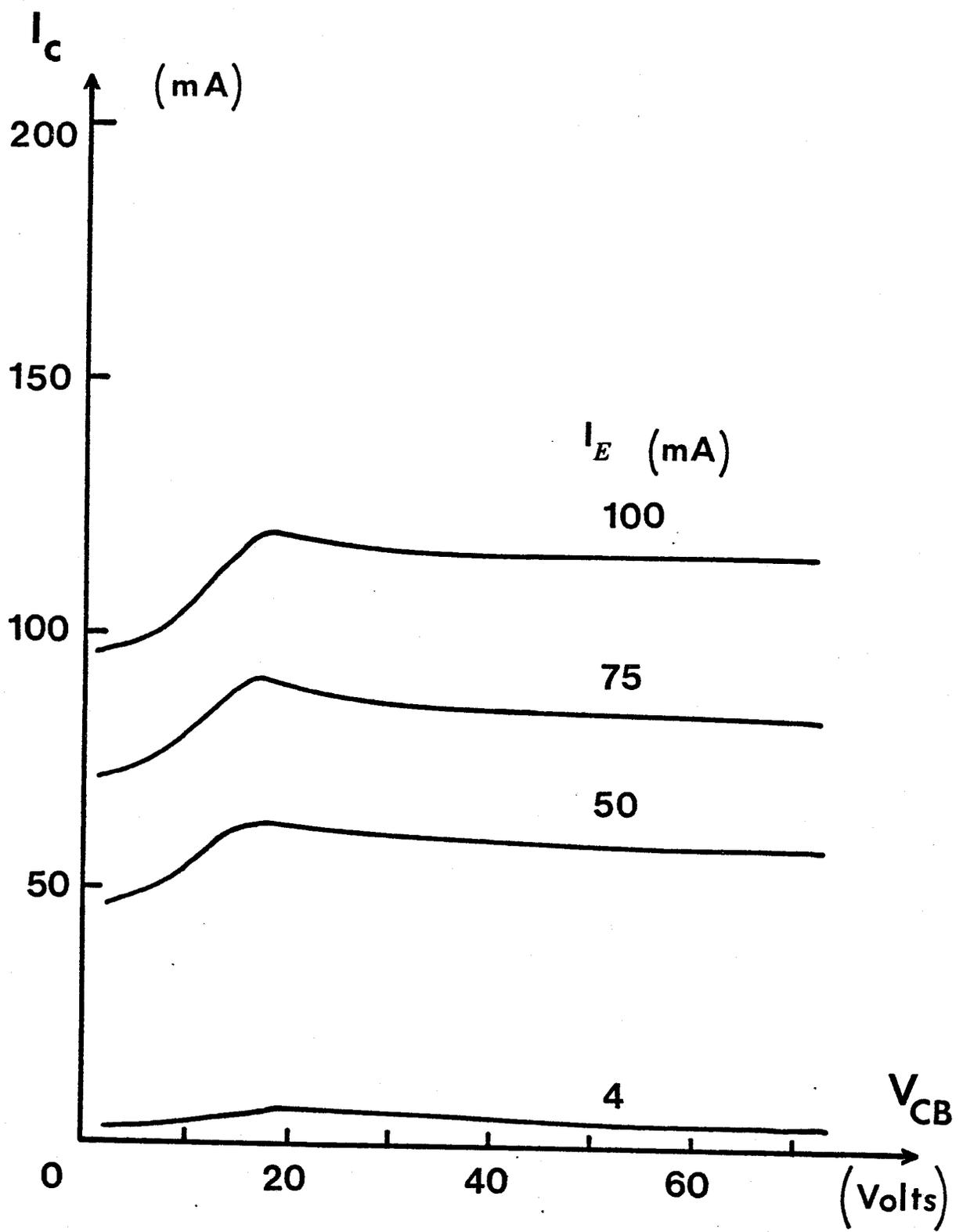
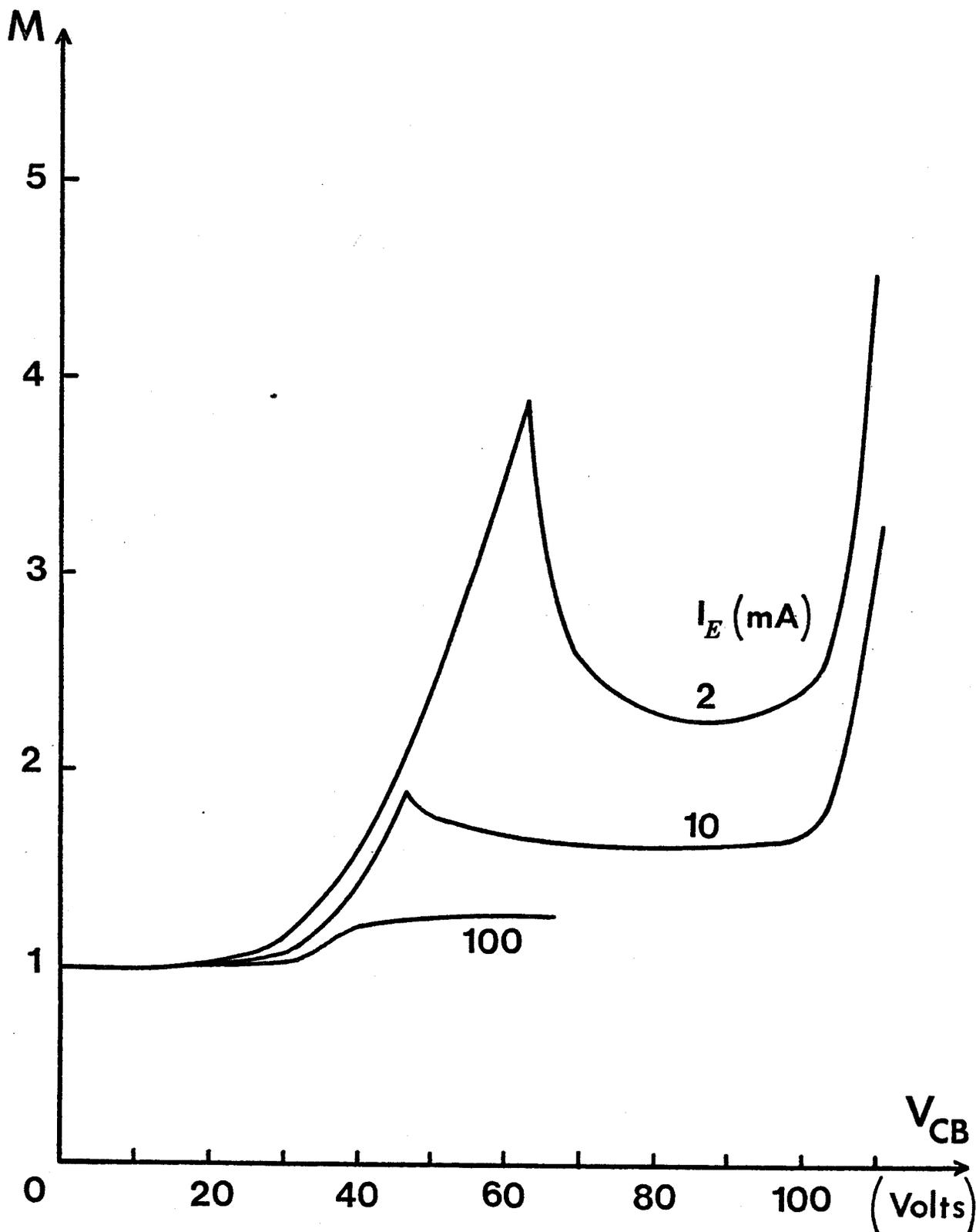


FIGURE 16 : Caractéristiques  $I_C = f(V_{CB})$  d'un CATT de structure collecteur Hi Lo.





**FIGURE 17** : Variation du taux de multiplication statique en fonction de la tension de polarisation d'un CATT de structure Lo Hi Lo.



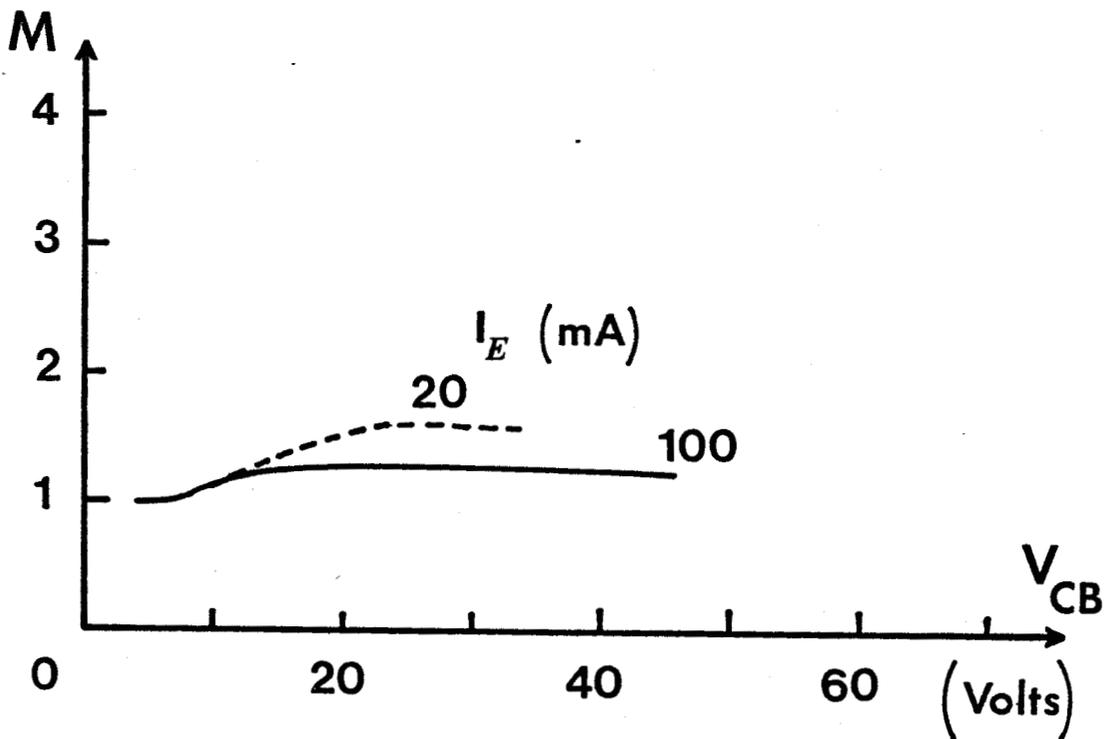


FIGURE 18 : Variation du taux de multiplication statique en fonction de la tension de polarisation d'un CATT de structure Hi Lo.

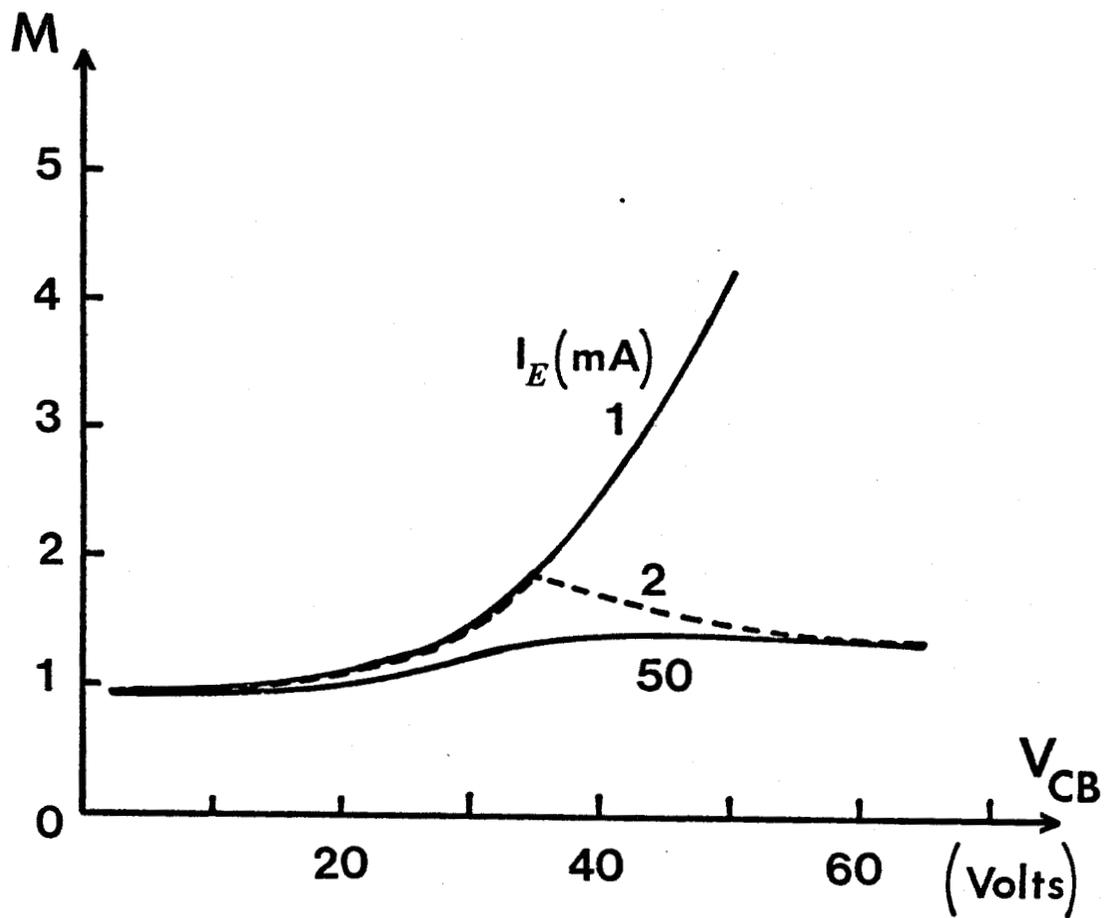


FIGURE 19 : Variation du taux de multiplication d'un CATT d'après ESHBACH.



## ZONE 2

La présence de la multiplication du courant émetteur correspondant à un fonctionnement de type C.A.T.T. est effectivement observée. Les facteurs de multiplication, notablement améliorés par rapport à ceux obtenus avec les échantillons de transistors commerciaux de type PIN, atteignent des valeurs de 2,5 à 3.

## ZONE 3

Une rupture brutale de la pente des caractéristiques apparaît pour un point de polarisation bien précis. Nous donnerons une interprétation de ce phénomène dans la suite du chapitre.

## ZONE 4

Le courant collecteur, après sa diminution brutale, passe par un palier où le facteur de multiplication statique peut être considéré pratiquement comme constant.

## ZONE 5

On atteint, dans cette partie de la courbe, l'avalanche non contrôlée caractéristique de la jonction collecteur base.

Dans le cas de la figure 16 relative à un profil Hi Lo, les courbes présentent une allure légèrement différente : la forme est beaucoup plus adoucie que pour la structure Lo Hi Lo.

Lorsqu'on examine l'évolution des taux de multiplication statiques en fonction de la tension collecteur base, on constate qu'à tension relativement faible, les résultats sont sensiblement ceux que nous avons prévus au paragraphe II.1.2.3. Cependant, dès que le niveau de la tension atteint une certaine valeur, nos courbes, aussi bien que celles de ESHBACH (Fig. 19) font apparaître un facteur de multiplication augmentant nettement avec la tension puis présentant, soit un palier, soit une descente avant de remonter quand on atteint l'avalanche non contrôlée. Ces phénomènes observés sur la plupart des composants, tant par nous mêmes que par ESHBACH, n'étaient absolument pas prévue par l'étude théorique précédente. Or celle-ci constitue une simulation tout à fait exacte des phénomènes de multiplication dans la zone désertée de collecteur, en particulier elle permet de prévoir avec exactitude l'évolution des tensions d'avalanche avec le dopage [22]. Sa validité ne peut être mise en cause, mais elle ne considère que l'influence du courant injecté sur la zone désertée de collecteur sans prendre en compte l'influence de la base. Les différences constatées entre prévisions théoriques et résultats expérimentaux ne peuvent provenir que de ce point et c'est ce problème que nous allons maintenant nous efforcer d'étudier.

## II.2. PROBLÈMES LIÉS À LA BASE

Nous devons étudier dans quelle mesure certains effets parasites, par exemple les effets bidimensionnels se produisant dans la base, ne pourraient pas expliquer les évolutions du taux de multiplication en fonction de la tension collecteur base.

### II.2.1. SITUATION DU PROBLEME

Plusieurs interprétations peuvent être données aux chutes brutales du taux de multiplication ou à sa stabilité relative en fonction de la tension  $V_{CB}$ . Dès le début YU et al [27] ont pensé à l'influence possible du retour des trous produits par l'ionisation par choc vers la base, voire vers l'émetteur. Cette explication est spécifique au C.A.T.T. puisque exclusivement liée au phénomène de multiplication dans le collecteur.

Une autre possibilité d'interprétation du réseau de caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  est le phénomène maintenant bien connu de la focalisation [28]. Nous verrons que cette focalisation, combinée au retour des trous et à la réaction de charge d'espace, intervient de manière certaine dans la chute des taux de multiplication.

### II.2.2. RETOUR DES TROUS SUR L'EMETTEUR

Il est évident que si la totalité des trous produits dans la zone collecteur base revenaient sur l'émetteur, le courant de collecteur et celui d'émetteur resteraient égaux même en présence de multiplication et le taux de multiplication apparent serait égal à un. Le problème est donc de savoir si ce phénomène peut réellement exister dans les transistors C.A.T.T., c'est-à-dire de savoir si les trous générés par l'ionisation par choc dans la jonction collecteur base peuvent, après avoir atteint la base, la traverser et retourner dans l'émetteur.

YU et al [27] proposent cette solution pour expliquer la chute du facteur de multiplication. Ils supposent que les trous entraînés par le champ électrique régnant dans la jonction collecteur base traversent cette dernière sans pratiquement perdre d'énergie et peuvent ainsi franchir la barrière de potentiel de l'émetteur. Pour étayer cette hypothèse, ils font appel à la théorie des porteurs chauds ; utilisant une distribution d'énergie de type maxwellienne, ils calculent un facteur de transmission à travers la jonction base émetteur proportionnel à la différence entre l'énergie  $E_h$  des trous et la hauteur  $\phi$  de la barrière et évaluent ainsi la proportion de trous atteignant l'émetteur.

Dans un autre article [25], les mêmes auteurs, tout en estimant que l'hypothèse du retour des trous chauds était qualitativement raisonnable, affirmaient que des calculs plus exacts de la longueur de thermalisation des trous rendaient cette explication moins vraisemblable. Cependant, ils ne fournissent aucun détail sur les valeurs numériques les ayant conduit à cette constatation. Dans ces conditions, ils ne croyaient plus que la réduction du taux de multiplication soit causée par le phénomène du retour des trous chauds sur l'émetteur.

Des discussions et des études théoriques effectuées au laboratoire par FAUQUEMBERGUE nous ont conduit à la même conclusion. En effet, en considérant l'énergie acquise par les trous à la sortie de la zone d'avalanche et en comparant le temps de relaxation de l'énergie qui peut être estimé de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-13}$  seconde avec le temps de transit dans la base (de l'ordre de 2 à 3  $10^{-12}$  seconde), on peut estimer que les trous sont pratiquement thermalisés à leur arrivée à la jonction émetteur base : leur énergie n'est plus suffisante pour leur permettre de franchir la barrière de potentiel. Dans ces

conditions, on peut admettre en première approximation que le retour des trous sur l'émetteur ne peut fournir une explication satisfaisante à la diminution du taux de multiplication. En conséquence, dans la suite de notre travail, nous ne tiendrons pas compte du retour des trous sur l'émetteur dans les équations servant à l'interprétation des résultats.

### II.2.3. ANALYSE DU PHENOMENE DE FOCALISATION

#### II.2.3.1. Rappel sur la focalisation

L'évacuation des trous créés par ionisation dans la zone désertée de collecteur s'effectue par la base du C.A.T.T. puisque nous avons considéré que leur retour par l'émetteur était impossible. Ces trous sont la cause d'un courant de base dont l'expression est

$$I'_B = (M - 1) \alpha I_E$$

Il s'ajoute au courant normal de base dont la valeur est

$$I''_B = (1 - \alpha) I_E$$

où M est le facteur de multiplication statique et  $\alpha$  le facteur de transport dont la valeur est positive.

En se référant au schéma de la figure 20 donnant les conventions de signe que nous utilisons pour traiter notre problème, on trouve le courant total de base

$$I_B = (1 - \alpha) I_E - (M - 1) \alpha I_E = (1 - M\alpha) I_E$$

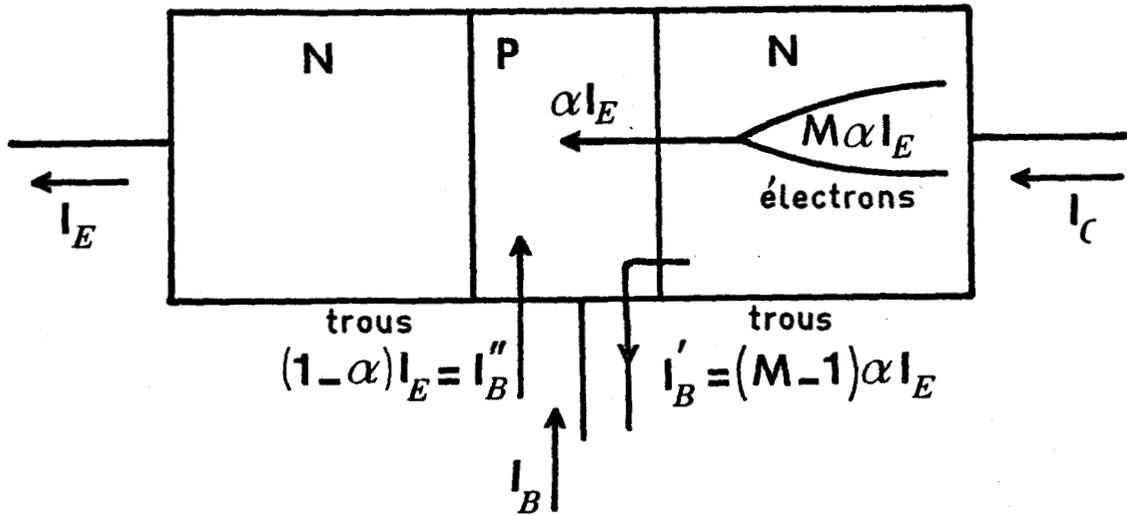


FIGURE 20 : Courants conventionnels dans le C.A.T.T.

Il faut remarquer que ce courant supplémentaire, composé de porteurs majoritaires pour la base, circule dans le sens inverse de celui rencontré dans la théorie classique des transistors bipolaires c'est-à-dire fonctionnant sans multiplication.

La résistivité de la base n'étant pas négligeable (existence d'une résistance interne de base  $R_{bb}$ ), la circulation de ce courant de trous a pour conséquence que la tension émetteur base locale n'est pas uniforme le long de la base.

Si le courant consécutif au retour des trous est supérieur au courant normal de base ( $M\alpha > 1$ ) la jonction concernée devient plus passante au centre des doigts de la structure d'émetteur que sur leur bord : la densité de courant, pour un courant d'injection thermoionique donné, est plus importante au centre des doigts, ceci revient à dire qu'il y a focalisation du courant émetteur. Au contraire, si ce courant

était la conséquence d'un écoulement d'électrons, la jonction base émetteur deviendrait plus conductrice à sa périphérie et, pour ce type de fonctionnement, le terme de défocalisation du courant serait utilisé [28]. Nous avons représenté sur la figure 21 le cas où il y a focalisation au centre de l'émetteur.

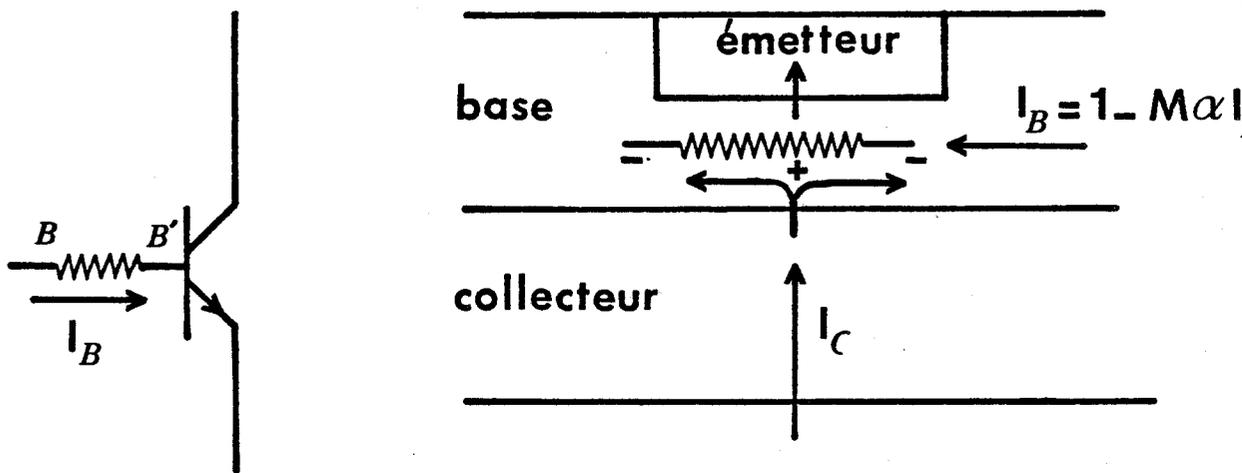


FIGURE 21 : Focalisation du courant émetteur.

II.2.3.2. Corrélation focalisation-multiplication

Les phénomènes de focalisation ou de défocalisation du courant émetteur sont habituellement mis en évidence par la mesure de la résistance interne de base. REY et LETURCQ [28], qui ont étudié en détail ces phénomènes en régime statique et dynamique faible signal, ont montré que dans le cas d'une géométrie circulaire, la résistance interne dynamique de base  $r_{bb'}$ , était liée au courant  $I_B$  circulant dans la base suivant l'expression

$$r_{bb'} = \frac{\Delta V_{BB'}}{\Delta I_B} = \frac{R}{4 + \frac{q R I_B}{kT}} = r_{bb'0} \frac{1}{1 + \frac{q r_{bb'0} I_B}{kT}}$$

avec  $q$  charge de l'électron

$k$  constante de Boltzmann

$I_B$  courant de base égal à  $(1 - M\alpha) I_E$ . Ce courant est négatif pour  $M\alpha > 1$

$R = \frac{\rho}{2\pi e}$  où  $\rho$  est la résistivité moyenne de la base et  $e$  son épaisseur

$T$  température en degré Kelvin.

Ces auteurs ont montré que cette formule pouvait s'appliquer aux structures interdigitées dans le cas des fortes injections.

En régime de forte multiplication  $r_{bb'}$  peut théoriquement devenir infini lorsqu'on a l'égalité  $r_{bb'} \circ I_B = \frac{kT}{q} = U_T$ . Dans la pratique cette résistance devient très grande et l'observation de sa croissance éventuelle avec le courant base est un moyen de mettre en évidence la corrélation entre la multiplication et la focalisation.

Afin de rechercher cette corrélation, nous avons effectué l'étude expérimentale de l'évolution de la résistance de base dynamique en fonction de la tension collecteur base. Cette mesure a été faite en basse fréquence avec le montage et la méthode décrite en [26].

Sur la figure 22 nous donnons un résultat typique obtenu dans le cas d'un transistor Lo Hi Lo. Sont représentés sur cette figure la variation de  $r_{bb'}$  et du courant collecteur en fonction de  $V_{CB}$ . On constate que la chute brutale de  $I_c$  correspond précisément à une montée extrêmement rapide de  $r_{bb'}$ . Ce phénomène se produit pour une valeur de  $r_{bb'} I_B$  qui se rapproche de la valeur  $U_T$  prévue théoriquement.

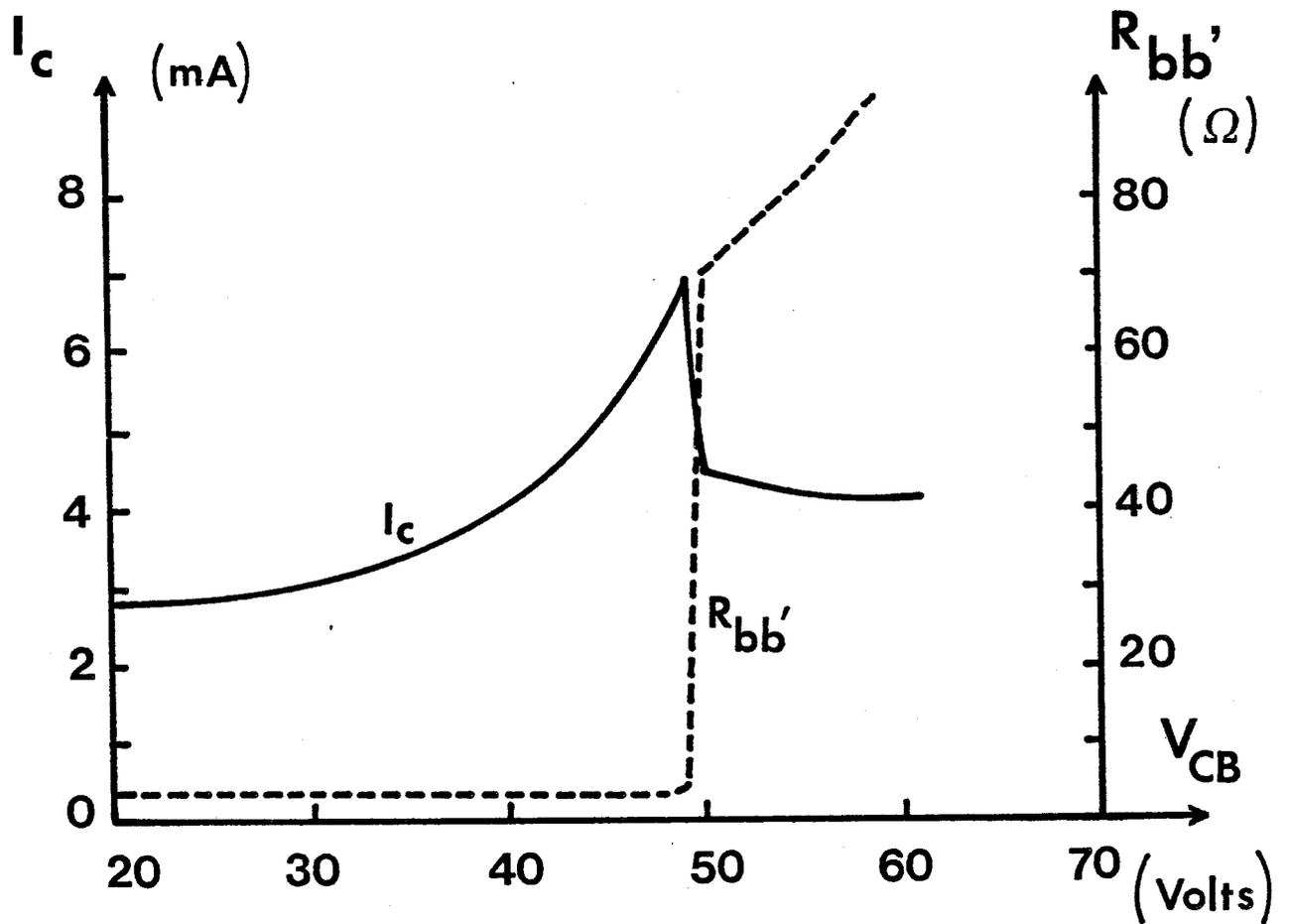


FIGURE 22 : Corrélation  $r_{bb'}$  - multiplication.



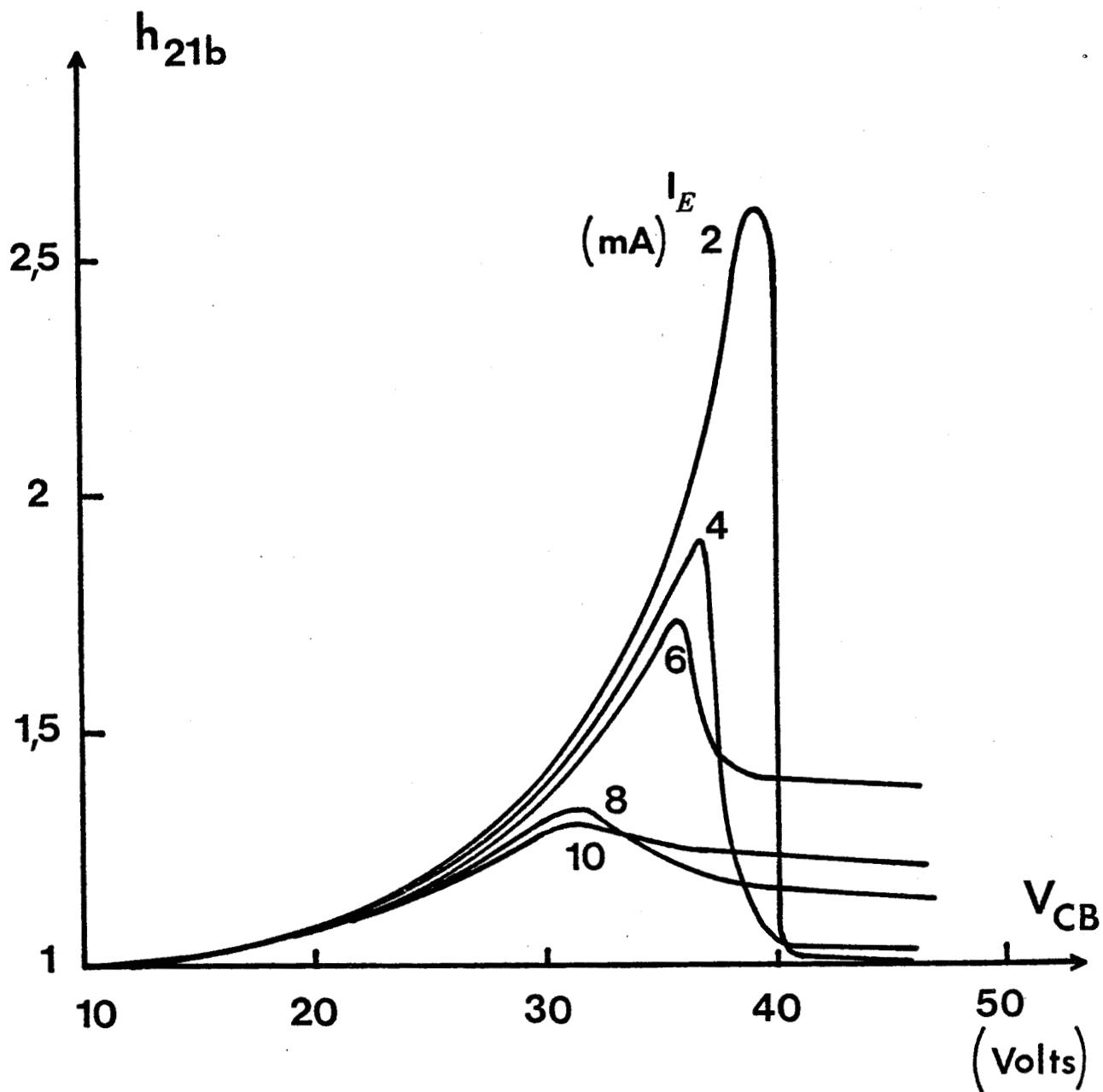
ESHBACH [25] a effectué des observations similaires sur ses propres transistors.

La chute brutale de la multiplication statique, observée ci-dessus, se retrouve également dans le comportement du facteur de multiplication dynamique  $h_{21b}$  comme l'attestent les différentes courbes de la figure 23 relevées pour plusieurs valeurs du courant  $I_E$ . La chute de  $h_{21b}$  en fonction de  $V_{cB}$  se produit d'autant plus tôt que  $I_E$  est élevé, c'est-à-dire que  $I_B$  est grand.

Tous ces résultats expérimentaux confirment bien l'influence sur le taux de multiplication des phénomènes propres à la base. Dans le paragraphe qui suit, nous nous proposons de faire une étude théorique de cette influence.

#### II.2.4. SIMULATION NUMERIQUE DES EFFETS DE LA FOCALISATION ET DE LA REACTION DE CHARGE D'ESPACE

L'étude théorique de l'influence du phénomène de focalisation sur l'évolution du taux de multiplication en fonction de la tension collecteur base est relativement complexe car elle doit prendre en compte les phénomènes liés à la réaction de charge d'espace dans la zone désertée du collecteur. Bien que ce phénomène ne puisse être mis en évidence de façon expérimentale, il doit certainement exister vu les valeurs des dopages des zones actives et des courants d'émetteur utilisées. C'est pourquoi le modèle que nous décrivons maintenant le prend largement en compte.



**FIGURE 23** : Facteur de multiplication dynamique en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de  $I_E$  en petit signal.



### II.2.4.1. Modèle et équations utilisées

#### II.2.4.1.1. Principe et validité du modèle

Sur la figure 24 sont représentés les principaux éléments du schéma équivalent au C.A.T.T. étudié. Nous y voyons les différentes électrodes ainsi que les dimensions géométriques et les axes de référence. L'axe Ox est pris comme direction transversale de la base et nous ne considérons, par raison de symétrie, qu'un demi doigt d'émetteur dont le centre est l'origine O et le bord à l'abscisse  $l$ .

La prise en compte exacte des effets que nous venons de discuter nécessiterait la résolution bidimensionnelle des équations fondamentales des semiconducteurs : équation de Poisson, équation de continuité, équation de conservation du courant dans la zone de l'espace incluant la base et la zone désertée de collecteur. Si une telle résolution est concevable en régime statique, elle n'en nécessite pas moins des programmes numériques lourds et coûteux. De plus, elle semble très difficile à concevoir de manière exacte et est à réaliser en régime dynamique en restant dans des limites de temps calcul raisonnables.

Nous avons donc dû faire une hypothèse simplificatrice afin de permettre une résolution aisée. Nous avons considéré que le système était équivalent à un ensemble de tranches de courant de surface  $L\Delta x$  (où L est la longueur d'un doigt de base) indépendantes de la jonction métallurgique émetteur base jusqu'à la zone  $n^+$  du collecteur : chaque tranche  $\Delta x$  est donc caractérisée par :

- une valeur déterminée de la densité de courant émetteur ;

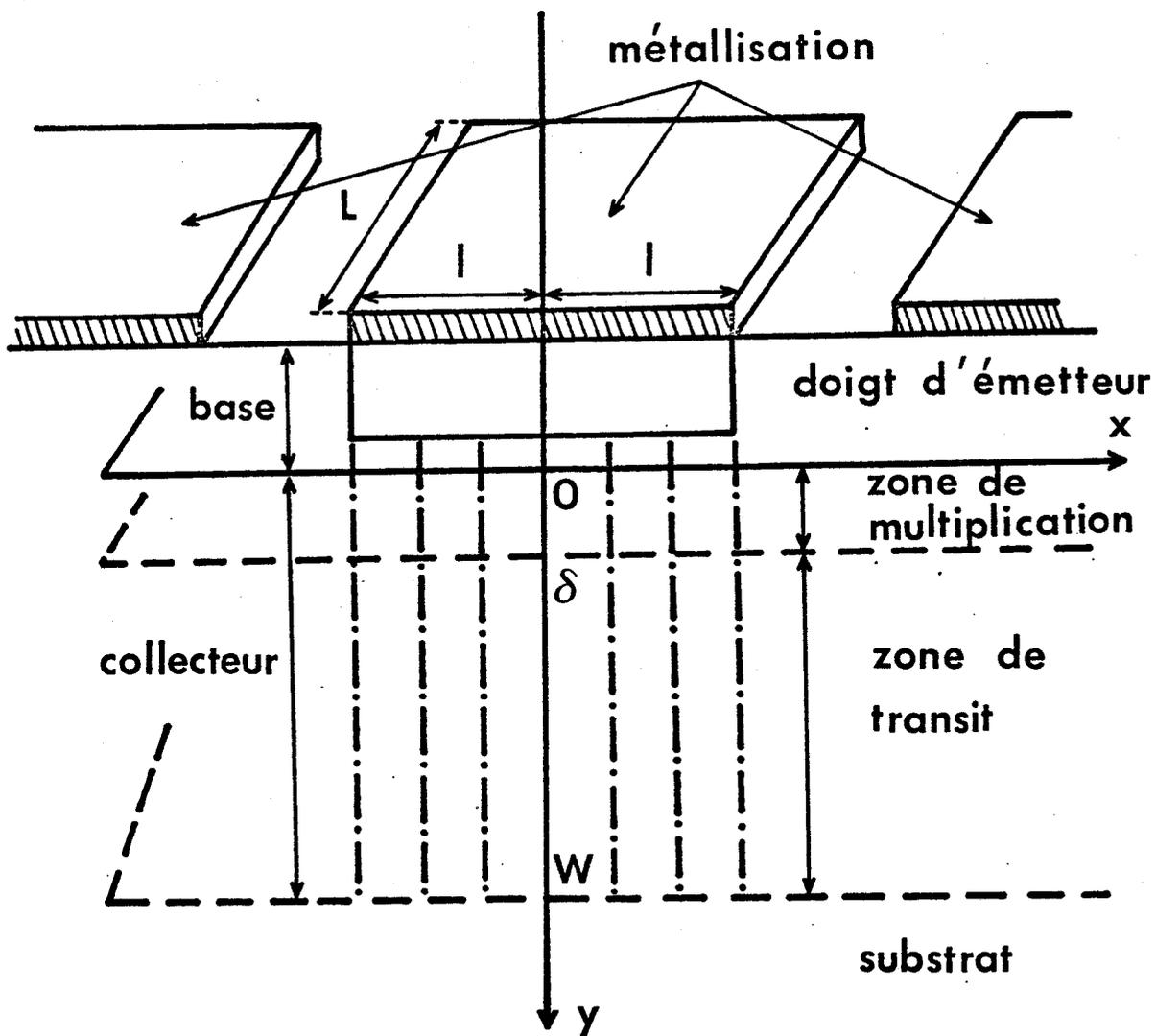


FIGURE 24 : Schéma du C.A.T.T.

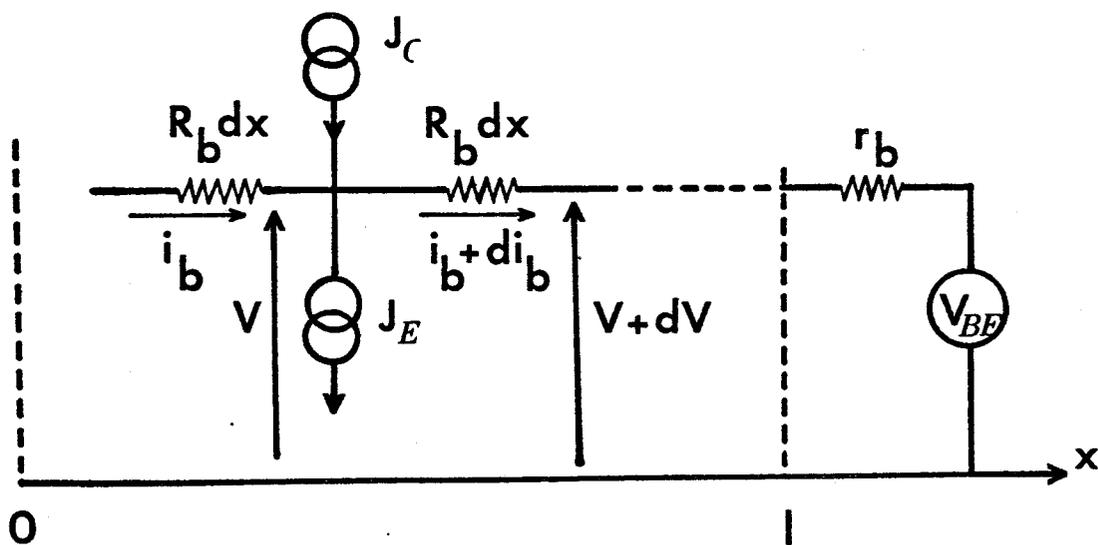


FIGURE 25 : Circuit électrique équivalent de la base du C.A.T.T.

- un profil déterminé du champ électrique dans l'espace collecteur ;
- une valeur donnée du facteur de multiplication.

On comprend aisément en quoi cette hypothèse peut introduire des erreurs manifestes liées en particulier au fait qu'elle ne prend pas en compte l'influence des différences de potentiel transversales entre deux tranches de courant. On pourra cependant évaluer l'erreur introduite en prenant l'hypothèse opposée d'une tranche unique de courant pour toute la zone collecteur base, en considérant donc que l'évolution des grandeurs suivant  $x$  n'existe que dans la zone de base. La réalité physique se situant entre ces deux hypothèses opposées, il sera facile d'apprécier leur degré d'approximation.

#### II.2.4.1.2. Formulation des effets liés à la base

La figure 25 représente le circuit électrique équivalent à la base du transistor décrit précédemment. Ce circuit comprend pour chaque élément de largeur  $\Delta x$  une résistance répartie de valeur égale à  $R_b dx$ . La région de base non située sous l'émetteur est représentée par la résistance  $r_b$ .

Dans ce modèle, les hypothèses utilisées sont les suivantes :

- dans la région base, les courants et la tension ne varient que dans la direction  $Ox$ . Cette hypothèse est parfaitement justifiée non seulement en régime statique mais aussi en régime dynamique en considérant les faibles valeurs des épaisseurs des bases des transistors couramment utilisés (ordre de  $0,15 \mu$ ).

- en l'absence de multiplication, le courant base est nul ( $\alpha \neq 1$ ).  
Ceci revient à négliger le courant naturel de base devant le courant résultant du retour des trous. C'est parfaitement justifié pour les niveaux de courant auxquels nous nous intéressons dans cette étude ;
- aucun trou créé par l'avalanche ne revient sur l'émetteur ;
- les densités de courant d'émetteur  $J_E$ , de base  $J_B$  et de collecteur  $J_C$  sont toutes trois des fonctions de  $x$ .

L'application de la loi des noeuds et de la loi des mailles au circuit de la figure 24 donne pour un élément  $dx$  :

$$(J_C - J_E) dx = di_b$$

$$- dV = R_b i_b dx$$

On obtient donc deux équations :

$$\frac{dV}{dx} = - R_b i_b \quad \text{et} \quad \frac{di_b}{dx} = J_C - J_E$$

Si l'on dérive par rapport à  $x$  la première équation, la répartition de la tension suivant la direction  $x$  est donnée par la solution de l'équation suivante :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - R_b (J_C - J_E)$$

Le courant d'émetteur (par unité de longueur), d'origine thermoionique, est exprimé en fonction de  $V(x)$  par la relation

$$J_E(x) = J_s \left[ \exp \left( \frac{V(x)}{U_T} \right) - 1 \right] \quad \text{II-4}$$

et le courant d'émetteur extérieur pour un demi doigt est donné par

$$I_E = \int_0^l J_E(x) dx$$

#### II.2.4.1.3. Formulation de la réaction de charge d'espace dans le collecteur

Le rapport entre le courant collecteur et celui d'émetteur est le taux de multiplication donné par :

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n \exp \int_0^y (\alpha_p - \alpha_n) dy' dy} \quad \text{II-5}$$

Rappelons que les taux d'ionisation sont des fonctions de  $x$  par l'intermédiaire de la valeur du champ électrique  $E$ .

Pour évaluer la valeur du champ électrique, l'hypothèse fondamentale consiste à admettre que la configuration du champ électrique dans la zone désertée de la jonction collecteur base est identique à celle de la diode de Read [29]. En pratique, une telle configuration pourrait être réalisée en utilisant un profil de type Lo Hi Lo idéal ; mais comme l'ont montré les études effectuées sur les diodes à avalanche,

le comportement de structures de type Hi Lo est très voisin et cette hypothèse ne constitue pas une approximation importante. De plus, nous négligeons la réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche. Cette hypothèse simplificatrice, faite systématiquement pour la modélisation des diodes IMPATT [17] est d'autant plus justifiée que l'épaisseur de la zone d'avalanche est une faible fraction de celle de la zone désertée.

Enfin, nous admettons que les porteurs de charge se déplacent toujours à leur vitesse limite, c'est-à-dire que le champ électrique ne descend jamais au-dessous du champ de seuil.

La figure 26 donne la représentation du champ électrique dans la zone désertée du collecteur à l'avalanche en l'absence de courant d'injection. Dans ce modèle équivalent

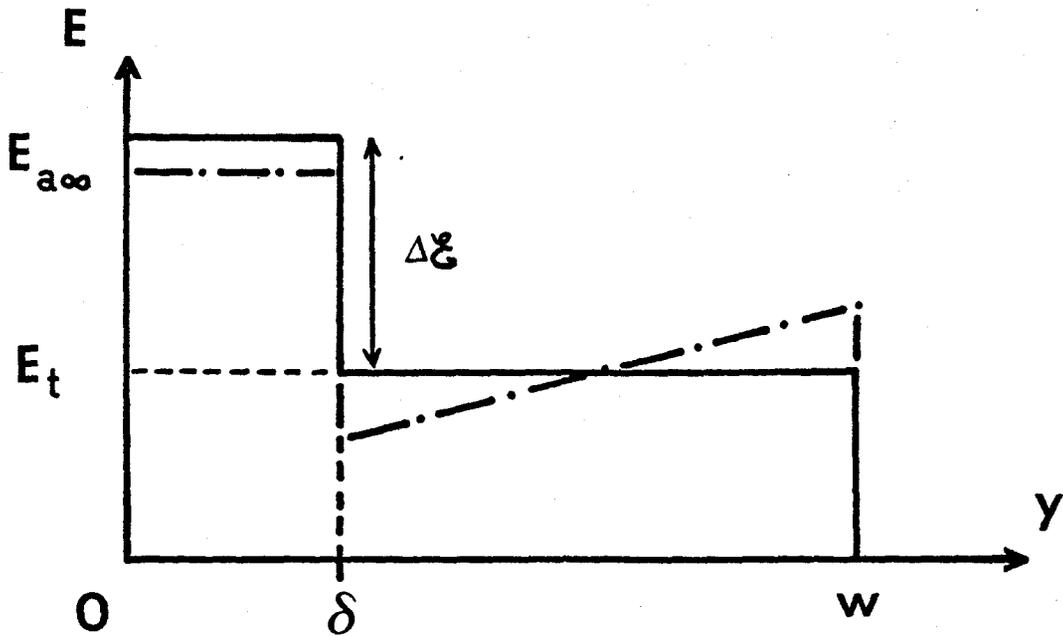
- W est la longueur de la zone désertée du collecteur ;
- $\delta$  est la longueur de la zone d'avalanche ;

Pour une structure Lo Hi Lo,  $\delta$  correspond à l'épaisseur de la zone Lo. Pour une diode Hi Lo,  $\delta$  dépend du dopage de la zone Hi :

- $E_{a\infty}$  est donné par la condition d'avalanche qui se déduit de la relation II-5 en faisant  $M = \infty$  et  $W = \delta$

- $\Delta\mathcal{E}$  dépend du dopage de la zone Hi dans la structure Lo Hi Lo

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{q}{\epsilon} \int_{\text{zone Hi}} N dx$$



**FIGURE 26** : Profil équivalent du champ électrique dans la zone désertée de collecteur. En pointillés avec réaction de charge d'espace.

En présence du courant injecté, il apparaît une charge d'espace dans la zone désertée de collecteur qui modifie la répartition du champ électrique et a pour effet, en particulier, d'abaisser la valeur du champ électrique  $E_a$  dans la zone d'avalanche. La réaction de charge d'espace constitue donc un effet limitatif fondamental pour la multiplication.

Ce phénomène peut être formulé de la manière suivante. Selon l'équation de Poisson, chaque charge localisée dans un volume élémentaire d'épaisseur  $\Delta y$  situé à une distance  $y$  dans la zone de transit occasionne un saut de la valeur du champ électrique  $\Delta E$  (Fig. 27) dont la valeur est donnée par

$$\Delta E(y) = \frac{\rho(y)}{\epsilon} \Delta y$$

où  $\rho(y)$  est la densité des électrons à la distance  $y$ .

Les porteurs se déplaçant à la vitesse de saturation  $v$ ,  $\rho(y)$  est relié à la densité de courant et au facteur de multiplication par la relation

$$\rho(y) = \frac{M(x) J_E(x)}{q L v}$$

d'où 
$$\Delta E(y) = \frac{M(x) J_E(x)}{L \epsilon v} \Delta y$$

où  $L$  représente la longueur du doigt d'émetteur.

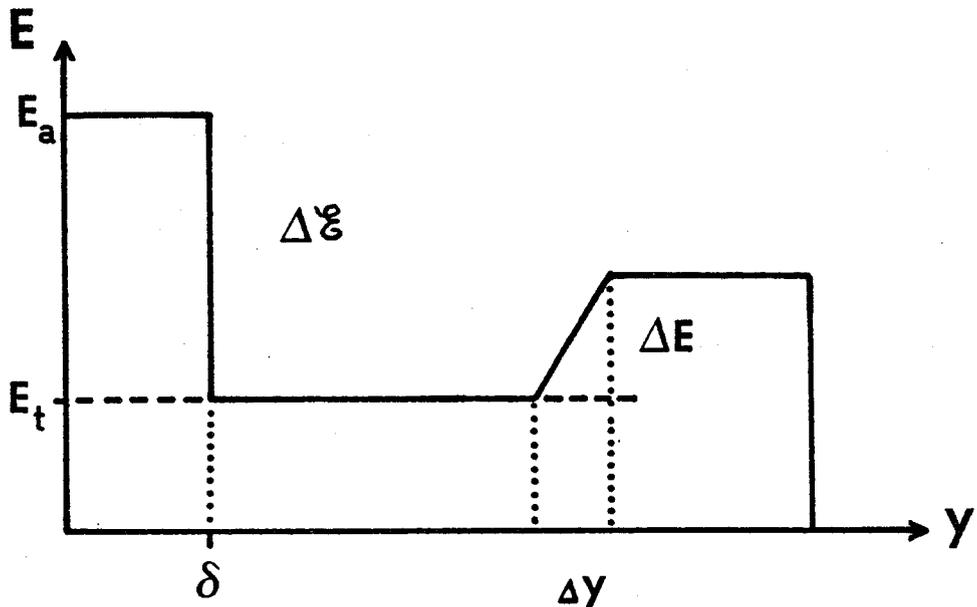


FIGURE 27 : Influence de la charge d'espace sur le profil de champ électrique.

Au saut de champ électrique  $\Delta E$  correspond une variation élémentaire de tension collecteur base donnée par

$$\Delta V = (W - y) \frac{M(x) J_E(x)}{L \epsilon v} \Delta y$$

La prise en compte de tous les volumes élémentaires  $\Delta y$  compris entre  $\delta$  et  $W$  donne une variation totale de la tension collecteur base

$$\int_{\delta}^W \frac{M(x) J_E(x)}{L \epsilon v} (W - y) dy = \frac{M(x) J_E(x)}{2L \epsilon v} (W - \delta)^2$$

Il en résulte que la tension collecteur base est donnée par l'expression

$$V_{cB} = E_a(x) \delta + (E_a(x) - \Delta \mathcal{E})(W - \delta) + \frac{M(x) J_E(x)}{2L \epsilon v} (W - \delta)^2$$

II-6

On retrouve bien dans le dernier terme de cette équation l'expression de la résistance de charge d'espace. Les conditions aux limites que doit satisfaire la tension locale base émetteur sont :

- au bord du doigt, la tension est égale à la tension base émetteur

$$x = l \quad V = V_{BE}$$

- au centre, par raison de symétrie, la dérivée de la tension est nulle

$$x = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

#### II.2.4.1.4. Résolution numérique des équations

Dans le cas qui nous concerne, nous allons rechercher pour un courant d'émetteur extérieur  $I_E$  et une tension collecteur base  $V_{CB}$  donnés, quelle est la répartition de la tension base émetteur en fonction de l'abscisse  $x$  et en déduire la densité du courant local d'émetteur  $J_E(x)$ .

L'équation différentielle du second ordre (II-3) peut être résolue analytiquement dans les cas simples [30]. Malheureusement, le second membre est ici à la fois fonction de la tension émetteur base  $V(x)$  et du taux de multiplication  $M(x)$  qui lui même dépend, par la réaction de charge d'espace, de  $V(x)$ . Seul un traitement numérique va donc nous permettre de calculer la répartition de la tension base émetteur en fonction de l'abscisse  $x$ .

Dans ce but nous divisons la demi largeur du doigt d'émetteur en  $M$  éléments  $\Delta x$  et, pour des raisons pratiques de calcul, nous prenons l'origine de l'abscisse  $x$  au bord du doigt. Au point  $x = i\Delta x$  en remplaçant la dérivée seconde par l'équation aux différences finies nous avons :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{V_{i+1} - 2V_i + V_{i-1}}{\Delta x^2}$$

L'équation II-3 est alors remplacée par un système de  $M$  équations dont le second membre est une fonction de  $V_i$

$$\frac{V_{i+1} - 2V_i + V_{i-1}}{\Delta x^2} = R_b (J_{Ei} - J_{ci})$$

qui s'écrit sous la forme matricielle :

$$[T_{ij}] [V_i] = [\delta_i] \quad \text{II-7}$$

où  $T_{ij}$  est une matrice tridiagonale dont les coefficients sont constants. Le système d'équations II-7 est résolu par la méthode dite du double balayage que nous explicitons dans l'annexe II.

Dans un premier temps, nous calculons une estimation du taux de multiplication local  $M(x)$  et du courant local d'émetteur  $J_E(x)$  de la manière suivante : en supposant une densité de courant d'émetteur uniforme, nous déduisons, à partir de la loi d'émission thermoionique, la tension  $V_0$  au bord du doigt connaissant le courant total d'émetteur  $I_E$ . En supposant toujours que la densité de courant d'émetteur est uniforme, nous estimons  $J_E(x)$  à partir de l'équation II-4, puis par l'intermédiaire de l'équation II-6 reliant la tension de polarisation collecteur base  $V_{CB}$  au champ électrique  $E(x)$ , nous calculons  $M(x)$  à partir de l'équation II-5 et  $J_c(x) = M(x) J_E(x)$ . Ces valeurs approchées, indépendantes de  $x$ , sont introduites en II-7 qui donne, après résolution, une première répartition non uniforme de la tension  $V(x)$  sous le doigt d'émetteur. Cette répartition sert à calculer une nouvelle estimation de  $M(x)$ ,  $J_E(x)$ ,  $J_c(x)$ . Nous itérons ensuite jusqu'à ce que II-7 donne des valeurs de  $V(x)$  stables. Une fois cette stabilité atteinte, nous calculons  $I_E$  par intégration de  $J_E(x)$  et nous comparons la valeur  $I_E$  obtenue à la valeur  $I_{Ei}$  choisie comme donnée initiale. Si cette valeur n'est pas obtenue, nous reprenons le calcul en modifiant la valeur  $V_0$  de la tension au bord du doigt jusqu'à ce que la solution soit satisfaisante, c'est-à-dire que la valeur du courant  $I_E$  soit égale à  $I_{Ei}$ . L'organigramme du calcul est représenté sur la figure 28.

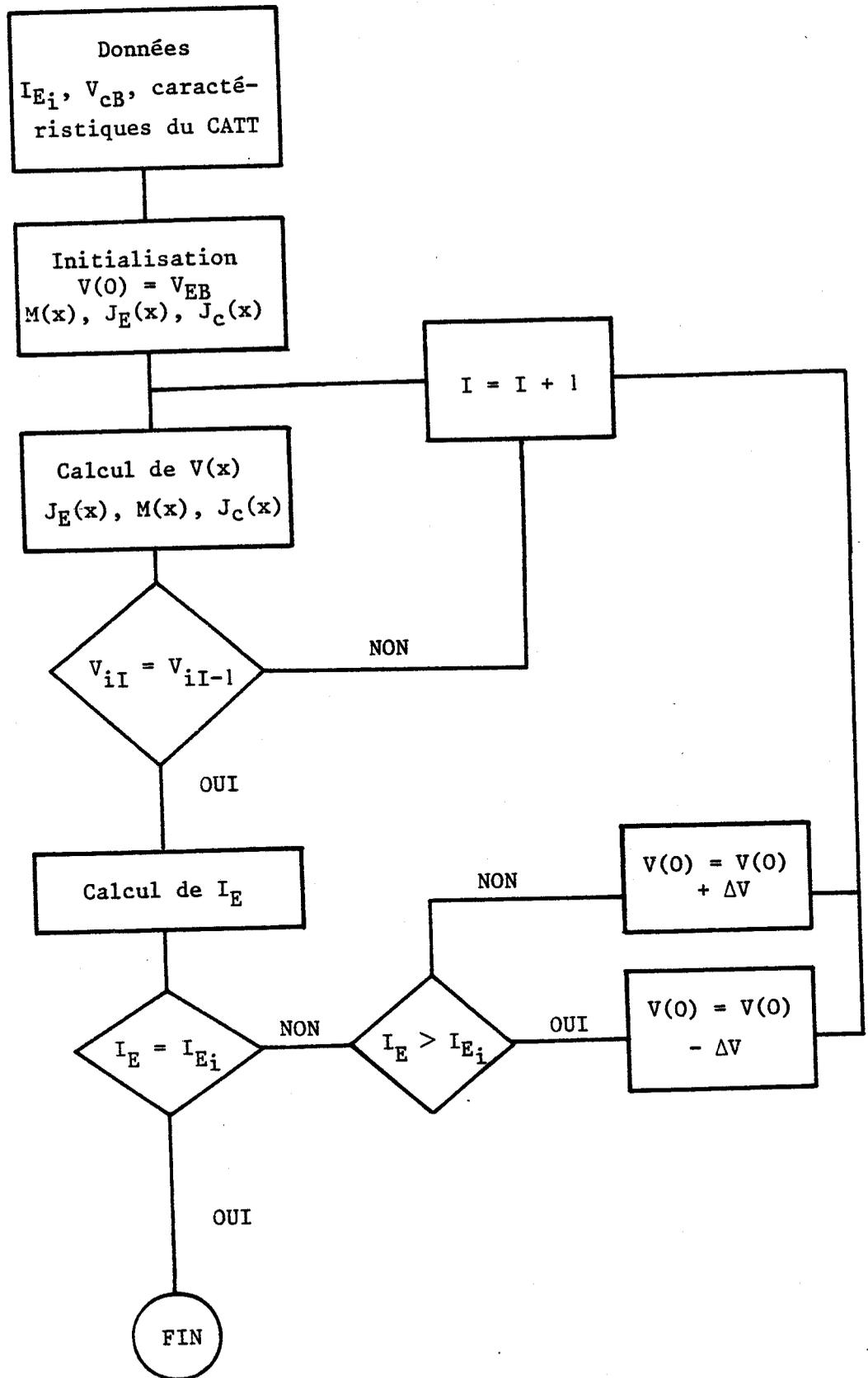


FIGURE 28 : Organigramme du calcul de  $V(x)$ ,  $J_E(x)$ ,  $M(x)$ .

BUS  
LILLE

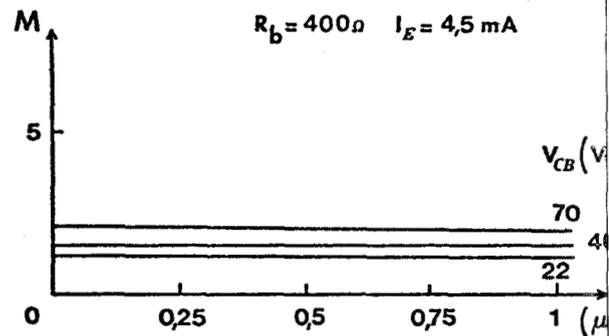
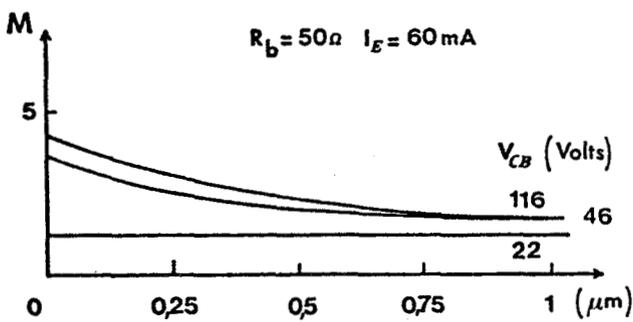
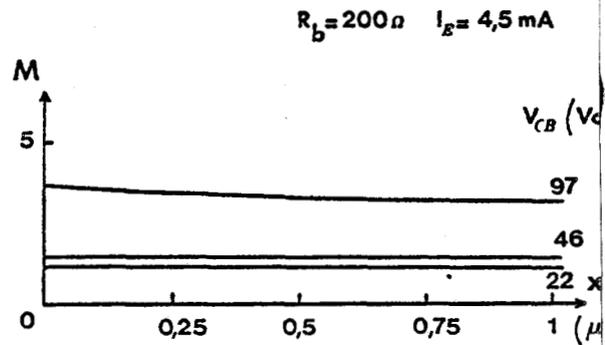
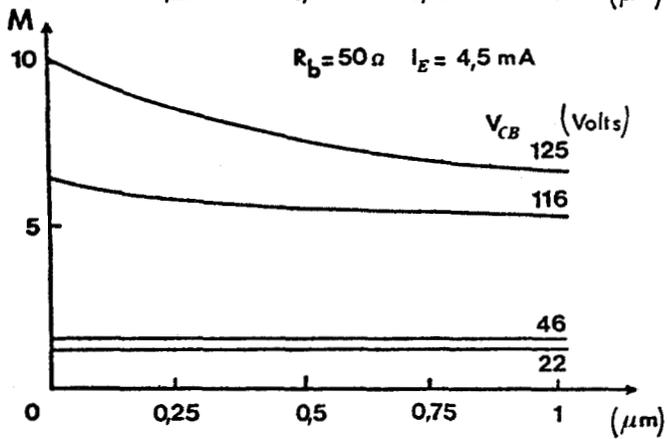
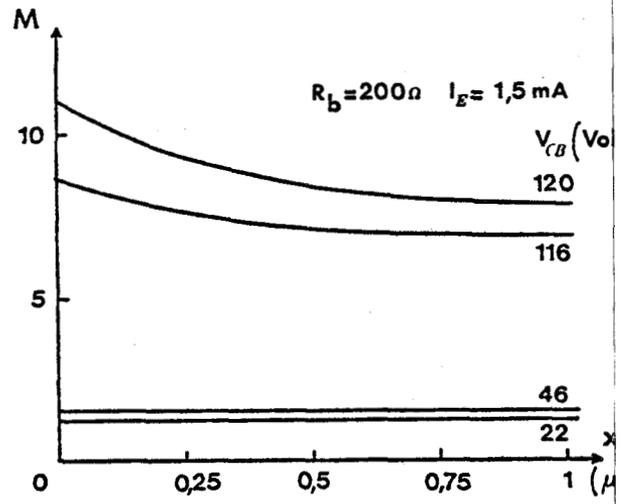
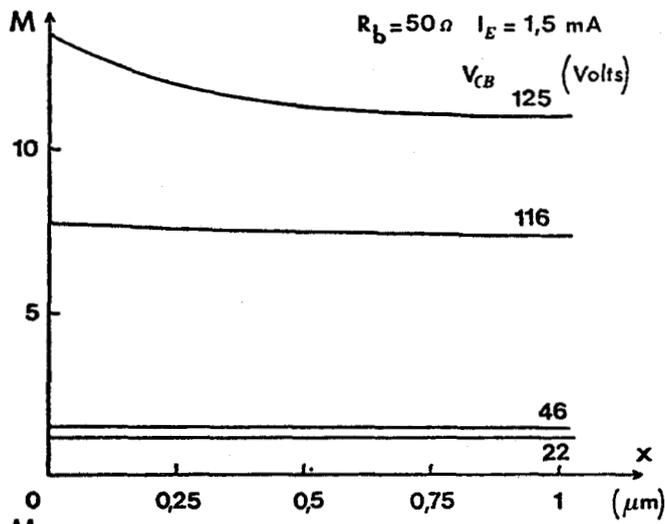
#### II.2.4.2. Résultats

Le programme précédent a été utilisé pour étudier le comportement de la base en fonction du courant d'émetteur  $I_E$ , de la résistance de base  $R_b$  et de la tension de polarisation collecteur base  $V_{CB}$ . Les paramètres caractéristiques du transistor que nous avons étudié étaient les suivants :

$$\begin{aligned} L &= 130 \mu & \ell &= 1 \mu & \text{dimensions du demi doigt d'émetteur} \\ \delta &= 0,4 \mu & W &= 6 \mu & \Delta\phi = 1,9 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \end{aligned}$$

Nous avons étudié les évolutions en fonction de l'abscisse  $x$  du taux de multiplication local  $M(x)$ , du courant local d'émetteur  $J_E(x)$  et, en fonction de la tension de polarisation  $V_{CB}$ , du courant total de collecteur  $I_C$ . Trois valeurs de résistance de base  $R_b$  : 400, 200 et 50  $\Omega$  ont été successivement utilisées ; elles correspondent à l'éventail des valeurs expérimentales rencontrées dans les différents échantillons réalisés. Trois valeurs du courant  $I_E$  ont aussi été étudiées : 1,5 - 4,5 et 60 mA. Les résultats obtenus dans ces simulations sont représentés sur les figures 29, 30 et 31.

La figure 29 montre l'évolution du taux de multiplication local  $M(x)$ . Quelles que soient les valeurs de  $R_b$  et  $I_E$ , on constate, à tension de polarisation collecteur base élevée, que la multiplication est d'une part plus importante au bord qu'au centre du doigt et d'autre part d'autant moins élevée que le courant  $I_E$  est grand. Pour les fortes valeurs de  $R_b$  et de  $I_E$ , nous n'avons pas toujours pu observer l'évolution de  $M$  et des autres paramètres pour les valeurs élevées de  $V_{CB}$ . Nous reviendrons plus loin sur ce problème.



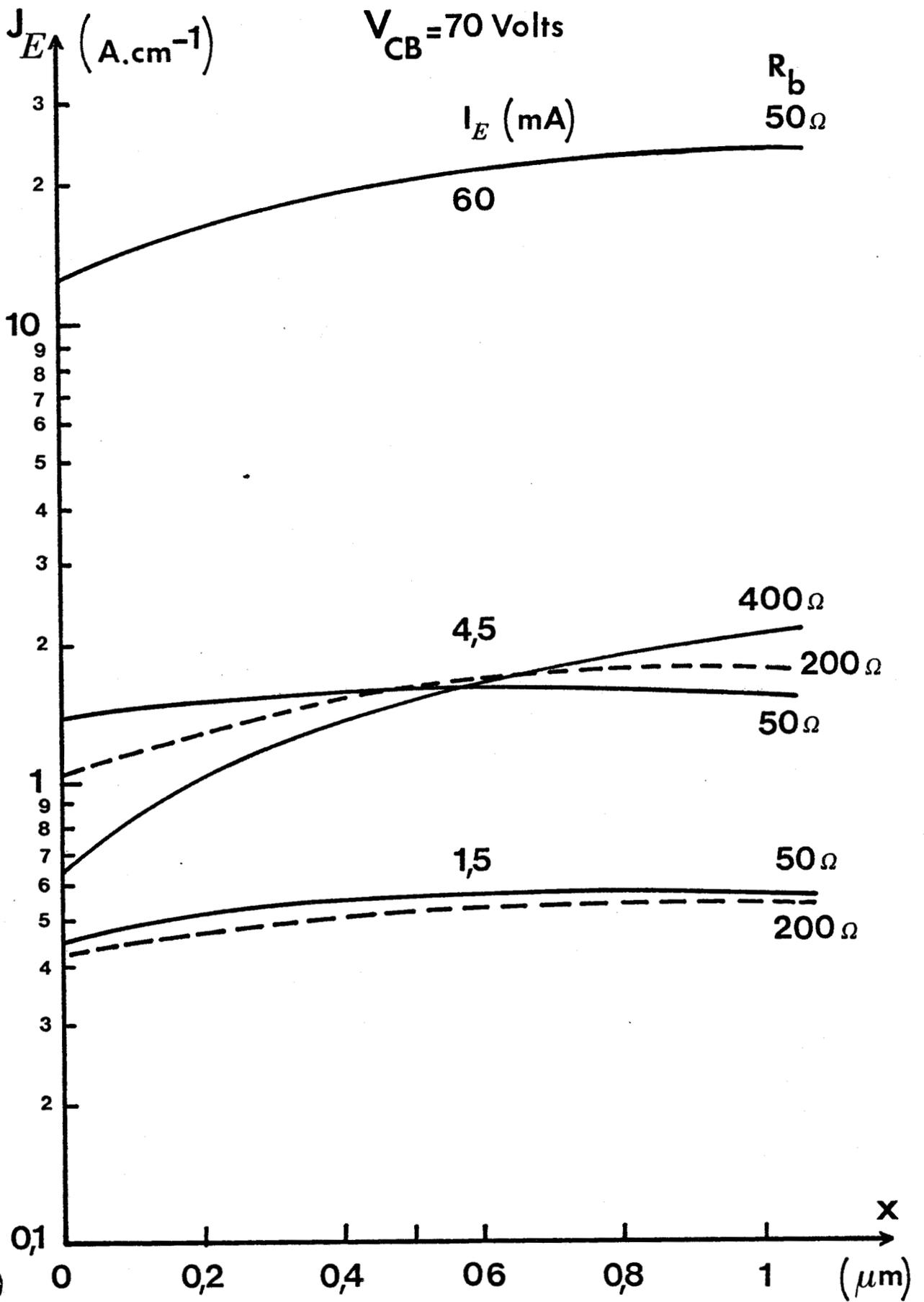
**FIGURE 29** : Evolution du taux de multiplication local sous un doigt d'émetteur pour  $R_b = 50, 200, 400 \Omega$  et  $I_E = 1,5 - 4,5 - 60 \text{ mA}$

La figure 30 montre l'évolution du courant local d'émetteur  $J_E(x)$  pour les différentes valeurs de  $R_b$  et  $I_E$  à tension de polarisation émetteur base égale à 70 V. On observe que le courant est plus élevé au centre qu'au bord, ce qui traduit la présence du phénomène de focalisation évoquée au paragraphe II.2.3. Celui-ci est d'autant plus important que le courant  $I_E$  et la résistance  $R_b$  sont grands.

La figure 31 montre l'évolution du courant collecteur  $I_C$  en fonction de  $V_{CB}$ . On remarque que la croissance de  $I_C$  est d'autant plus rapide que  $I_E$  est faible. Ceci confirme la constatation faite sur le taux de multiplication. Il apparaît aussi que pour les valeurs élevées de  $R_b$  ou de  $I_E$ , il est souvent impossible d'obtenir la caractéristique  $I_C(V_{CB})$  dans sa totalité. C'est ainsi que pour  $R_b = 400 \Omega$  et  $I_E = 4,5 \text{ mA}$ , nous n'avons pas pu appliquer une tension de polarisation supérieure à 70 V.

L'ensemble des résultats présentés ici peut être interprété à partir des phénomènes de focalisation et de réaction de charge d'espace. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe II.2.3., le rétro-courant de trous produit par la multiplication s'écoule à travers la base vers la connexion extérieure et polarise la jonction émetteur base plus fortement au centre du doigt qu'au bord. C'est le phénomène de focalisation observé sur la figure 30. Il en résulte dans le collecteur une injection de courant plus élevée sous le centre du doigt qu'au bord. De ce fait, la réaction de charge d'espace, liée à la densité des porteurs injectés, est plus élevée au centre qu'au bord, ce qui explique l'évolution de  $M$  en fonction de l'abscisse  $x$ .

Nous avons aussi constaté que pour les grandes valeurs de



**FIGURE 30** : Evolution du courant local d'émetteur pour différentes valeurs de  $R_b$  et  $I_E$  pour une tension  $V_{CB} = 70 \text{ V}$ .

BIS  
LILLE

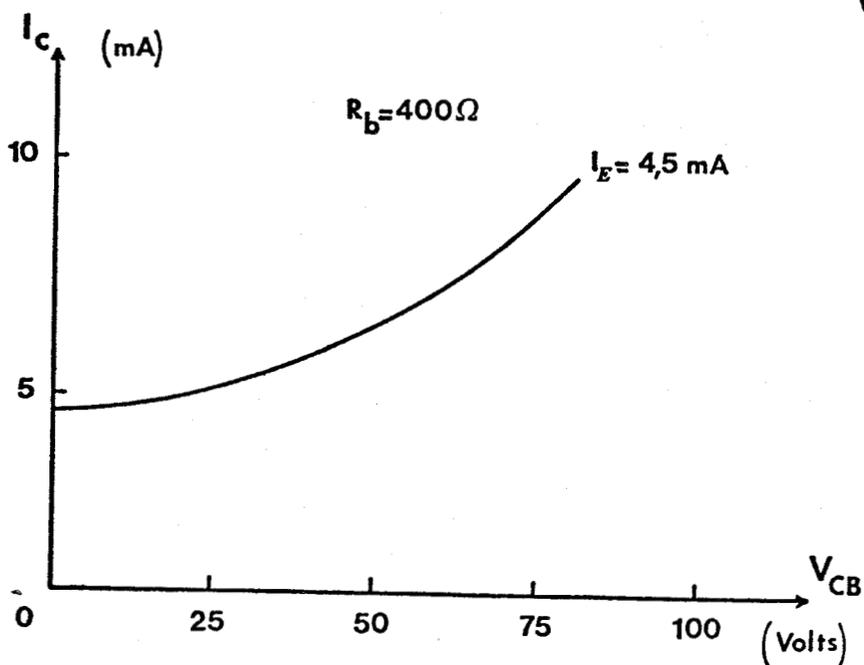
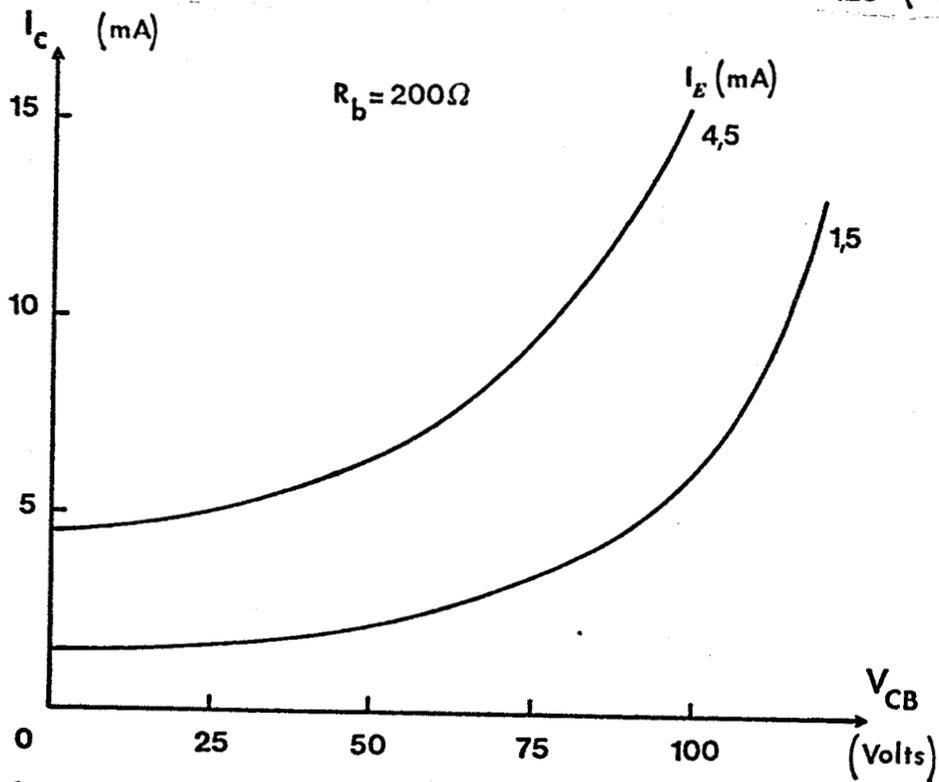
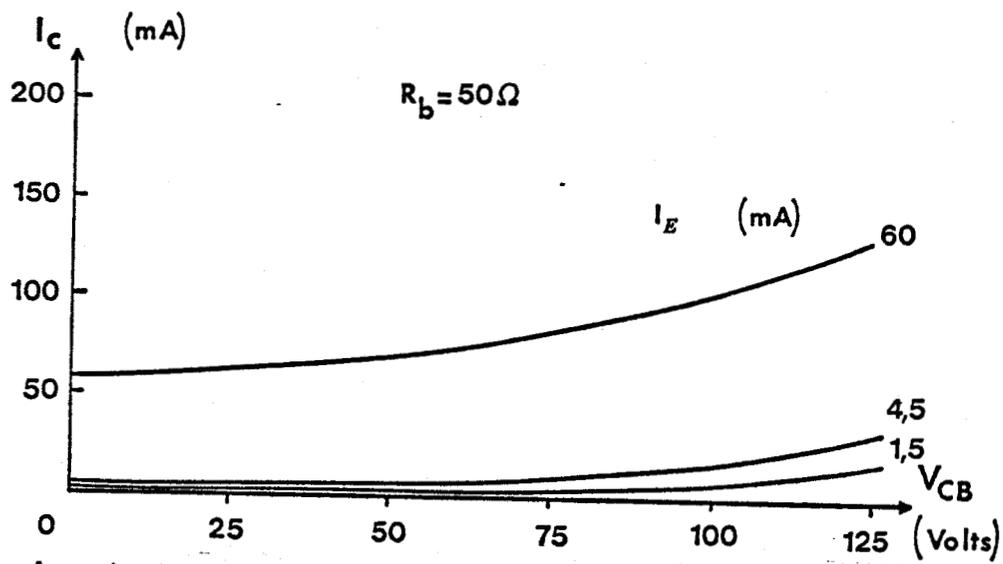


FIGURE 31 : Caractéristiques  $I_c = f(V_{CB})$  pour  $R_b = 50, 200, 400 \Omega$ .

$R_b$  et de  $I_E$ , nous n'avons pas pu dépasser une certaine valeur de la tension de polarisation collecteur base. Nous allons voir de quelle manière cette limitation peut être reliée à la résistance dynamique de base  $r_{bb'}$ . Rappelons que, à partir d'une certaine valeur du courant de base, la résistance  $r_{bb'}$  tend rapidement vers une très grande valeur. Ce phénomène qui correspond à une très forte focalisation se produit lorsque la quantité  $r_{bb'o} I_B$  atteint une valeur voisine de 25 mV, valeur du potentiel thermodynamique  $U_T$  [31] ( $r_{bb'o}$  étant la valeur de  $r_{bb'}$  mesurée à courant  $I_B$  nul).

Nous avons estimé, pour les différentes valeurs de  $R_b$ , d'une part la valeur de  $r_{bb'o}$  et d'autre part le rapport  $K = \frac{V(\ell) - V(o)}{V(\ell)}$  où  $V(o)$  et  $V(\ell)$  sont respectivement les valeurs de la tension base émetteur au centre et au bord du doigt. Ce rapport  $K$  constitue en quelque sorte un indicateur de l'importance de la focalisation. Le produit  $r_{bb'o} I_B$  et le rapport  $K$  ont été calculés pour les valeurs maximum de tension collecteur base atteinte dans notre étude. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II

$R_b \Omega$	50			200		400
$r_{bb'o} \Omega$	~ 20			~ 80		~ 150
$I_E$ mA	1,5	4,5	60	1,5	4,5	4,5
$V_{cBMax}$	125	125	121	120	97	70
$r_{bb'o} I_B$ mV	16	20	40	37	32	20
$K$ $10^{-3}$	26	43	78	66	59	47

TABLEAU II

La lecture de ce tableau montre que la tension  $V_{cB \text{ max}}$  atteint la valeur correspondant à l'avalanche non contrôlée dans les cas de faibles valeurs de  $R_b$  et de  $I_E$ , mais qu'elle lui est inférieure dans tous les autres cas. Pour chacun des cas considérés et pour la tension  $V_{cB \text{ Max}}$ , on constate que le produit  $r_{bb'} I_B$  est de l'ordre de quelques dizaines de millivolts, c'est-à-dire voisin du potentiel thermodynamique pour lequel se produit théoriquement la focalisation maximum. La présence de ce régime de focalisation est confirmée par les valeurs de  $K$ . Il apparaît donc que la valeur limite  $V_{cB \text{ Max}}$  est étroitement corrélée au phénomène de focalisation et que la variation brutale observée expérimentalement sur certaines caractéristiques statiques  $I_c = f(V_{cB})$  (Fig. 5) semble liée à ce même phénomène.

### II.3. CONCLUSION

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons établi que la structure de collecteur de type  $P^+N^+NN^{++}$ , qui est celle des diodes A.T.T. à haut rendement, paraît la plus appropriée à l'obtention d'un facteur de multiplication intéressant sur la plus grande plage possible de variation de la tension collecteur base. La comparaison de la caractéristique théorique  $I_c = f(V_{cB})$ , donnée par cette structure, avec celle donnée par les mesures faites sur les échantillons de C.A.T.T. a montré qu'il fallait tenir compte de l'influence de la base. Ceci nous a conduit à concevoir la modélisation du C.A.T.T. en régime statique. Son étude a fait apparaître les problèmes de réalisation pratique liés aux effets bidimensionnels, dont l'effet principal est la focalisation du courant émetteur, et à la réaction de charge d'espace. Nous avons montré que les conséquences les plus marquantes de ces phénomènes

étaient de limiter fondamentalement la valeur du facteur de multiplication comme il a été constaté expérimentalement. Cette limitation du facteur de multiplication est d'autant plus importante que le courant d'injection et la résistance de base sont élevés.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

=====

- [1] CONSTANT E., LEFEBVRE M., KRAMER B., MARTINACHE J.M., VAESKEN G.  
"Propriétés hyperfréquences des semiconducteurs en avalanche"  
Rapport interne, Lille, Avril 1968.
- [2] CHYNOWETH A.G.  
"Ionization rates for electrons and holes in Silicon"  
Phys. Rev. 109, 1537 (1958).
- [3] LEE C.A., LOGAN R.A., BATDORF R.L., KLEIMACK J.J., WIEGMANN W.  
"Ionization rates of holes and electrons in Silicon"  
Phys. Rev. 134, 761 (1964).
- [4] MOLL J.L., VAN OVERSTRAETEN R.  
"Charge multiplication in Silicon p-n junctions"  
Solid. St. Electron 6, 147 (1963).
- [5] CROWELL C.R., SZE S.M.  
"Temperature dependance of avalanche multiplication in semiconductors"  
Appl. Phys. Lett. 9, 242 (1966).
- [6] VAN OVERSTRAETEN R., DE MAN H.  
"Measurements of the ionization rates in diffused Silicon PN junction"  
Solid St. Electron 13, 583 (1970).
- [7] OKUTO Y., CROWELL C.R.  
"Energy conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors"  
Phys. Rev. B 6, 3076 (1972).
- [8] GRANT W.N.  
"Electron and Hole ionization rates in epitaxial silicon at high electric fields"  
Solid. St. Electron, 16, 1189 (1973).

- [9] LOGAN R.A., SZE S.M.  
"Avalanche multiplication in Ge and GaAs p-n junctions"  
J. Phys. Soc. Japan 21, 434 (1966).
- [10] HALL R., LECK J.H.  
"Avalanche breakdown of Gallium Arsenide p-n junctions"  
Int. J. Electron 25, 529 (1968).
- [11] SALMER G., PRIBETICH J., FARRAYRE A., KRAMER B.  
"Theoretical and experimental study of GaAs impatt oscillator efficiency"  
J. Appl. Phys. 44, 314 (1973).
- [12] STILLMAN G.E., WOLFE C.M., ROSSI J.A., FOYT A.G.  
"Unequal electron and hole impact ionization coefficients in GaAs"  
Appl. Phys. Let. 24, 4607 (1974).
- [13] PEARSALL T.P., CAPASSO F., NAHORV R.E., POLLACK M.A., CHELIKOWSKI J.R.  
"The band structure dependance of impact ionization by hot carriers in semiconductors : GaAs"  
Solid. St. Electron 21, 297 (1978).
- [14] LAW H.D., LEE C.A.  
"Interband scattering effects on secondary ionization coefficients in GaAs"  
Solid. St. Electron 21, 331 (1978).
- [15] LEFEBVRE M., SALMER G., CROSNIER Y., CONSTANT E.  
"Non linear analysis of three terminal avalanche devices"  
6th European Microwave Conference, Rome, Sept. 1976.
- [16] LEFEBVRE M.  
"Etude théorique par ordinateur des diodes à avalanche"  
Rapport interne, Lille, 1971.

- [17] ROLLAND P.A.  
"Sur un nouveau type de multiplication de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semiconducteur"  
Thèse d'Etat, Lille, 1978.
- [18] KUVAS R., LEE C.A.  
"Carrier diffusion in semiconductor avalanche"  
J. Appl. Phys. 11, 3108 (1970).
- [19] VILAIN J.M.  
"Systèmes différentiels, équations intégrales et intégrodifférentielles"  
Laboratoire de calcul de Lille (1970).
- [20] MISAWA T.  
"Theoretical study of microwave oscillator efficiency in improved Read diode"  
Solid. St. Elec. 14, 29 (1971).
- [21] PAUQUET J.  
"Sur la réalisation d'un dispositif électrique permettant la détermination des propriétés (thermiques, électriques et structurales) des diodes semiconductrices polarisées en régime d'avalanche"  
Mémoire CNAM, Lille, 1968.
- [22] PRIBETICH J.  
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude des semiconducteurs en champ électrique élevé"  
Thèse 3e cycle, Lille, 1971.
- [23] PLAVEZ E.  
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"  
Mémoire CNAM, Lille, 1975.

- [24] CONSTANT E., PRIBETICH J., PLAYEZ E., DEMOL E., SALMER G., ALLAMANDO E., CHIVE M.  
*"Etude théorique de composants hyperfréquence à phénomène d'avalanche à très haut rendement"*  
Contrat 75.077.
- [25] ESHBACH J.R., YU S.P., CADY W.R.  
*"Avalanche multiplication in C.A.T.T.'s"*  
*Solid. St. Electron. Devices, 1, 9 (1976).*
- [26] GERARD H.  
*"Etude expérimentale du transistor à avalanche contrôlée et temps de transit - CATT - Mise en évidence des mécanismes fondamentaux"*  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1979.
- [27] YU S.P., TANTRAPORN N., ESHBACH J.R.  
*"Theory of a new three terminal microwave power amplifier"*  
*I.E.E.E. Trans. E.D. 23, 332 (1976).*
- [28] REY G., LETURCO P.  
*"Theorie approfondie du transistor bipolaire"*  
Masson et Cie, Paris 1972
- [29] READ W.T.  
*"A proposed high frequency negative resistance diode"*  
*B.S.T.J. 37, 401 (1958).*
- [30] HOWER P.L., EINTHOVEN W.G.  
*"Emitter Current - Crowding in high voltage transistors"*  
*I.E.E.E. Trans. ED 25, 465, 1978.*
- [31] LETURCO P.  
*"Comportement électrique et thermique des transistors bipolaires aux forts niveaux de tension ou de courant : application au phénomène de second claquage"*  
Thèse d'Etat, Toulouse, 1969.

## CHAPITRE III

### ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T. EN HAUTE FREQUENCE

#### III.1. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'un fonctionnement de type C.A.T.T., en régime statique et quasistatique, ne peut être obtenu que pour des tensions de polarisation collecteur base n'excédant pas quelques dizaines de volts. Nous avons mis en évidence que cette limitation en tension était liée à deux phénomènes agissant conjointement :

- la réaction de charge d'espace
- la focalisation du courant émetteur.

Pour ces raisons, il apparaît qu'il n'est pas intéressant d'envisager un régime d'amplification classe A qui nécessite la présence

continue d'une tension de polarisation importante. Seul un fonctionnement classe C en haute fréquence pourrait s'avérer intéressant et possible. En effet, dans ce cas, le courant émetteur particulière  $I_E$  se présente sous la forme d'une impulsion étroite dont le maximum se produit au moment où la tension base émetteur appliquée extérieurement est maximum (Fig. 1). Le courant

particulaire  $I_C$  à la sortie du collecteur résulte des effets successifs de la multiplication des porteurs par avalanche puis du transit dans le collecteur des charges créées. C'est un courant induit par le déplacement des charges dans la zone désertée de collecteur et dont l'évolution temporelle est schématiquement représentée sur la figure 1. En première approximation, à courant continu constant l'amplitude de ce courant est inversement proportionnelle à la longueur  $W$  du collecteur et sa durée proportionnelle à cette longueur. Il lui correspond un courant de base qui est égal à la

différence des courants collecteur et émetteur. Suivant les valeurs du taux de multiplication et du temps de transit des porteurs, il peut être négatif ( $I_E > I_C$ ) puis positif ( $I_C > I_E$ ). En tout état de cause, il sera retardé par rapport au courant d'émetteur et son évolution

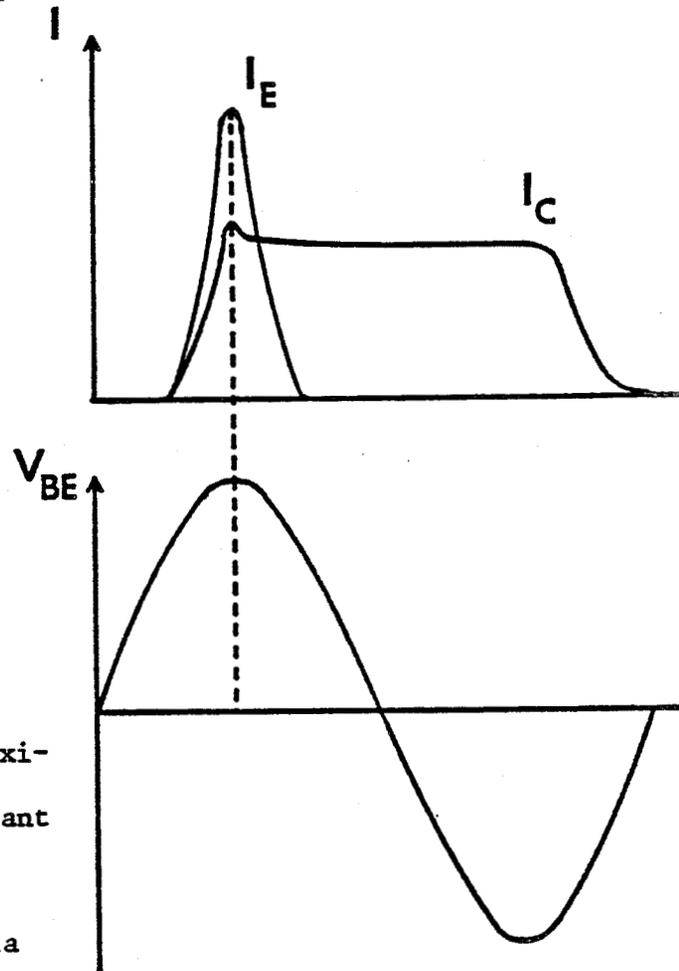


FIGURE 1 : Evolution de la tension d'entrée et des courants  $I_E$  et  $I_C$  en fonction du temps.

temporelle finira par coïncider avec celle de  $I_C$  quand  $I_E$  devient très faible ou nul. A priori, la focalisation du courant émetteur, conséquence de l'existence d'un courant base élevé, doit donc être beaucoup plus faible qu'en régime statique et par conséquent, il doit être possible d'obtenir de meilleures performances en multiplication.

Par ailleurs, un autre avantage potentiel devrait résulter du fonctionnement classe C. Cet avantage serait, selon YU [1], une augmentation du temps de conduction de la jonction émetteur base par rapport au transistor bipolaire usuel. Dans son raisonnement YU ne prenait pas en compte la forme particulière du courant  $I_C$  résultant de l'effet d'induction consécutif au transit des charges dans la zone désertée de collecteur. De ce fait, le courant collecteur  $I_C$  était toujours supérieur à  $I_E$  et donc le courant de base toujours positif. En conséquence, le courant de trous s'écoulant à travers la base pouvait provoquer une chute de la tension avec une polarité telle que la conduction de la partie centrale de la jonction émetteur base pouvait être maintenue à une valeur élevée plus longtemps que devrait normalement le permettre l'évolution de la tension base émetteur extérieure

(Fig. 2)

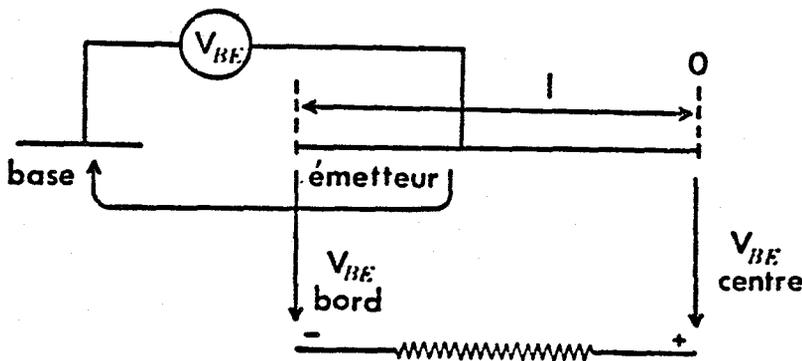


FIGURE 2 : Effet de focalisation sous le doigt d'émetteur.

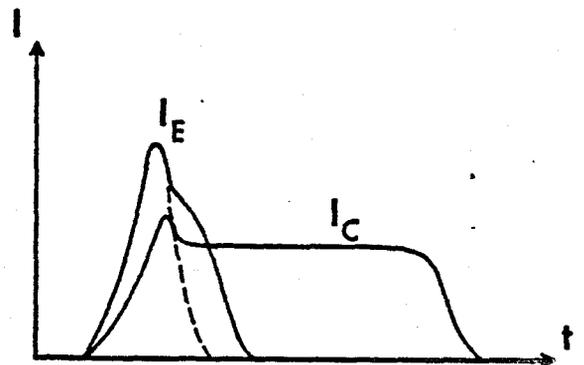


FIGURE 3 : Effet de trainage du courant  $I_E$ .

En raison de cet effet, le courant émetteur extérieur  $I_E$  ne devait pas avoir la forme d'une impulsion brève mais pouvait présenter un effet de "trainage" temporel important. Ce trainage du courant d'injection devait théoriquement apporter une amélioration de la transconductance du transistor et des performances en puissance (Fig. 3).

L'objet du présent chapitre est de vérifier l'existence effective de ces avantages potentiels en étudiant de la manière la plus complète possible, les différents mécanismes responsables du fonctionnement du C.A.T.T. en régime dynamique classe C. Partant du modèle du C.A.T.T. déjà utilisé au chapitre précédent pour l'étude du fonctionnement statique, nous le complétons en introduisant, d'une part les courants de déplacement relatifs au collecteur et à la jonction émetteur base et d'autre part, la dépendance temporelle de toutes les grandeurs physiques : courants, tensions et facteur de multiplication. En outre, étant donné la dynamique importante du courant d'émetteur injecté, nous tenons compte de la dépendance de la résistivité de la base et de la capacité répartie en fonction du courant en tous points sous le doigt d'émetteur. La complexité et l'imbrication des phénomènes traités par cette nouvelle modélisation nous conduiront à effectuer la résolution du système d'équations selon deux manières différentes :

- nous supposerons tout d'abord que les paramètres de base sont indépendants du niveau d'injection ;
- puis dans un deuxième temps nous supprimerons cette hypothèse restrictive et tiendrons compte de l'influence d'une forte injection.

Cette façon de procéder permet de mieux mettre en évidence l'importance des différents effets intervenant dans le fonctionnement du C.A.T.T.

### III.2. DESCRIPTION DU MODÈLE DU C.A.T.T. EN HAUTE FRÉQUENCE

#### III.2.1. SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT DU C.A.T.T. EN REGIME DYNAMIQUE

Dans le précédent chapitre, nous avons décrit le modèle équivalent utilisé pour l'étude du C.A.T.T. en régime statique. Pour l'étude en régime dynamique, nous reprenons ce même modèle mais le schéma électrique de la base se trouve maintenant modifié par la présence d'une capacité répartie comme le montre la figure 4. En outre, au courant particulaire de collecteur s'ajoute maintenant le courant de déplacement ; les courants et les tensions sont à la fois fonctions du temps et de la distance par rapport au centre du doigt.

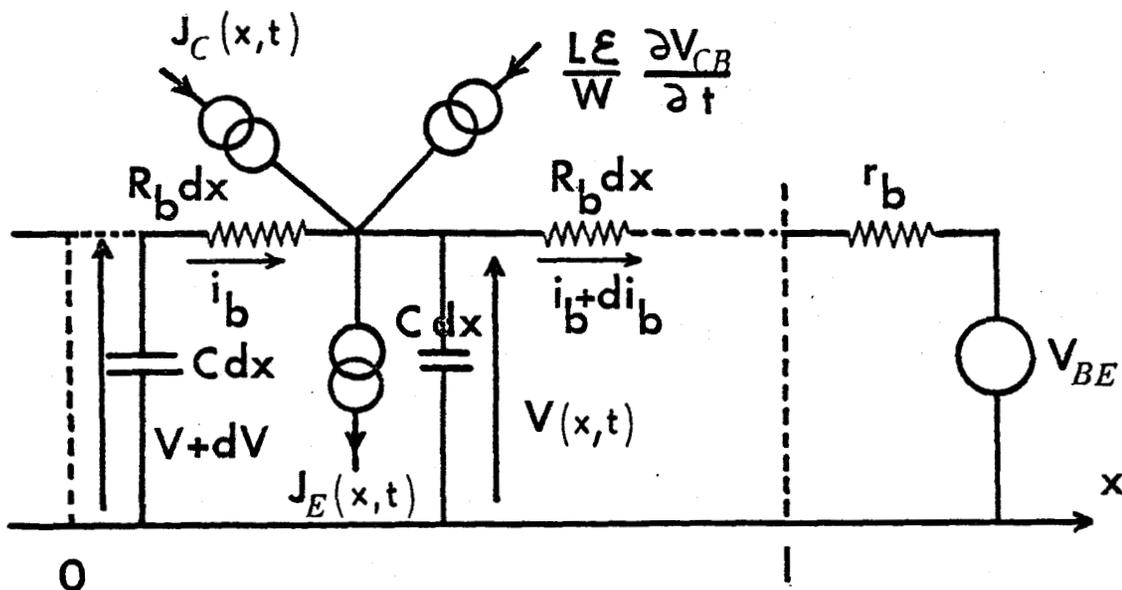


FIGURE 4 : Schéma électrique de la base en régime dynamique.

où  $R_b$  est la résistance répartie de la base

$c$  la capacité répartie émetteur base

$J_c(x,t)$  le courant particulaire de collecteur

$\frac{L\epsilon}{W} \frac{\partial V_{cB}}{\partial t}$  le courant de déplacement dans le collecteur

$J_E(x,t)$  le courant d'émetteur

Toutes ces grandeurs sont exprimées par unité de longueur.

$W$  longueur de la zone désertée de collecteur

$V(x,t)$  la tension locale base émetteur

$L$  la longueur du doigt d'émetteur

$r_b$  la résistance de base non active.

A la tension locale  $V(x,t)$  à la jonction base émetteur correspond un courant local d'émetteur  $J_E(x,t) = J_s \left[ \exp \frac{V(x,t)}{U_T} - 1 \right]$ . Ce courant d'électrons après avoir traversé la base est multiplié dans la zone d'avalanche de la jonction collecteur base et crée des paires électrons trous. Les électrons, par leur transit dans le collecteur, donnent naissance à un courant induit  $J_c(x,t)$  dont nous expliciterons l'expression par la suite. Par ailleurs, l'expression du courant de déplacement dans le collecteur suppose que la zone désertée du collecteur a une épaisseur indépendante du temps (ce qui est vérifié pour les structures considérées à condition que les taux de modulation ne soient pas trop importants).

### III.2.2. EQUATIONS MATHÉMATIQUES DU MODELE

Les équations mathématiques décrivant le fonctionnement du

modèle considéré reposent sur les hypothèses suivantes :

- dans la région base, les courants et la tension ne varient que dans la direction Ox ;
- il n'y a pas d'atténuation ni de déphasage du courant H.F. dans la base suivant la direction perpendiculaire au plan de celle-ci. Cette hypothèse semble tout à fait justifiée pour la fréquence de 3 GHz vu les valeurs des épaisseurs de base réalisées classiquement (0,1 à 0,2  $\mu$ ) ;
- aucun trou créé par avalanche ne revient sur l'émetteur ;
- la réaction de charge d'espace dans une tranche dx est indépendante des autres tranches ;
- les porteurs mobiles se déplacent à leur vitesse limite ;
- il n'y a pas d'influence de la diffusion dans la zone de transit.

D'après la figure 4, pour une tranche de largeur dx, les deux relations entre la tension émetteur base et les courants sont :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = - R_b i_b$$

$$\frac{\partial i_b}{\partial x} = - C \frac{\partial V}{\partial t} + J_c(x,t) + \frac{L\epsilon}{W} \frac{\partial y_{cB}}{\partial t} - J_E(x,t)$$

Dans le cas général, la résistance de base et la capacité émetteur base sont des fonctions du courant injecté donc de x et de t.

En éliminant le courant  $i_b$  entre ces deux équations, on obtient une équation différentielle du second ordre

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{R_b} \frac{\partial R_b}{\partial V} \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + R_b C \frac{\partial V}{\partial t} - R_b (J_c(x, t) - J_E(x, t)) - \frac{R_b L \epsilon}{W} \frac{\partial V_{cB}}{\partial t} \quad (\text{III-1})$$

Pour résoudre cette équation nous avons besoin de connaître l'évolution spatiale et temporelle des courants émetteur et collecteur. Pour ce dernier nous avons à prendre en compte, d'une part les phénomènes de multiplication par ionisation et d'autre part, l'influence des effets de transit et d'induction dans le collecteur [2, 3].

### III.2.3. FORMULATION DES VARIATIONS SPATIALE ET TEMPORELLE DE LA MULTIPLICATION PAR IONISATION

Dans le chapitre I, nous avons étudié l'influence d'un courant injecté sur le fonctionnement d'une diode à avalanche et à temps de transit à l'aide de l'équation de LEE [4], de l'équation de Poisson et des équations de continuité du courant. Cette étude reposait sur la séparation de la diode à avalanche en deux zones distinctes, la zone d'avalanche et la zone de transit. De la même façon, nous considérons aussi que la zone désertée de collecteur peut être scindée en deux parties, une zone d'avalanche de longueur  $\delta$  et une zone de transit de longueur  $W-\delta$ , dont les dimensions sont indépendantes du temps. Ceci revient pratiquement à considérer le cas de structures

Lo Hi Lo. Les études entreprises au laboratoire ont montré que cette approximation était dans l'ensemble parfaitement justifiée [5], en particulier pour les structures Hi Lo et Lo Hi Lo. La connaissance de l'évolution spatiale et temporelle du courant collecteur lié à la multiplication dans la zone d'avalanche nécessite le traitement numérique des équations régissant le fonctionnement de cette zone, c'est-à-dire suivant notre modèle, l'utilisation de l'équation de LEE. Cette équation nous permet d'obtenir le courant  $J_\delta$  à la sortie de la zone d'avalanche et de là, à partir d'un calcul que nous détaillerons plus loin, le courant de collecteur.

Le courant  $J_\delta(x,t)$  à la sortie de la zone d'avalanche est relié au courant émetteur injecté  $J_E(x,t)$  par le taux de multiplication dynamique  $M(x,t)$

$$M(x,t) = \frac{J_\delta(x,t)}{J_E(x,t)}$$

Le champ électrique étant uniforme par hypothèse, nous pouvons, à partir de l'équation de LEE

$$\frac{\exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_n - \alpha_p)} \frac{dJ_\delta}{dt} = J_\delta \left[ \frac{\alpha_p}{\alpha_n - \alpha_p} \{ (\exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta - 1) \} \right. \\ \left. + J_E \exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta \right]$$

obtenir le taux de multiplication dynamique

$$M(x,t) = \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_p - \alpha_n \exp(\alpha_p - \alpha_n) \delta} \left\{ 1 + \frac{1 - \exp(\alpha_p - \alpha_n) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_p - \alpha_n)} \frac{1}{J_E} \frac{dJ_\delta}{dt} \right\}$$

où le terme  $\frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_p - \alpha_n \exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta}$  est équivalent à l'expression du taux de multiplication statique utilisée au chapitre II. Ce terme est ici fonction du temps par l'intermédiaire des taux d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$ .

Le courant  $J_\delta(x,t)$  s'écrit alors :

$$J_\delta(x,t) = \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_p - \alpha_n \exp(\alpha_p - \alpha_n) \delta} \left\{ J_E(x,t) + \frac{1 - \exp(\alpha_p - \alpha_n) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_p - \alpha_n)} \frac{dJ_\delta}{dt} \right\}$$

Il apparaît donc comme le produit du taux de multiplication "statique" par la somme de deux termes :

- le premier correspond au courant injecté  $J_E(x,t)$
- le second dépend de la dérivée temporelle du courant à la sortie de la zone d'avalanche.

Nous allons maintenant évaluer l'importance de ces deux termes dans le calcul de  $J_\delta(x,t)$ .

Dans le premier chapitre, nous avons vu que pour conserver un régime de multiplication contrôlée tout en ayant une puissance de sortie satisfaisante, il fallait que le courant  $J_E$  soit injecté au moment où la tension collecteur base est aux environs de sa valeur minimum. Le courant  $J_E$  et les tensions  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$  se présentent alors, au cours de la période H.F., comme l'indique le schéma de la figure 5.

Dans ces conditions, pendant la durée d'injection du courant  $J_E$ , le champ électrique dans la zone d'avalanche est faible et peu

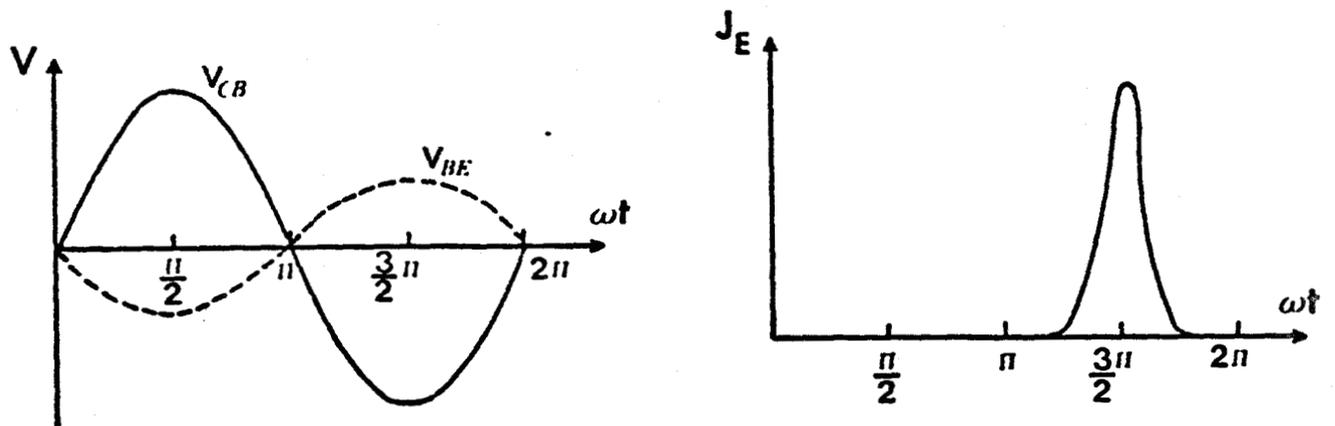


FIGURE 5 : Evolution du courant  $J_E$  et des tensions  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$  lorsque la puissance de sortie est maximum.

favorable à la multiplication. La variation de ce champ électrique en fonction du temps n'entraîne donc qu'une lente variation de l'ionisation en raison même de la forme de la loi exprimant l'évolution des taux d'ionisation. Cette lenteur de la variation se retrouve dans l'évolution du taux de multiplication dynamique et il en résulte que le terme  $\frac{dJ_\delta}{dt}$  demeure faible tant que  $J_E$  a une valeur importante et le courant  $J_\delta(x,t)$  peut alors être simplement assimilé au produit du courant  $J_E(x,t)$  par le taux de multiplication statique dans lequel les taux d'ionisation varient avec le temps.

Lorsque l'injection du courant  $J_E$  est à sa valeur minimale, la tension  $V_{CB}$ , ainsi que le champ électrique, sont aux environs de leur valeur maximale. Ceci entraîne une rapide variation des taux d'ionisation et il en résulte que le terme  $\frac{dJ_\delta}{dt}$  pourrait atteindre des valeurs élevées et devenir ainsi prépondérant dans le calcul de  $J_\delta$ . A priori, il apparaît donc impossible de négliger ce terme. Cependant,

des éléments viennent modifier fondamentalement cette affirmation

- d'une part, l'excursion de tension est telle que la tension instantanée atteint très rarement la valeur, correspondant à l'avalanche, qui donne des taux de multiplication très grands.
- d'autre part, quand ce terme correctif est grand, le courant d'émetteur est négligeable.

Nous pouvons donc en conclure que la grandeur importante dans le fonctionnement du C.A.T.T., c'est le courant  $J_{\delta} = MJ_E$  et non le taux de multiplication.

A titre indicatif, afin de montrer que cette approximation est raisonnable, nous donnons sur la figure 6 les évolutions, au cours d'une période H.F., du taux de multiplication dynamique réel, du taux de multiplication dynamique approché et du courant  $J_{\delta}$  dans ces deux cas. Ces courbes correspondent à une tension de polarisation aux bornes de la diode de 87 volts, une excursion de tension de 31 volts et à une amplitude maximum du courant  $J_E$  de 920 mA. Il apparaît effectivement une très nette différence des deux valeurs du taux de multiplication en absence de  $J_E$  et par contre une bonne concordance en présence de  $J_E$ . On peut aussi constater globalement que les résultats obtenus pour le courant  $J_{\delta}$  sont comparables et que l'utilisation d'une formulation approchée n'introduit pas une erreur importante.

Cette discussion montre que le traitement de la zone d'avalanche par l'équation de LEE n'est pas indispensable. Son introduction ne présenterait pas de grosses difficultés mais, en raison du

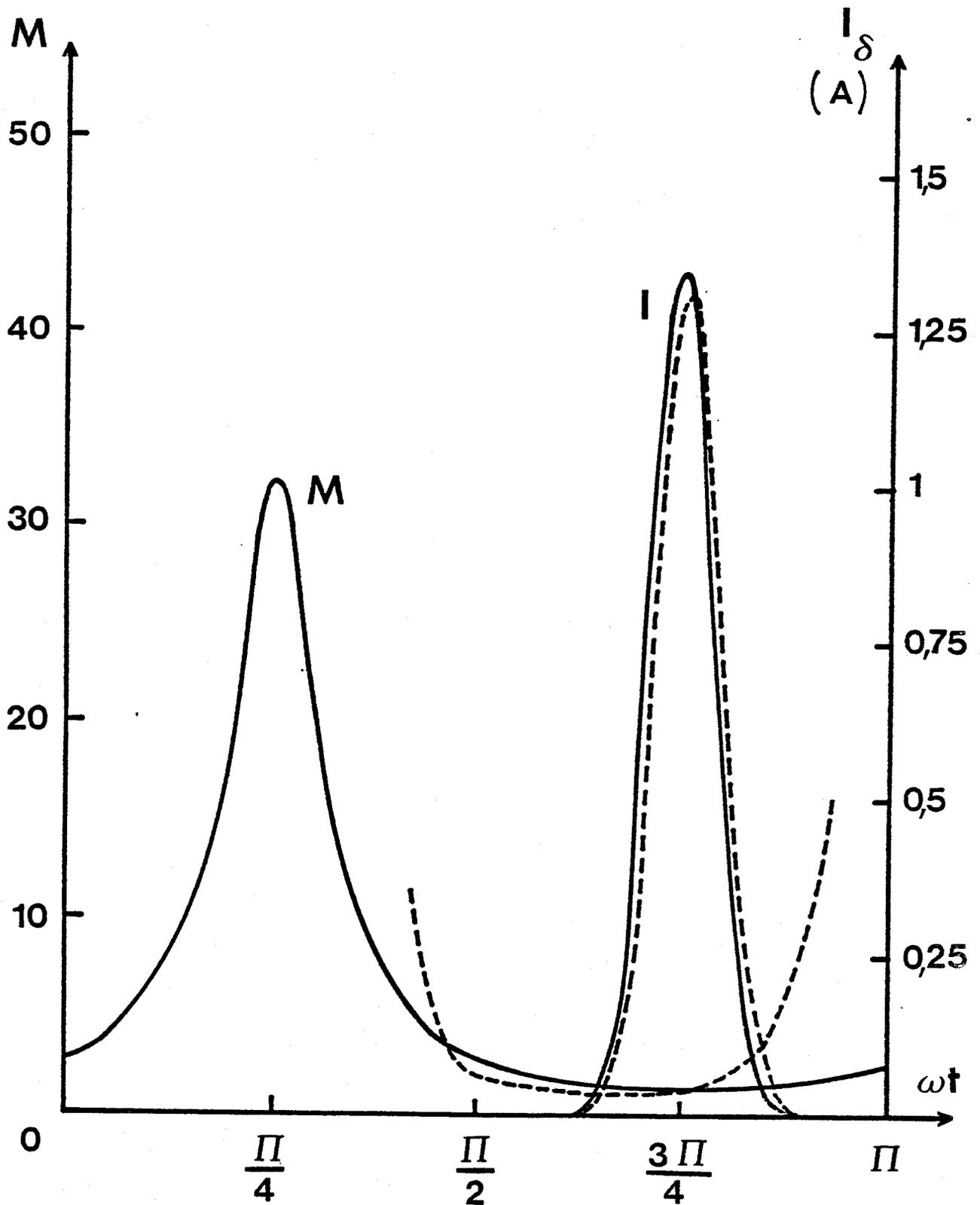


FIGURE 6 :  $J_\delta(t)$  et  $M(t)$  ----- Calcul avec l'équation de LEE  
 ———— Calcul avec l'approximation  $\frac{dJ_\delta}{dt}$  négligeable.

découpage en tranches de la zone collecteur du C.A.T.T., entraînerait un allongement conséquent du temps de calcul sans apporter de modifications substantielles aux résultats. C'est pourquoi, dans la suite de notre travail, nous avons toujours utilisé l'expression approchée du taux de multiplication dynamique

$$M(x,t) = \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_p - \alpha_n \exp(\alpha_p - \alpha_n)\delta} \quad (\text{III-3})$$

La dépendance de  $M(x,t)$  par rapport à l'abscisse  $x$  sous le doigt d'émetteur est imposée par celle du champ électrique dans la zone d'avalanche dont dépendent les taux d'ionisation. En effet, pour une même tension appliquée aux bornes de la zone désertée de collecteur, à cause de la réaction de charge d'espace due aux porteurs mobiles, le champ n'est pas le même en tous points. Pour évaluer son évolution, il nous faut prendre en compte les effets de la réaction de charge d'espace.

#### III.2.4. FORMULATION DE LA REACTION DE CHARGE D'ESPACE DANS LA ZONE DESERTEE DE COLLECTEUR

On admet comme dans l'étude en régime statique faite au chapitre précédent que le profil de champ électrique dans la jonction collecteur base en l'absence de courant a la configuration donnée par la figure 7. Dans ce cas, la dépendance entre  $E_a(t)$  et la tension collecteur base peut s'exprimer par la relation

$$V_{cB}(t) = E_a(t)\delta + (E_a(t) - \Delta E)(W - \delta)$$

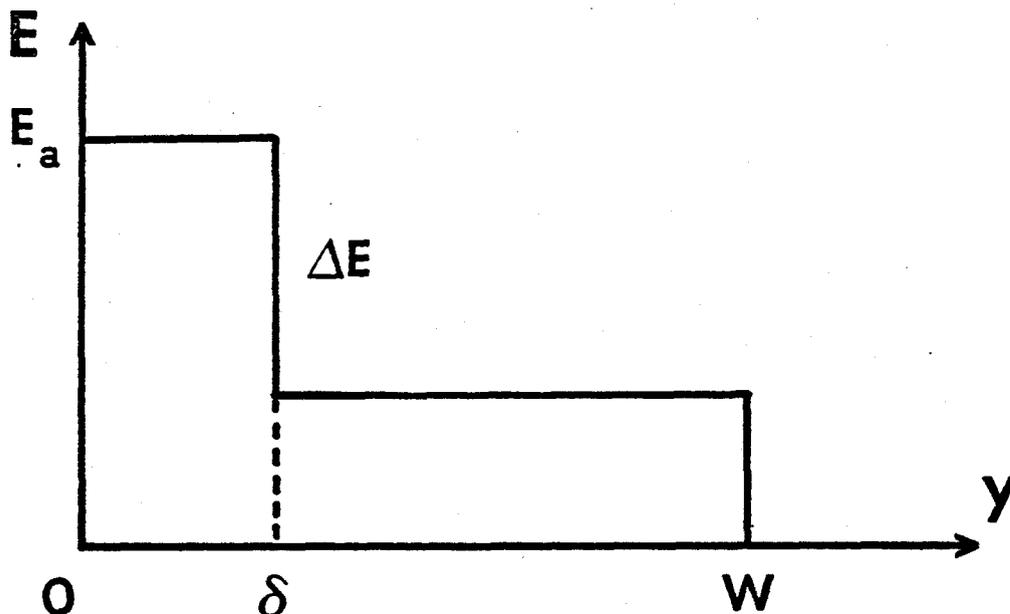


FIGURE 7 : Profil du champ électrique dans la zone désertée de collecteur en absence de courant.

$\Delta E$  étant, rappelons le, le saut de champ électrique, constant au cours du temps, à la séparation de la zone de multiplication  $\delta$  et de la zone de transit  $W-\delta$  résultant de l'existence de la zone à dopage élevé.

Lors de la présence d'un courant, la répartition du champ électrique se trouve modifiée par la réaction de charge d'espace qui, en continu, se traduisait par une variation de tension  $\Delta V$  donnée par

$$\Delta V = \int_{\delta}^W \frac{M(x) J_E(x)}{L\epsilon V} (W - y) dy$$

ou encore, après intégration

$$\Delta V = \frac{M(x) J_E(x)}{2L\epsilon V} (W - \delta)^2$$

puisque les grandeurs  $M(x)$  et  $J_E(x)$  sont indépendantes de la longueur  $y$  du collecteur.

En régime dynamique, le temps de transit des porteurs mobiles, se déplaçant à leur vitesse limite dans la zone de transit du collecteur, entraîne une modification de l'expression de la variation de tension  $\Delta V$ . En effet, en un point  $y$  de la zone de transit et à l'instant  $t$  les porteurs responsables de la réaction de charge d'espace sont ceux qui se trouvaient en  $y = \delta$  à l'instant  $t - \frac{y - \delta}{v}$ .  $\Delta V$  s'écrit alors :

$$\Delta V = \int_{\delta}^W \frac{M(x, t - \frac{y - \delta}{v}) J_E(x, t - \frac{y - \delta}{v})}{L \epsilon v} (W - y) dy$$

et la tension aux bornes du collecteur devient

$$V_{cB}(t) = E_a(x, t) \delta + [E_a(x, t) - \Delta E] (W - \delta) + \int_{\delta}^W \frac{M(x, t - \frac{y - \delta}{v}) J_E(x, t - \frac{y - \delta}{v})}{L \epsilon v} (W - y) dy \quad (\text{III-4})$$



### III.2.5. FORMULATION DU COURANT EXTERIEUR DE COLLECTEUR

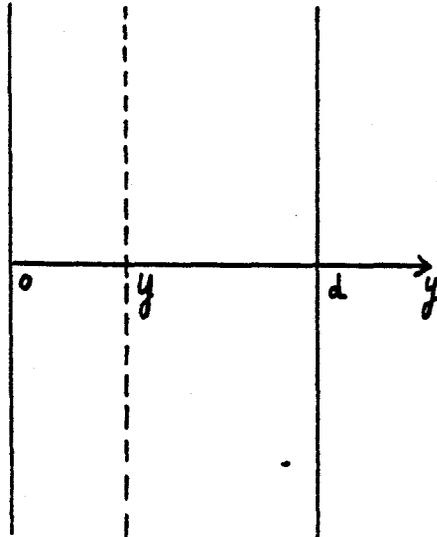
A cause du transit des porteurs mobiles, le courant extérieur de collecteur est essentiellement un courant induit par le déplacement des porteurs dans la zone désertée de collecteur. A ce titre, son évolution en régime dynamique est donnée par une formulation très différente de celle admise en régime statique.

D'après le théorème de RAMO SHOCKLEY [6], toute charge  $\rho$  par unité de volume se déplaçant à une vitesse  $v$  entre deux électrodes

planes distantes de  $d$  crée à l'extérieur un courant induit  $I$  donné par

$$I = \frac{1}{d} \int_0^d \rho v dy$$

Dans le cas de la zone de transit, nous avons en chaque abscisse  $y$ , à un instant  $t$ , un paquet d'électrons dont le nombre est proportionnel au courant créé par avalanche, c'est-à-



dire au produit  $M(x, t - \frac{y}{v}) J_E(x, t - \frac{y}{v})$  si l'on néglige le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche et si l'on admet que les porteurs se déplacent à leur vitesse limite.

Le courant induit à la sortie du collecteur résulte de l'influence simultanée du déplacement de tous les paquets élémentaires d'électrons entre  $\delta$  et  $W-\delta$ . Il est donc donné par l'expression

$$J_c(x, t) = \frac{1}{W - \delta} \int_0^{W-\delta} M(x, t - \frac{y}{v}) J_E(x, t - \frac{y}{v}) dy$$

**REMARQUE** : Le calcul du courant induit tel qu'il est présenté ne tient compte que du déplacement des électrons dans la zone de transit. En toute rigueur, il faudrait faire aussi intervenir le transit des électrons et des trous dans la zone d'avalanche. Cette hypothèse est tout à fait cohérente avec ce qui précède, où l'on néglige le temps de transit des porteurs et la réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche. Cela revient à considérer que le courant particulaire se conserve à la traversée de la zone. En pratique, les trous créés lors de la multiplication et qui sont attirés vers la base entraînent l'existence d'une impulsion de courant supplémentaire d'amplitude quasi égale à celle due aux électrons et dont la durée est de l'ordre du temps de transit des trous dans la zone de multiplication. Nous n'avons pas tenu compte de cet effet dans un souci de simplification et pour rester cohérent avec les autres hypothèses.

En faisant le changement de variable  $t' = t - \frac{y}{v}$ , nous obtenons la formule que nous emploierons dans notre calcul

$$J_c(x,t) = \frac{v}{W - \delta} \int_{t - \frac{W-\delta}{v}}^t M(x,t') J_E(x,t') dt' \quad \text{III-5}$$

De manière générale, ce courant induit a une variation temporelle qui peut être schématisée comme le montre la figure 8. L'angle d'ouverture est d'autant plus grand que, à fréquence fixe, la zone de transit est longue, ou, à longueur donnée, que la fréquence est élevée.

Le courant total d'origine particulière dans le collecteur est donc

$$I_c(t) = 2N \int_0^{\ell} J_c(x,t) dx$$

où  $N$  est le nombre de doigts d'émetteur  
 $\ell$  la demi largeur d'un doigt

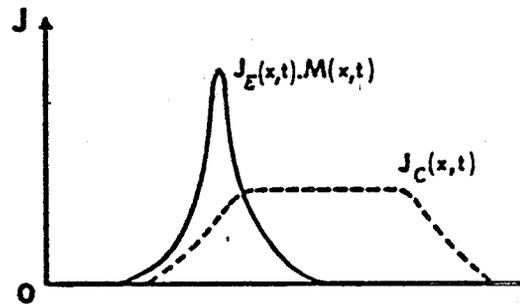


FIGURE 8 : Courant local induit de collecteur  $I_c(x,t)$ .

Ce courant se comporte au cours du temps de manière analogue au courant collecteur local  $J_c(x,t)$ . Son étalement est un paramètre important dont dépend étroitement la puissance de sortie du C.A.T.T..

La connaissance du courant induit local de collecteur permet alors de calculer le courant de trous revenant dans la base à l'abscisse  $x$  à partir de la relation

$$J_c(x,t) - J_E(x,t)$$

### III.2.6. COMPARAISON AVEC LE MODELE DE YU

Les principaux travaux entrepris sur les transistors à avalanche en dehors de notre laboratoire ont été effectués par YU et son équipe [1, 7, 10]. Ceux-ci avaient obtenu des résultats qui semblaient fort attractifs par rapport aux transistors bipolaires usuels. Une étude théorique, basée sur une modélisation accompagnée d'un certain nombre d'hypothèses que nous allons maintenant rappeler, leur permettait d'interpréter ces résultats.

Par sa conception même, le C.A.T.T. est un transistor avec une zone de champ électrique élevé, localisée au voisinage de la base dans la zone désertée du collecteur. Pour tenir compte de la complexité du composant, YU a effectué une étude séparée de la région collecteur, siège des phénomènes liés à l'avalanche et de la jonction émetteur base, origine du courant injecté. Cette distinction l'a naturellement conduit à prendre des hypothèses différentes pour le collecteur et pour la jonction émetteur base. Ces hypothèses peuvent s'énoncer de la manière suivante .

Dans la région collecteur :

- la structure est unidimensionnelle ;
- la zone désertée du collecteur est divisée en une zone d'avalanche où se créent par multiplication les paires électrons trous et en une zone de transit, où les électrons se déplacent à la vitesse limite.
- le taux de multiplication dynamique est constant et égal au rapport

des valeurs moyennes du courant collecteur et du courant émetteur.

Dans la jonction émetteur base :

- le courant de trous créé dans la zone d'avalanche retourne dans la base et aussi dans l'émetteur ;
- la base est représenté électriquement par un schéma équivalent à une ligne à retard. Cette modélisation permet de tenir compte des effets bidimensionnels liés à la base ;
- les grandeurs physiques,  $J_E$ ,  $J_C$ ,  $V_{BE}$ , sont des fonctions de la localisation dans la direction  $x$  sous un doigt d'émetteur ;
- les grandeurs physiques sont indépendantes des deux autres coordonnées  $y$  et  $z$  de l'espace ( $y$  selon l'axe du transistor,  $z$  selon la longueur du doigt) ;
- le courant particulaire dans la base est proportionnel à  $(M-1) J_E(x,t)$

Si la plupart de ces hypothèses peuvent paraître valables et constituées une bonne base pour une modélisation du C.A.T.T., par contre certaines nous ont paru extrêmement critiquables et ne pas rendre compte des principes du fonctionnement du C.A.T.T.. C'est pourquoi nous avons considéré que :

- la région collecteur a une structure bidimensionnelle comme la région base, ceci nous a amené à découper le collecteur en tranches

indépendantes suivant l'abscisse  $x$  ;

- le facteur de multiplication devient alors une fonction de  $x$  ;
- le facteur de multiplication doit être dépendant du temps ;
- le transit des électrons dans la zone désertée du collecteur entraîne l'apparition de deux effets : d'une part le courant collecteur est un courant induit, d'autre part la réaction de charge d'espace modifiera le facteur de multiplication.

L'introduction de ces nouvelles hypothèses supplémentaires et surtout des trois dernières, apportent des modifications importantes dans le traitement théorique du C.A.T.T. qui apparaît de ce fait beaucoup plus rigoureux. Il est donc tout à fait normal que nos conclusions soient notablement différentes de celles de YU et al. Nous montrerons par la suite sur quelques exemples, combien les approximations de YU n'étaient pas justifiées.

### III.3. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T. EN RÉGIME DE FAIBLE INJECTION

Afin de mieux distinguer les effets liés aux phénomènes essentiels intervenant dans le fonctionnement, nous n'avons pas tenu compte, dans un premier temps, de la dépendance de la résistivité locale de base vis à vis de l'injection. Les grandeurs  $R_b$ ,  $C$  et  $J_s$  sont alors constantes et ne dépendent ni de l'abscisse  $x$ , ni du temps.

Ceci revient à considérer que nous travaillons toujours en régime de faible injection. Dans ce cas, l'équation (III-1) devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_b C \frac{\partial V}{\partial t} - R_b (J_c(x,t) - J_E(x,t)) - \frac{L\epsilon}{W} R_b \frac{\partial V_{cB}}{\partial t} \quad (\text{III-6})$$

### III.3.1. RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS REGISSANT LE FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T.

#### III.3.1.1. Equations fondamentales du C.A.T.T.

Dans les paragraphes précédents, nous avons établi les équations permettant de prendre en compte les différents phénomènes intervenant dans le fonctionnement dynamique du C.A.T.T.. A ces équations, il faut ajouter les relations qui permettent de calculer les grandeurs caractéristiques du fonctionnement global du C.A.T.T., ainsi que les conditions aux limites dans la zone active de base.

Avant de présenter l'algorithme de calcul de l'équation III-6 et l'organigramme du traitement numérique des équations, nous allons rappeler ces différentes équations.

#### JONCTION EMETTEUR BASE

A une tension extérieure  $V_{BE}(t)$  appliquée à la jonction émetteur base, correspond :

- un courant local d'émetteur  $J_E(x,t)$

$$J_E(x,t) = J_s \left( \exp \frac{V(x,t)}{U_T} - 1 \right) \quad \text{III-7}$$

où  $J_s$  est le courant de saturation en Ampère/cm  
 $V(x,t)$  la tension locale sous le doigt d'émetteur.

- un courant total d'émetteur  $I_E(t)$

$$I_E(t) = 2N \int_0^{\lambda} J_E(x,t) dx \quad \text{III-8}$$

où  $N$  est le nombre de doigts d'émetteur de demi largeur  $\lambda$ .

#### RÉGION COLLECTEUR

La tension extérieure collecteur base  $V_{CB}(t)$  est liée au champ électrique  $E(x,t)$  par la relation

$$V_{CB}(t) = E_a(x,t)\delta + [E_a(x,t) - \Delta E](W-\delta) + \int_{\delta}^W \frac{J_E(x,t - \frac{y-\delta}{v}) M(x,t - \frac{y-\delta}{v})}{L \epsilon v} (W-y) dy \quad \text{III-4}$$

Le taux de multiplication dynamique  $M(x,t)$  est lui aussi dépendant du champ électrique  $E_a(x,t)$  par l'intermédiaire des taux d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$ .

$$M(x,t) = \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_p - \alpha_n \exp(\alpha_p - \alpha_n) \delta} \quad \text{III-3}$$

Le courant induit local de collecteur est

$$J_c(x,t) = \frac{v}{w - \delta} \int_{t - \frac{W-\delta}{v}}^t M(x,t') \cdot J_E(x,t') dt' \quad \text{III-5}$$

Par intégration sur la demi largeur du doigt, nous obtenons le courant particulaire extérieur de collecteur

$$I_c = 2N \int_0^l J_c(x,t) dx \quad \text{III-9}$$

### REGION BASE

Dans cette région, nous relient les grandeurs d'entrée  $V(x,t)$  et  $J_E(x,t)$  aux grandeurs de sortie  $J_c(x,t)$  et  $V_{cB}(t)$  par l'équation différentielle.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = R_b C \frac{\partial V}{\partial t} - R_b (J_c(x,t) - J_E(x,t)) - \frac{L\epsilon}{W} R_b \frac{\partial V_{cB}}{\partial t} \quad \text{III-6}$$

les conditions aux limites sont alors

$$\begin{aligned} \text{à } x = l \quad V(l,t) &= V_{BE}(t) \\ \text{à } x = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial x} &= 0 \text{ par raison de symétrie.} \end{aligned}$$

Ces équations nous fournissent toutes les relations nécessaires à la simulation numérique du fonctionnement du C.A.T.T..

III.3.1.2. Algorithme de calcul

Le système d'équations (III-3 à 9) que nous venons de présenter nécessite une résolution numérique. Si les intégrales (III.4, 5, 8, 9) peuvent être traitées sans aucune difficulté par une méthode classique d'intégration, il n'en est pas de même pour l'équation aux dérivées partielles (III-6) que nous transformons tout d'abord en équation aux différences finies.

Pour cela nous divisons l'espace (x,t) en M éléments  $\Delta x$  et N éléments  $\Delta t$ . Comme dans le chapitre II nous prenons l'origine de l'abscisse x au bord du doigt pour résoudre numériquement le système d'équations (III-3 à 9).

A l'instant  $t = k \Delta t$  et à l'abscisse  $x = i \Delta x$  nous pouvons écrire

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} = \frac{V_{i+1}^k - V_{i-1}^k}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 V(x,t)}{\partial x^2} = \frac{V_{i+1}^k - 2V_i^k + V_{i-1}^k}{\Delta x^2}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{V_i^k - V_i^{k-1}}{\Delta t}$$

L'équation III-6 s'écrit alors :

$$\frac{V_{i+1}^k - 2V_i^k + V_{i-1}^k}{\Delta x^2} = R_b C \frac{V_i^k - V_i^{k-1}}{\Delta t} - R_b (J_{C_i}^k - J_{E_i}^k) - \frac{L \epsilon}{W} R_b \frac{V_{cB}^k - V_{cB}^{k-1}}{\Delta t}$$

et devient

$$V_{i+1}^k \left( \frac{1}{\Delta x^2} \right) + V_i^k \left( -\frac{2}{\Delta x^2} - \frac{R_b C}{\Delta t} \right) + V_{i-1}^k \left( \frac{1}{\Delta x^2} \right) =$$

$$-\frac{R_b C}{\Delta t} V_i^{k-1} - R_b (J_{ci}^k - J_{Ei}^k) - \frac{L \epsilon}{W} R_b \frac{V_{cB}^k - V_{cB}^{k-1}}{\Delta t} \quad (\text{III-10})$$

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître les courants  $J_c$  et  $J_E$  à l'instant  $t$  en chaque point  $x$ . Or, la valeur de la tension  $V$ , dont dépendent les courants, est justement celle que nous calculons : il faut donc appliquer une procédure itérative. Il est cependant possible de simplifier et d'accélérer le calcul en admettant que les courants  $J_c$  et  $J_E$  sont fonctions de la tension  $V$  à l'instant précédent. Ceci est une bonne approximation qui représente une faible perte de précision à condition que l'intervalle de temps  $\Delta t$  soit faible, mais un gain de temps calcul important.

L'équation III-10 peut alors être mise sous la forme matricielle suivante :

$$[T_{ij}^{k-1}] [V_i^k] = [\delta_i^{k-1}] \quad (\text{III-11})$$

Les calculs détaillés ainsi que la technique de résolution sont donnés dans l'annexe II.

III.3.1.3. Choix des conditions initiales - Organigramme du calcul

Le système d'équations (III-11) montre que pour calculer la tension  $V_i$  à l'instant  $t = k \Delta t$  il est nécessaire de connaître  $[T_{ij}]$  et  $[\delta_i]$  à l'instant antérieur  $t_a = (k-1) \Delta t$ . Ceci nous impose d'introduire à l'instant  $t = 0$  une valeur approchée de  $J_E(x,0)$ ,  $M(x,0)$ ,  $J_C(x,0)$  et nous oblige à effectuer le calcul sur plusieurs périodes pour obtenir les valeurs exactes des grandeurs précédentes. Dans ce but, nous avons procédé de la manière suivante : connaissant les tensions extérieures appliquées aux jonctions émetteur base et collecteur base, nous en déduisons les répartitions approchées  $J_E(x,0)$ ,  $M(x,0)$  et  $J_C(x,0)$  grâce aux équations III-7, 3, 5. Ces répartitions sont introduites dans le système d'équations (III-11) que nous résolvons par la méthode du double balayage [11]. La connaissance de  $V(x,t)$  à chaque point  $x$  et à chaque instant  $t$  de la période permet de calculer de nouvelles valeurs de  $J_E(x,t)$ ,  $M(x,t)$  et  $J_C(x,t)$  qui à leur tour par la résolution de (III-11) donnent une nouvelle répartition de  $V(x,t)$ . Le calcul se poursuit sur plusieurs périodes jusqu'à ce que les valeurs obtenues soient, en chaque point  $x$  et à chaque instant  $t$ , constantes à la précision demandée. Lorsque les grandeurs caractéristiques du C.A.T.T. ( $V$ ,  $J_E$ ,  $M$ ,  $J_C$ ) sont connues nous calculons les courants extérieurs particuliers  $I_E(t)$  et  $I_C(t)$  à partir des équations III-8, 9 et afin d'obtenir le taux de multiplication moyen ainsi que les puissances d'entrée et de sortie, nous effectuons une analyse harmonique de ces courants. L'organigramme III-1 résume les différentes étapes du calcul nécessaires à la détermination des grandeurs caractéristiques du fonctionnement du C.A.T.T..

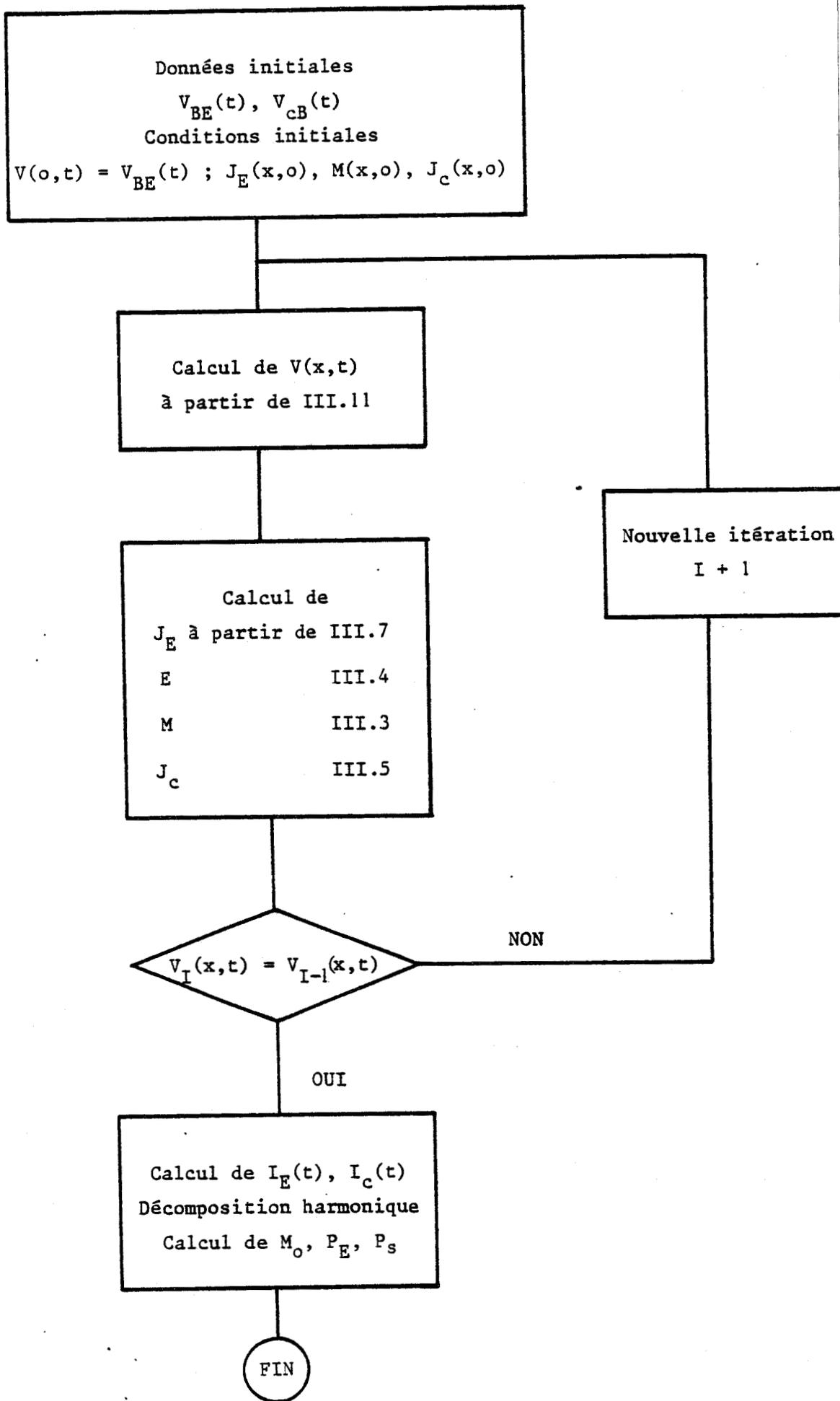


TABLEAU III-1 : Organigramme du traitement numérique du fonctionnement du C.A.T.T.

### III.3.2. ANALYSE PHYSIQUE DU FONCTIONNEMENT EN CLASSE C

La méthode de résolution que nous venons de décrire a été appliquée à un transistor ayant des caractéristiques très voisines de celles des échantillons expérimentaux présentés au chapitre suivant, à savoir :

- longueur de la zone désertée de collecteur : zone d'avalanche  
 $\delta = 0,4 \mu$  ; zone de transit  $W-\delta = 5,6 \mu$ .
- dimensions du doigt d'émetteur  $L = 130 \mu$  demi largeur  $\ell = 1 \mu$
- nombre de doigts d'émetteur 14
- capacité de la jonction émetteur base  $C = 10^{-8} \text{ F/cm}$
- résistance de base  $R_b = 5 \cdot 10^5 \Omega/\text{cm}$
- fréquence de fonctionnement 3 GHz.

Nous avons étudié, d'une part l'influence sur la multiplication

- . du déphasage  $\varphi$  entre  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  représentant l'évolution de l'impédance de charge
- . de l'excursion maximum de la tension  $V_{CB}$
- . de l'excursion maximum de la tension  $V_{BE}$

d'autre part, l'influence de la multiplication sur la puissance de sortie.

### III.3.2.1. Influence du déphasage $\varphi$

Suivant la valeur de l'impédance de charge, les amplitudes et les phases respectives des tensions  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$  évoluent fortement. Dans un premier temps pour plusieurs couples de valeurs de  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$ , nous avons étudié l'influence de la phase  $\varphi$  sur les performances et sur le comportement du dispositif. La conclusion essentielle est que la valeur du déphasage  $\varphi$  entre  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$  permettant d'obtenir une puissance de sortie maximum est peu différente de celle que l'on pouvait déduire des calculs effectués sans prendre le comportement de la base en considération.

A titre d'exemple, pour une tension base émetteur d'amplitude maximum égale à 0,8 V et une tension collecteur base d'amplitude maximum égale à 40 V, la tension de polarisation collecteur base étant de 67 V, on obtient une puissance de sortie égale à 84 mW pour  $\varphi = 0,4 \pi$  et 240 mW pour  $\varphi = \pi$ . Les facteurs de multiplication moyens  $M_0$ , définis comme étant les rapports du courant moyen du collecteur sur le courant moyen d'émetteur, sont alors respectivement de 1,44 et 1,11. La figure 9 montre les évolutions au cours du temps des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  et des courants particuliers extérieurs  $I_E$  et  $I_C$  dans les deux cas.

Ces premiers résultats font bien apparaître une des incompatibilités essentielle au bon fonctionnement de ce dispositif :

- pour un transfert de puissance satisfaisant dans la charge, il faut que le courant de sortie soit pratiquement en opposition de phase avec la tension  $V_{CB}$ , donc que les deux tensions  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  soient proches de l'opposition de phase ;

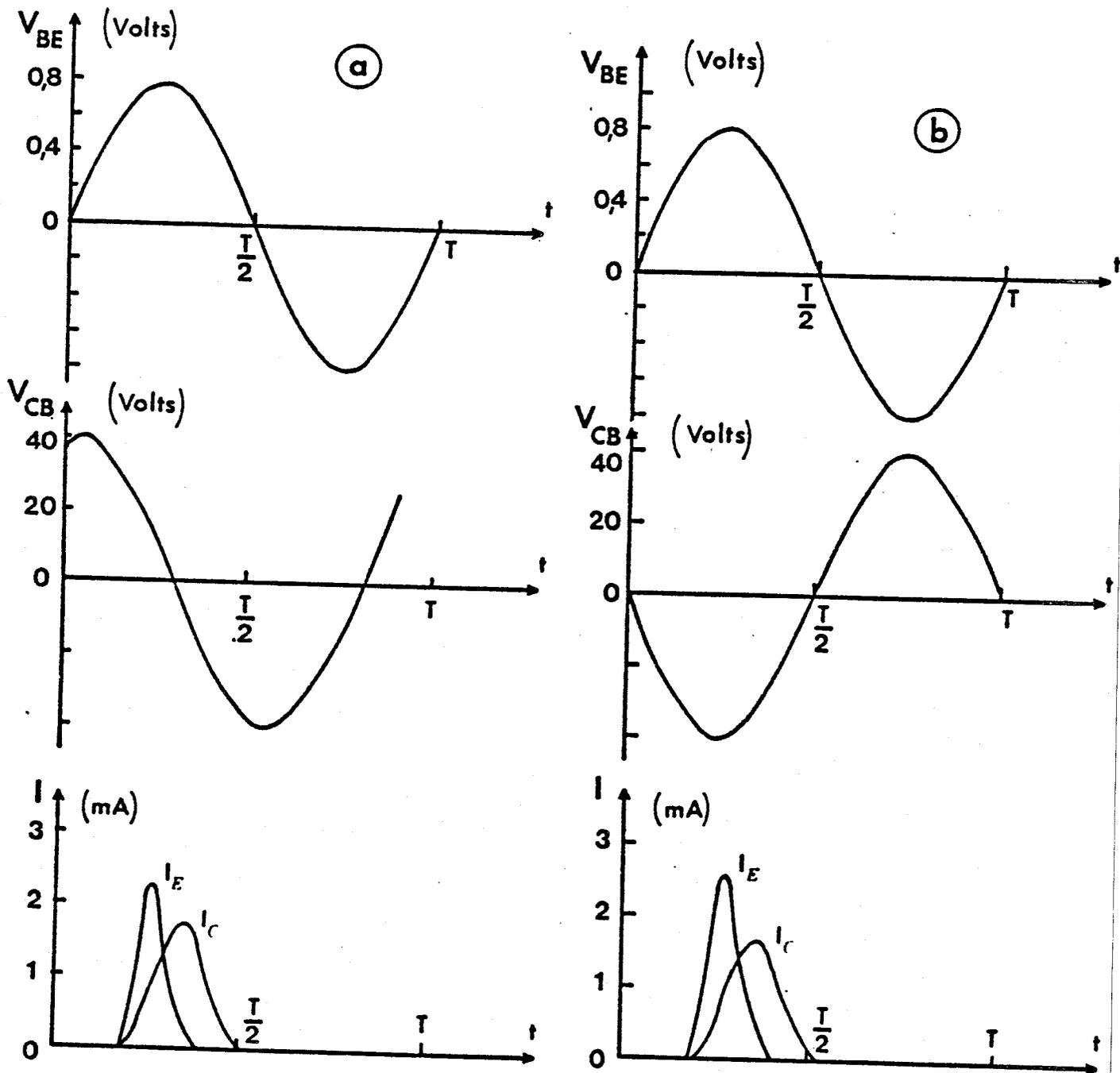


FIGURE 9 : Evolution des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  et des courants  $I_E$  et  $I_C$  en fonction du temps.  
 a)  $\varphi = 0,4 \pi$     b)  $\varphi = \pi$

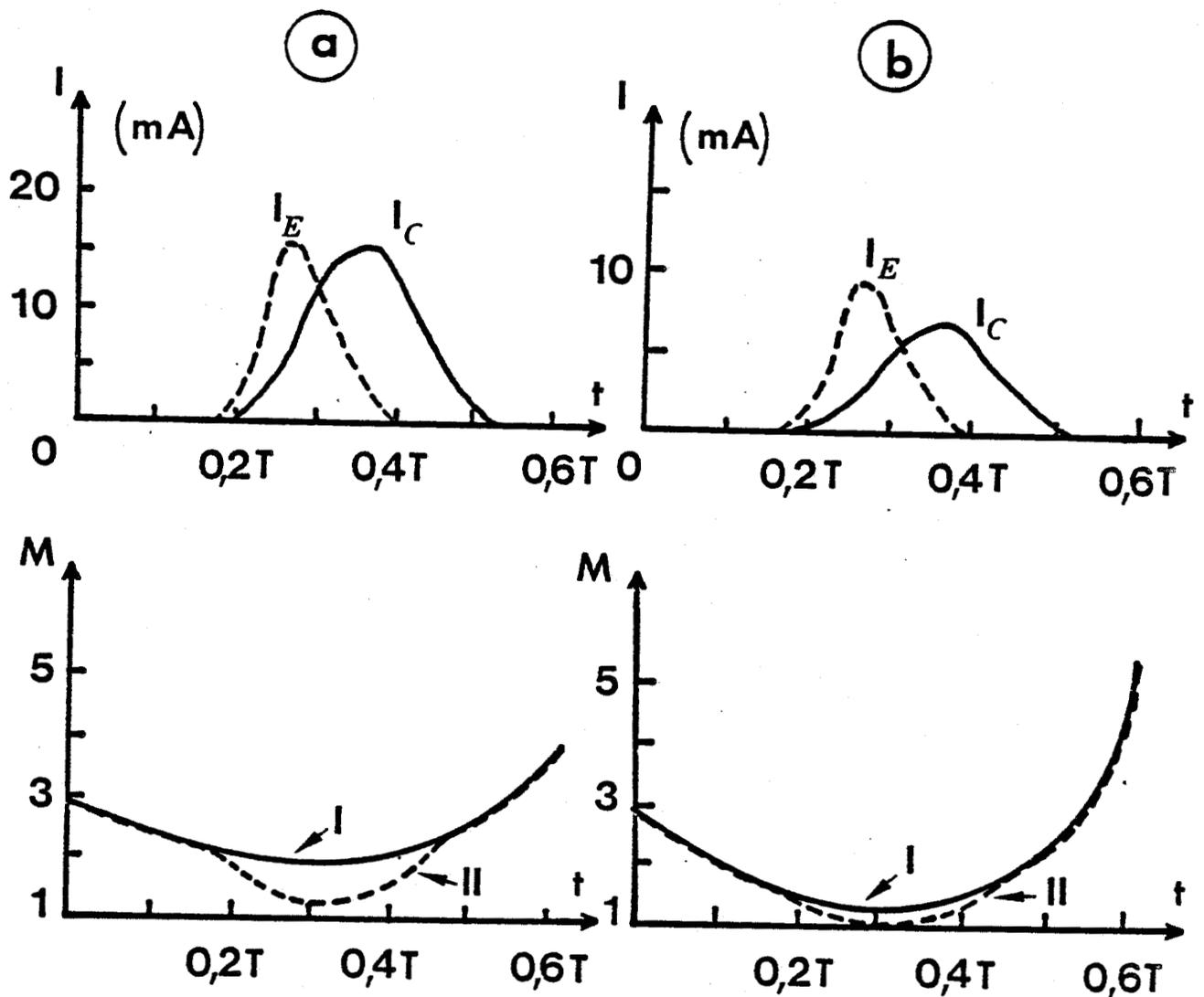
- l'obtention d'un taux de multiplication élevé nécessite l'existence d'une valeur importante de la tension collecteur base quand le courant d'émetteur est maximum, ce qui représente une condition opposée à la précédente.

Il semble donc difficile à première vue, malgré les effets liés à la base, d'obtenir à la fois des puissances et des taux de multiplication élevés. Nous allons essayer de déterminer le meilleur compromis entre ces exigences contradictoires.

#### III.3.2.2. Influence de l'excursion de la tension collecteur base

Afin de séparer l'influence de l'excursion de la tension collecteur base  $V_{CB}$  et celle de la tension émetteur base sur le taux de multiplication, nous avons réalisé l'étude à tension base émetteur constante. Nous donnons sur les figures 10a et 10b deux exemples de variation temporelle des courants  $I_E$  et  $I_C$  et du facteur de multiplication local au centre du doigt d'émetteur (courbe I) et au bord (courbe II) ; ces résultats ont été obtenus dans les conditions suivantes

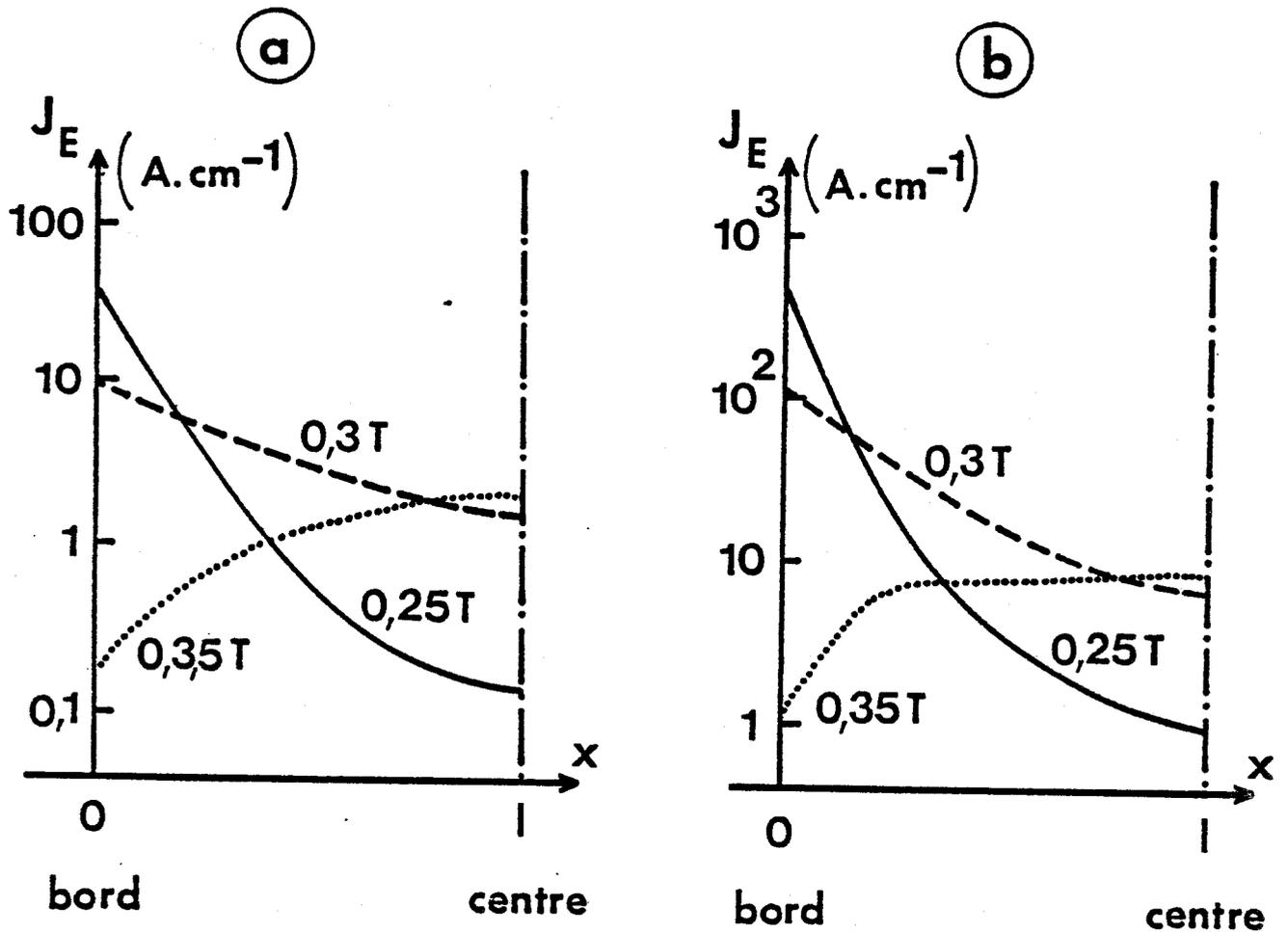
- tension base émetteur : 0,75 V
- phase de la composante alternative de la tension collecteur par rapport à la tension émetteur :  $\Pi$
- excursion de tension collecteur : 20 V (courbe a) et 50 V (courbe b)



**FIGURE 10** : Evolution des courants  $I_E$  et  $I_C$  et du taux de multiplication local pour différentes valeurs de  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$ .  
 a)  $V_{BE} = 0,75$  V       $V_{CB} = 20$  V  
 b)  $V_{BE} = 0,75$  V       $V_{CB} = 50$  V  
 I centre du doigt      II bord du doigt.

- valeur moyenne de la tension collecteur base 87 V.

On constate que le taux de multiplication est d'autant plus faible que l'excursion de tension collecteur base est plus élevée aussi bien localement sous le doigt que globalement pour tout le transistor. Ainsi les facteurs de multiplication moyens obtenus respectivement dans le cas a et dans le cas b sont égaux à 1,78 et 1,32. Cette évolution des taux de multiplication en fonction de l'excursion de  $V_{CB}$  s'explique facilement par le fait que la tension collecteur base est proche de sa valeur minimum au moment de l'injection du courant émetteur et qu'il en est de même pour la valeur du champ électrique dans la zone d'avalanche. Il apparaît possible pour des valeurs de déphasage différentes de  $\Pi$  d'obtenir de meilleurs résultats en multiplication, mais c'est au détriment de la puissance de sortie, l'augmentation de l'une ne compensant pas la diminution de l'autre. Par ailleurs, il apparaît clairement que le taux de multiplication reste beaucoup plus élevé pour les zones qui sont en regard du centre des émetteurs que pour les autres. Ceci s'explique aisément de la manière suivante : comme le montre la figure 11, il existe au moment où l'injection est maximum, c'est-à-dire lorsque la tension  $V_{BE}$  extérieure passe par sa valeur maximum, une forte défocalisation du courant émetteur  $J_E$  sous un doigt d'émetteur. Cette situation est totalement opposée à celle existant en continu ; nous en expliquerons les causes dans le paragraphe III.4. En raison de cette défocalisation, la réaction de charge d'espace est plus importante au bord du doigt qu'au centre ; le champ électrique dans le collecteur est donc plus faible au bord du doigt qu'au centre et il en est de même pour le taux de multiplication.



**FIGURE 11 :** Répartition du courant sous le demi doigt d'émetteur.

a)  $V_{BE} = 0,75 \text{ V}$        $V_{CB} = 50 \text{ V}$

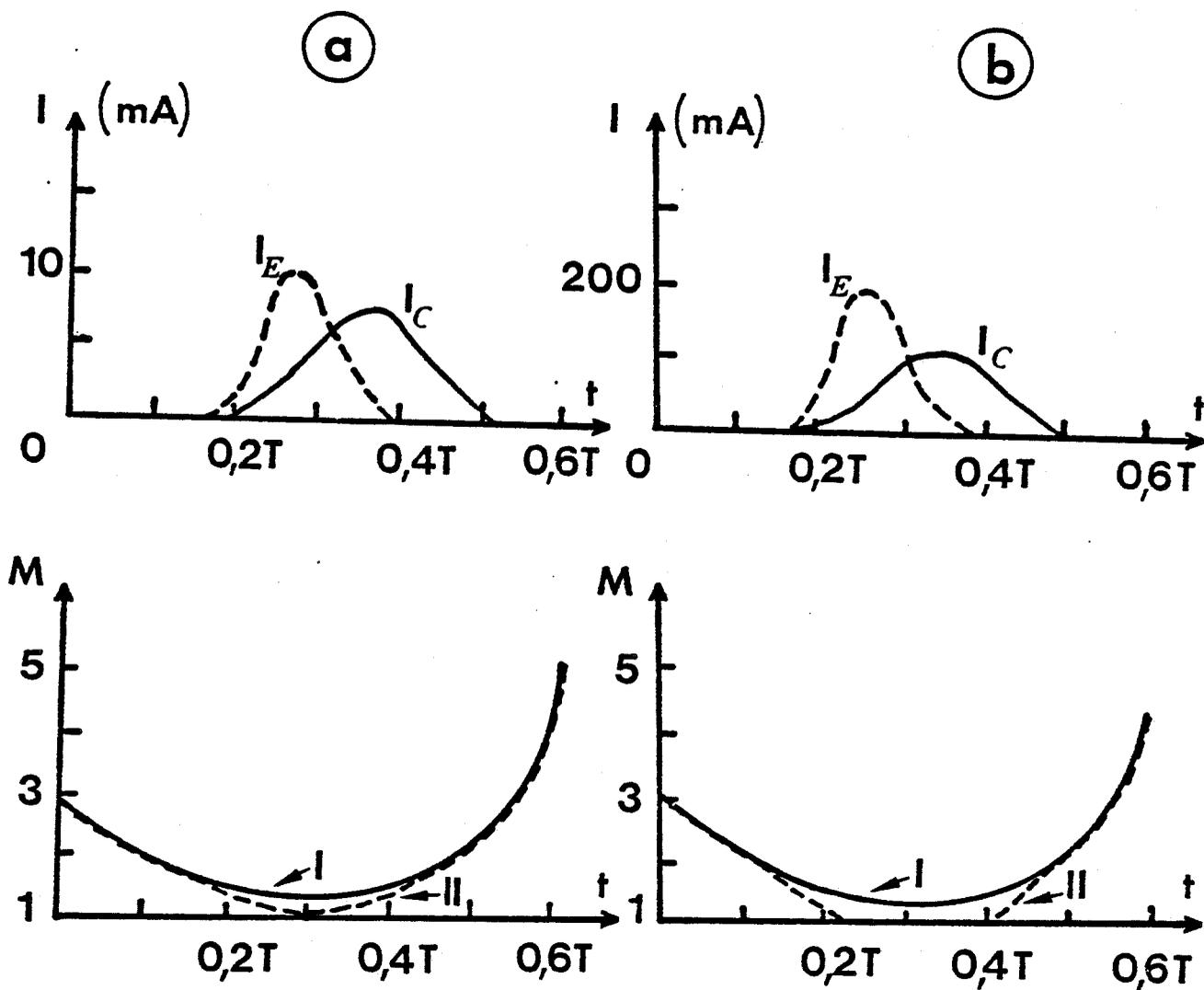
b)  $V_{BE} = 0,82 \text{ V}$        $V_{CB} = 50 \text{ V}$

### III.3.2.3. Influence de l'excursion de tension émetteur base

Lorsque l'on fait largement varier l'amplitude de la tension base émetteur, nous constatons que plus cette tension est élevée, plus le taux de multiplication est faible. Les figures 12a et 12b montrent deux exemples correspondant aux données suivantes :

- excursion de tension base émetteur : 0,75 v (courbe a) et 0,82 (courbe b)
- excursion de la tension de sortie 50 V ;
- phase de la composante alternative de la tension collecteur par rapport à la tension émetteur :  $\Pi$
- valeur moyenne de la tension collecteur base : 87 v.

Les facteurs de multiplication moyens obtenus respectivement dans le cas a et dans le cas b sont égaux à 1,31 et 1,11. L'examen de l'évolution temporelle du facteur de multiplication local sous un doigt montre que la différence de la valeur moyenne du facteur de multiplication est due essentiellement à une absence quasi totale de multiplication au bord du doigt (courbe 12 b II). Ce phénomène est une conséquence de la réaction de charge d'espace, combinée à la défocalisation du courant d'injection local  $J_E$ . Ce phénomène est d'autant plus marquée que l'amplitude de  $V_{BE}$  est plus élevée.

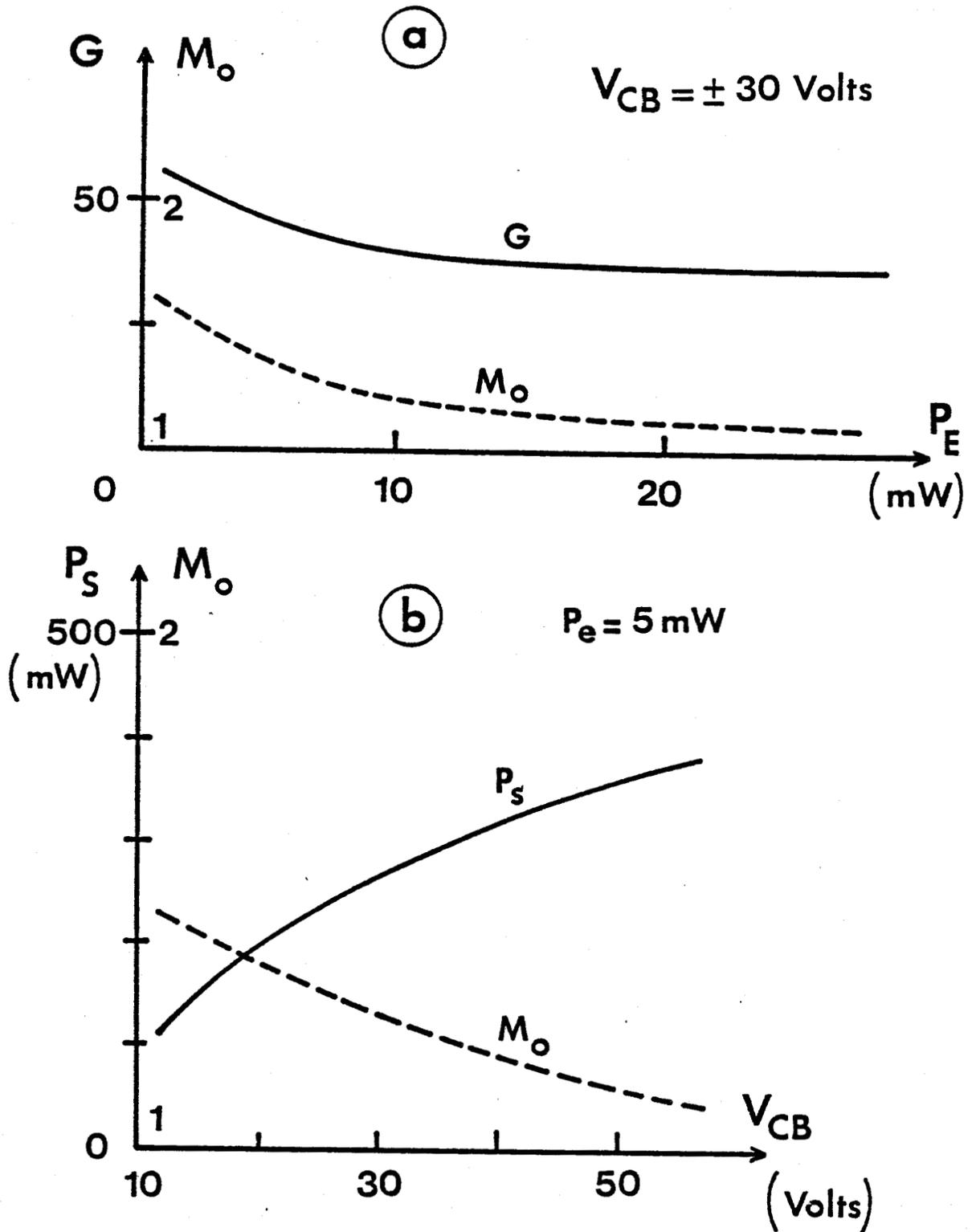


**FIGURE 12** : Evolution des courants  $I_E$  et  $I_C$  et du taux de multiplication local pour différentes valeurs de  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$ .

a)  $V_{BE} = 0,75$        $V_{CB} = 50$  V  
b)  $V_{BE} = 0,82$        $V_{CB} = 50$  V

#### III.3.2.4. Influence de la multiplication sur la puissance de sortie

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré que la multiplication était limitée à des valeurs modestes, d'une part à cause de la réaction de charge d'espace combinée à la défocalisation dans les cas d'injection assez élevée et d'autre part, à cause de l'excursion de la tension collecteur base. La puissance de sortie du C.A.T.T. est aussi liée à la multiplication ; c'est l'obtention possible de facteurs de multiplication assez élevés qui devait marquer, rappelons-le la supériorité du C.A.T.T. sur le transistor bipolaire. La multiplication diminuant lorsque l'on augmente soit l'injection, soit l'excursion de la tension de sortie, il doit être de même pour la puissance. C'est ce que montre la figure 13 sur laquelle sont représentées les évolutions respectives de la puissance et du facteur de multiplication moyen  $M_0$  pour une tension de polarisation de 87 v. L'influence et l'intérêt de la multiplication sont bien mis en évidence par la figure 13a donnant les variations du gain en puissance et de  $M_0$  lorsque la puissance d'entrée, c'est-à-dire l'injection, augmente. La dégradation observée à la fois pour  $M_0$  et la puissance de sortie est bien imputable, dans ce cas, à la seule augmentation de l'injection car l'influence de la tension de sortie a été rendue négligeable en la maintenant à une valeur faible et constante. La figure 13b, par contre, montre l'influence de l'excursion de la tension de sortie, l'injection étant maintenue à une valeur très faible et constante. La puissance de sortie croît avec l'excursion de la tension collecteur base mais on observe l'apparition d'une saturation pour les grandes excursions. Cette saturation semble étroitement liée à la diminution de  $M_0$  et elle résulte de la diminution du courant de sortie dépendant de  $M_0$ . Cette corrélation entre la puissance



**FIGURE 13 :** a) Gain en puissance et facteur de multiplication en fonction de la puissance d'entrée.  
 b) Puissance de sortie et facteur de multiplication en fonction de l'excursion de la tension de sortie.



de sortie, le gain et la multiplication sera étudiée expérimentalement dans le chapitre suivant.

### III.4. EFFET DE TRAINAGE DANS LES C.A.T.T. - PHÉNOMÈNES LIÉS À LA DÉFOCALISATION ET À LA RÉACTION DE CHARGE D'ESPACE

L'effet de trainage espéré par YU [1] devait se produire à partir du quart de la période H.F. au moment où la valeur de la tension base émetteur passe par un maximum, c'est-à-dire au début du processus de retour des trous vers la base. La présence de l'effet de trainage

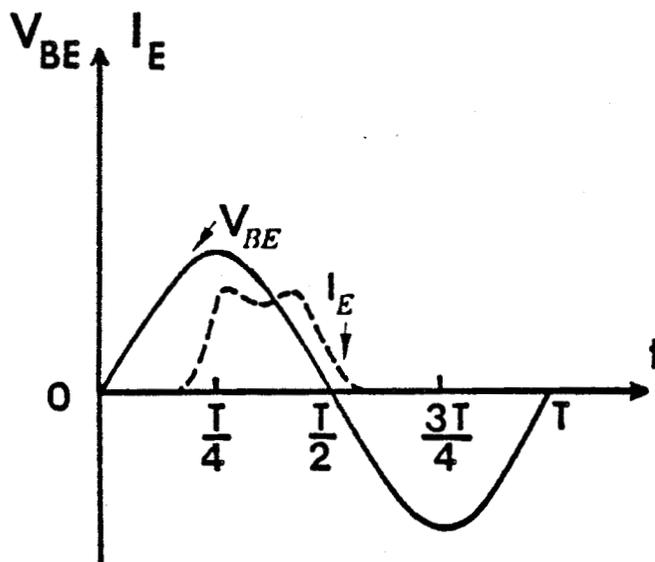


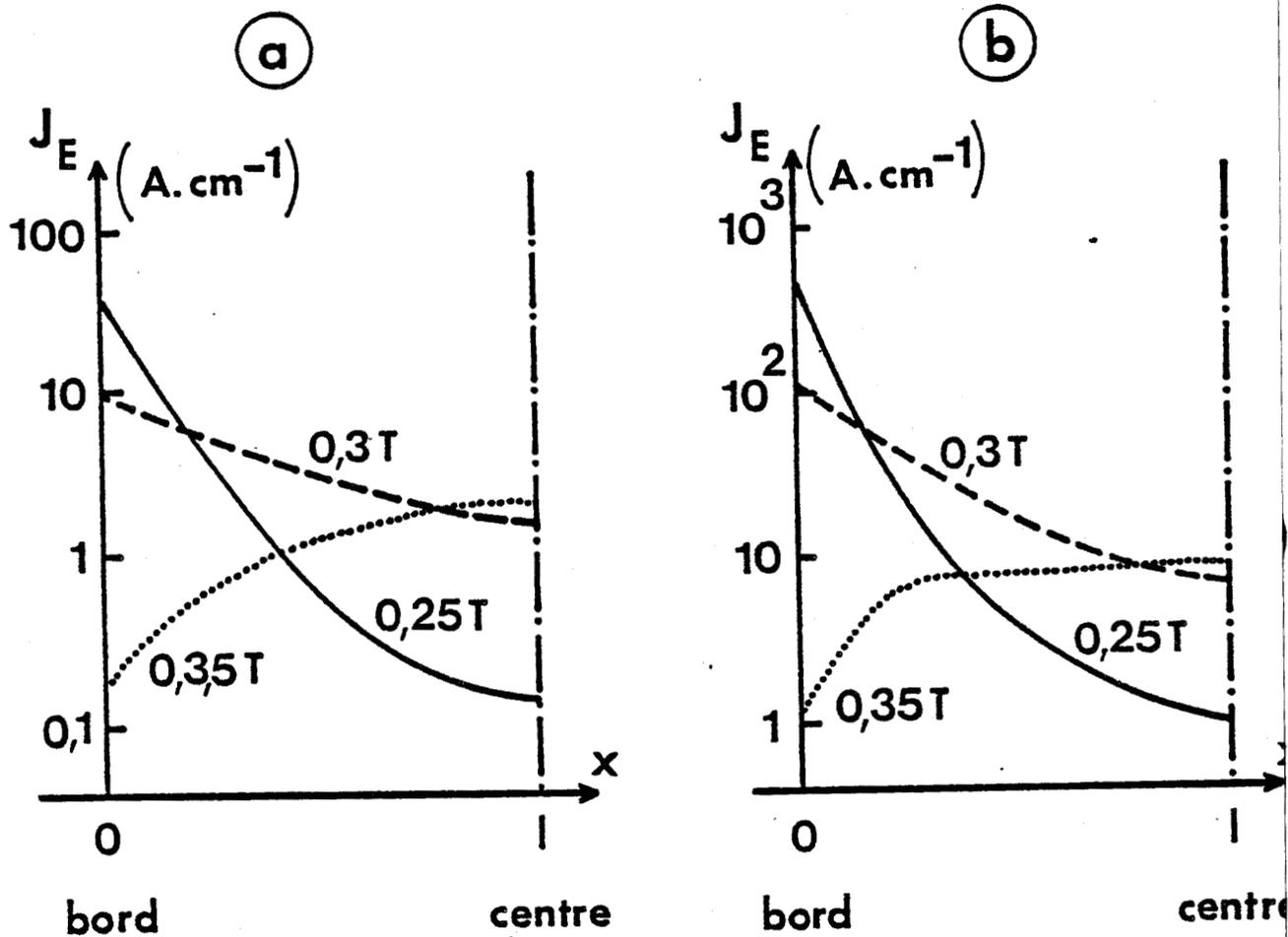
FIGURE 14 : Effet de trainage du courant émetteur dans le C.A.T.T. d'après YU.

devait par conséquent se manifester sur les courbes représentant la répartition spatio-temporelle du courant sous un doigt d'émetteur par une persistance de ce courant bien au delà de ce quart de période (où il devait normalement décroître) dans la partie centrale du doigt d'émetteur. Nous n'avons pas observé ce phénomène de manière très nette

au cours des simulations effectuées. Nous avons constaté en général, à partir d'un instant égal au trois dixièmes de la période une inversion de la répartition du courant émetteur entre le centre et le bord du doigt comme le montre la figure 15. D'une situation de défocalisation entre les instants 0 et 0,3 T nous passons à une situation de focalisation, mais l'amplitude du courant émetteur au centre du doigt reste toujours très inférieure à celle atteinte sur le bord aux instants précédents. Cette faiblesse de l'effet de trainage et les effets paradoxaux de la défocalisation peuvent être interprétés en examinant l'influence des différents termes de l'équation III-6 régissant la répartition de la tension locale base émetteur sous un doigt d'émetteur au cours du temps.

Dans cette équation, le premier terme  $R_b C \frac{\partial V}{\partial t}$  caractérise essentiellement l'influence du courant de déplacement lié à la capacité émetteur base ; le deuxième terme  $R_b (J_c - J_E)$  représente l'influence du rétrocourant de trous que YU jugeait prédominant ; quant au troisième terme  $\frac{L_E}{W} R_b \frac{\partial V_{CB}}{\partial t}$ , il représente le courant de déplacement dans l'espace collecteur base. L'effet de trainage devait résulter d'une valeur importante et positive de la différence des courants  $J_c - J_E$ . Dans la mesure où cela était vérifié et dans la mesure où les autres termes de l'équation III-6 étaient de moindre importance,  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$  devait être négatif, ce qui correspondait à une focalisation du courant.

L'analyse au cours du temps et en différents points sous le doigt d'émetteur des trois termes de l'équation III-6 a montré qu'en fait le terme lié au courant de déplacement dans la jonction émetteur base était toujours prédominant dans le cas du modèle dont les caractéristiques ont été définies au paragraphe III.3.4.



**FIGURE 15 :** Répartition du courant sous le demi doigt d'émetteur.

a)  $V_{BE} = 0,75 \text{ V}$        $V_{CB} = 50 \text{ V}$   
 b)  $V_{BE} = 0,82 \text{ V}$        $V_{CB} = 50 \text{ V}$



Le tableau III.2. présente les valeurs numériques des différents termes de l'équation (III-6) dans le cas correspondant aux conditions de fonctionnement suivantes (proches de la puissance maximum) :

- déphasage entre tension collecteur base et tension base émetteur :  $0,9 \pi$
- excursion de la tension base émetteur 0,82 V
- excursion de la tension collecteur base 50 V.

Ce tableau fait apparaître clairement l'influence déterminante du courant de déplacement base émetteur au voisinage du quart de la période. Cette influence se traduit d'abord par une défocalisation très importante quand il est positif suivie par une focalisation quand il est négatif, focalisation qui résulte très peu du rétrocourant de trous. De plus, contrairement aux assertions de YU, le deuxième terme  $R_b (J_E - J_C)$  n'est négatif que durant une faible fraction du temps. Ceci est dû au fait que le courant induit de collecteur a une forme totalement différente du courant d'émetteur (figure 16) : sa durée est de l'ordre du temps de transit dans l'espace collecteur. Durant une partie de ce temps, le courant d'émetteur lui est supérieur et la différence  $J_C - J_E$  est négative. A la fin du transit, c'est l'inverse et la différence est positive. L'opposition avec les résultats de YU vient du fait qu'il ne prenait en compte ni le phénomène d'induction provoqué par le déplacement des porteurs dans la zone de transit ni la forme du courant qui en découlait.

Ces résultats ont été obtenus dans un régime où l'injection est relativement modeste. Nous verrons plus loin le cas des fortes injections puis dans un chapitre ultérieur si d'autres choix de caractéristiques pourraient être plus favorables.

$t$	$x$	$R_b C \frac{\partial V}{\partial t}$	$-R_b (J_c - J_e)$	$-\frac{L_e R_b}{W} \frac{\partial V_{cb}}{\partial t}$	$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$
0,175 T	0	$6,99 \cdot 10^9$	$5,5 \cdot 10^7$	$6,36 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^9$
0,225 T	0	$2,41 \cdot 10^9$	$2,26 \cdot 10^8$	$3,34 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^9$
0,275 T	0	$- 2,41 \cdot 10^9$	$- 5,8 \cdot 10^7$	36	$- 2,46 \cdot 10^9$
0,325 T	0	$- 6,99 \cdot 10^9$	$- 1,2 \cdot 10^8$	$- 3,3 \cdot 10^6$	$- 7,11 \cdot 10^9$
0,375 T	0	$- 11 \cdot 10^9$	$- 7,8 \cdot 10^7$	$- 6,36 \cdot 10^6$	$- 1,1 \cdot 10^{10}$
0,175 T	0,5 $\mu$	$10,6 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^8$	$6,36 \cdot 10^6$	$1,06 \cdot 10^{10}$
0,225 T	0,5 $\mu$	$6,5 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^8$	$3,34 \cdot 10^6$	$6,54 \cdot 10^9$
0,275 T	0,5 $\mu$	$2,3 \cdot 10^9$	$5,7 \cdot 10^7$	36	$2,25 \cdot 10^9$
0,325 T	0,5 $\mu$	$- 0,8 \cdot 10^9$	$5,3 \cdot 10^7$	$- 3,3 \cdot 10^6$	$- 7,2 \cdot 10^9$
0,375 T	0,5 $\mu$	$- 3,7 \cdot 10^9$	$- 4,38 \cdot 10^7$	$- 6,36 \cdot 10^6$	$- 3,75 \cdot 10^9$
0,175 T	1 $\mu$	$1,15 \cdot 10^9$	$2,95 \cdot 10^7$	$6,36 \cdot 10^6$	$1,15 \cdot 10^9$
0,225 T	1 $\mu$	$7,91 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^7$	$3,34 \cdot 10^6$	$7,91 \cdot 10^8$
0,275 T	1 $\mu$	$3,18 \cdot 10^8$	$3,22 \cdot 10^7$	36	$3,18 \cdot 10^8$
0,325 T	1 $\mu$	$0,18 \cdot 10^9$	$1,96 \cdot 10^7$	$- 3,3 \cdot 10^6$	$0,18 \cdot 10^9$
0,375 T	1 $\mu$	$- 2,07 \cdot 10^8$	$- 2,58 \cdot 10^7$	$- 6,36 \cdot 10^6$	$- 2,07 \cdot 10^8$

TABLEAU III-2 : Valeurs numériques des différents termes de l'équation III-6.



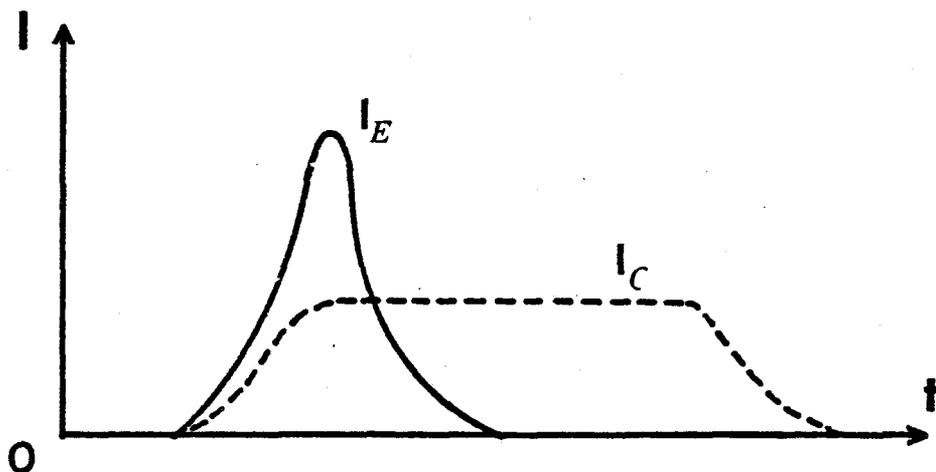


FIGURE 16 : Courant émetteur  $I_E$  et courant collecteur  $I_C$  dans le CATT.

En conclusion, il semble que contrairement aux affirmations de YU, l'effet de trainage ne soit pas significatif. Cette constatation a plusieurs causes simultanées dont la plus importante semble résider dans le fait qu'en négligeant l'influence du temps de transit des porteurs dans l'espace collecteur, YU pouvait admettre que le courant de base était en permanence positif et très supérieur au courant d'émetteur alors qu'en pratique il est souvent négatif ( $J_E > J_C$ ) et surtout très faible. L'effet du courant de déplacement peut donc alors être prédominant.

### III.5. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU C.A.T.T. EN RÉGIME DE FORTE INJECTION

La résolution précédente a été effectuée en considérant constants la résistance de base, la capacité de diffusion émetteur base et le courant de saturation. Nous avons constaté qu'une défocalisation importante se produisait au moment de l'injection du maximum du courant

émetteur. Ce phénomène avait pour conséquence de limiter fortement d'une part la multiplication et d'autre part de rendre pratiquement inexistant l'effet de trainage. En régime de forte injection, la situation pourrait être différente. En effet, la haute injection a pour conséquence d'abaisser la résistivité de base. Il pourrait en résulter une diminution de la constante de temps de base qui atténuerait le phénomène de défocalisation et donc améliorerait les performances en multiplication. Nous allons dans le paragraphe suivant voir ce qu'il en est exactement.

III.5.1. EXPRESSIONS DE LA RESISTANCE DE BASE  $R_b$ , DE LA CAPACITE DE DIFFUSION EMETTEUR BASE C ET DU COURANT D'EMETTEUR  $J_E$  EN FONCTION DE L'INJECTION

III.5.1.1. Résolution de l'équation différentielle régissant l'évolution de la tension base émetteur

Nous avons montré, au début de ce chapitre, que dans le cas général l'équation différentielle régissant l'évolution de la tension base émetteur locale était la suivante :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{R_b} \frac{\partial R_b}{\partial V} \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + R_b C \frac{\partial V}{\partial t} - R_b (J_c(x,t) - J_E(x,t))$$

$$- \frac{L\epsilon}{W} R_b \frac{\partial V_{cB}}{\partial t}$$

III-12

Dans cette équation apparaît un terme en  $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2$  rendant difficile la résolution numérique quand on prend en compte la variation

de  $R_b$  avec  $V(x,t)$ . Pour s'affranchir de cette difficulté nous utilisons l'artifice qui consiste à considérer que ce terme est égal à l'instant  $t$  à sa valeur à l'instant  $t-1$ . Dans ces conditions, celui-ci est alors connu et s'ajoute aux autres termes connus de l'équation. Nous retrouvons ainsi le même type d'équation qu'au paragraphe III.3, à ceci près que les coefficients des termes différentiels ne sont plus constants. La résolution de l'équation sera donc menée avec la même méthode que précédemment. Il nous reste maintenant à exprimer les coefficients marquant la dépendance de  $R_b$ ,  $C$  et  $J_s$  en fonction de l'injection.

#### III.5.1.2. Formulation de $R_b$ , $C$ , $J_s$ en fonction du niveau de l'injection

L'approximation utilisée précédemment revenait à négliger dans la base, la charge électrique stockée  $Q_s$  des porteurs minoritaires en excès par rapport à la charge  $Q_B$  due aux atomes d'impuretés ionisés [12]. Or sa présence contribue à modifier la loi d'émission de la jonction émetteur base, la capacité de cette jonction et la résistance équivalente de base.

La concentration de charges par unité de surface est donnée par :

$$Q_B = q \int_E^C N_A dy$$

où  $C$  et  $E$  sont les limites de la base côte collecteur et côte émetteur respectivement et  $N_A(y)$  la concentration en impuretés de la base à la profondeur  $y$ .

La charge stockée  $Q_s$  ne peut se calculer analytiquement avec rigueur que pour de faibles niveaux de polarisation d'une part et pour les forts niveaux d'autre part. Dans cette étude, nous utilisons les formules données par LETURCQ[13], formules tout à fait valables pour les conditions de polarisation extrêmes et qui représentaient une bonne approximation dans les conditions de polarisation intermédiaires.

$$Q_s = \frac{Q_B}{2} \left[ -\left(\frac{\tau_H}{\tau_D} + \frac{\tau_H}{\tau_I}\right) + \left(\frac{\tau_H}{\tau_D}\right)^2 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right]^{1/2} \\ + \left(\frac{\tau_H}{\tau_I}\right)^2 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{CB}}{U_T} \right]^{1/2}$$

où  $\tau_D$  et  $\tau_I$  sont les temps de transit des porteurs minoritaires dans les sens direct et inverse pour des fonctionnements à faible niveau de polarisation.

$\tau_H$  est la valeur commune de ces temps de transit à haut niveau d'injection ;

$W_B$  est la largeur électrique de base ;

$n_i$  la concentration intrinsèque.

En considérant en première approximation que tous les temps de transit sont équivalents et que la tension collecteur  $V_{CB}$  est toujours fortement négative, nous obtenons une expression simplifiée de la charge stockée

$$Q_s = \frac{Q_B}{2} \left[ -1 + \left(1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}\right)^{1/2} \right]$$

EXPRESSION DU COURANT EMETTEUR

Pour un transistor dont on suppose la base peu dopée et de faible épaisseur, les régions de collecteur et d'émetteur plus fortement dopées, on peut dire que :

- les porteurs minoritaires ont un temps de transit réduit et une durée de vie élevée, ce qui permet d'ignorer les phénomènes de recombinaison ;
- la densité de courant des trous est en tout point de la région base faible devant la densité de courant d'électrons.

Dans ces conditions, le courant d'émetteur par unité de longueur s'écrit :

$$J_E = \frac{q^2 n_i^2 D_n L}{Q_B + Q_s} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}$$

où  $D_n$  est le coefficient de diffusion des électrons

L la longueur du doigt d'émetteur.

En remplaçant  $Q_s$  par sa valeur, le courant d'émetteur devient alors :

$$J_E = \frac{q^2 n_i^2 D_n L}{\frac{Q_B}{2} \left( 1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}$$

A faible niveau nous retrouvons l'expression habituelle du courant :

$$J_E = \frac{q^2 n_i^2 D_n L}{Q_B} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}$$

et à fort niveau

$$J_E = \frac{2q n_i D_n L}{W_B} \exp \frac{V_{BE}}{2U_T}$$

C'est l'expression classique des hautes injections.

#### EXPRESSION DE LA CAPACITE EMETTEUR BASE

La capacité émetteur base comprend :

- la capacité de transition de la zone désertée émetteur base  $\gamma$
- la capacité de diffusion  $C_D$  associée à la variation de la charge stockée  $Q_s$  en fonction de la tension base émetteur.

En dérivant la charge  $Q_s$  par rapport à la tension  $V_{BE}$ , nous obtenons :

$$C_D = L \frac{dQ_s}{dV_{BE}} = \frac{LQ_s}{4 U_T Q_B^2} \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{\left(1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}\right)^{1/2}} \exp \frac{V_{BE}}{U_T}$$

EXPRESSION DE LA RESISTANCE DE BASE

La base devant rester neutre en régime de haute injection, la quantité de porteurs majoritaires en excès est égale à celle des minoritaires. Or ce sont les porteurs majoritaires qui assurent le passage du courant base. Quand leur concentration est très supérieure à celle des impuretés ionisées, la résistivité équivalente de base devient beaucoup plus faible.

D'après LETURCQ[13], la résistivité par carré de la région base est donnée par l'expression :

$$\rho = \frac{l}{q\mu_p \int_0^{W_B} p \, dy} = \frac{l}{\mu_p (Q_B + Q_s)}$$

où  $\mu$  est la mobilité effective des porteurs.

En remplaçant  $Q_B$  et  $Q_s$  par leur valeur, on obtient alors

$$\rho = \frac{2}{\mu_p Q_B \left( 1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}}$$

La résistance de base par unité de longueur s'exprime alors par :

$$R_b = \frac{2R}{1 + \left( 1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}}$$

$$\text{avec } R = \frac{1}{L \mu_p Q_B}$$

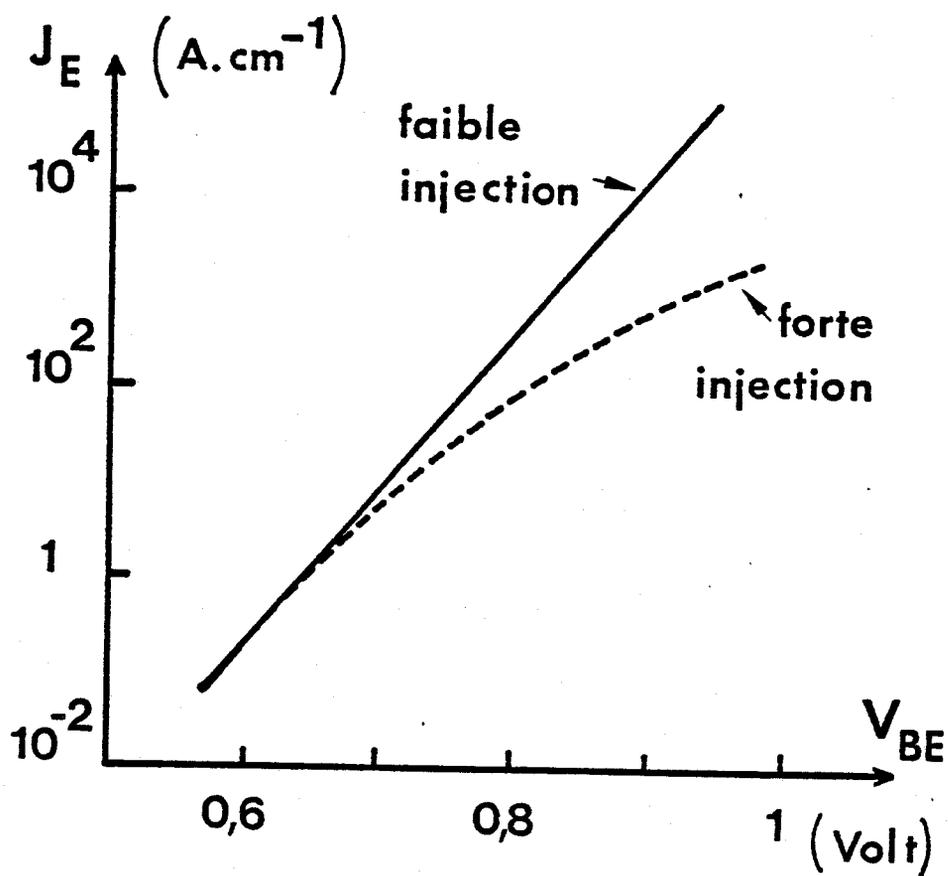
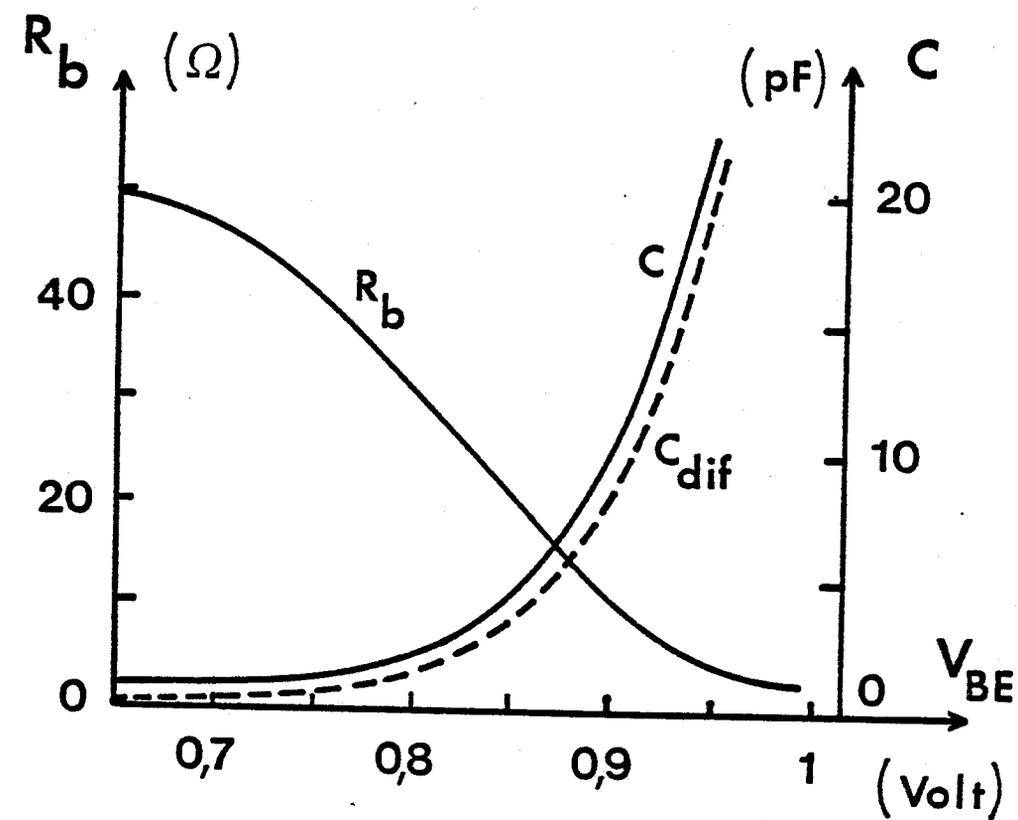
Cette résistance correspond à la valeur prise dans le cas des faibles injections.

### III.5.1.3. Evolution de R , C, J<sub>E</sub> en fonction du niveau de l'injection

Il est important de savoir si les évolutions de la résistance de base et de la capacité d'émetteur sont très grandes en régime de forte injection afin de pouvoir indiquer si elles doivent être prises en compte. La figure 17 montre l'évolution de ces grandeurs en fonction de  $V_{BE}$  pour une configuration de base identique à celle utilisée précédemment en régime de faible injection. On constate que à tension base émetteur identique, le courant d'émetteur  $J_E$  sera plus faible en régime de forte injection. Par ailleurs, pour les valeurs de  $V_{BE}$  comprises entre 0 et 0,85 V, les variations relatives de  $R_b$  et de C sont très importantes. Il semble donc absolument nécessaire de tenir compte de ces évolutions dans l'étude des régimes de forte injection.

### III.5.2. RESULTATS SIGNIFICATIFS

Nous avons effectué une comparaison entre les résultats obtenus à faible et à forte injection. Les instants où la forte injection se produit étant relativement brefs malgré l'importante variation des paramètres de la base qui en résulte, les modifications apportées



**FIGURE 17** : Variation de  $R_b$ ,  $C$  et  $J_E$  en fonction du niveau de l'injection.



restent faibles. Elles se manifestent pour une même excursion de tension base émetteur par une diminution de  $J_E$  au bord du doigt, une défocalisation moindre au début de la période et une répartition plus homogène du courant. Il en résulte que la réaction de charge d'espace intervient moins pour limiter la multiplication. Les figures 18 et 19 montrent, à titre d'exemple, les résultats obtenus en partant des deux formulations pour  $\varphi = \Pi$  et deux couples de valeurs des excursions des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  : 0,75 et 20 V, 0,82 et 50 V, la tension de polarisation étant de 87 volts dans tous les cas. On constate que la prise en compte de la haute injection entraîne une légère amélioration du facteur de multiplication et de la puissance de sortie. Dans tous les cas, l'amélioration des performances reste très modérée. Les conclusions que nous avons données précédemment restent donc tout à fait valable.

### III.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié le transistor à avalanche et à temps de transit en régime dynamique H.F. classe C. Ce travail nous a conduit à mettre au point un modèle original permettant de tenir compte de la plupart des effets physiques intervenant dans la base et dans le collecteur et utilisant un traitement numérique pas trop complexe. Les résultats obtenus en régime faible injection sont beaucoup moins encourageants que les prévisions théoriques de YU. Cette différence s'explique aisément en considérant que son modèle ne prend pas en compte la majorité des effets limitatifs :

- variation du taux de multiplication avec le temps et l'abscisse ;

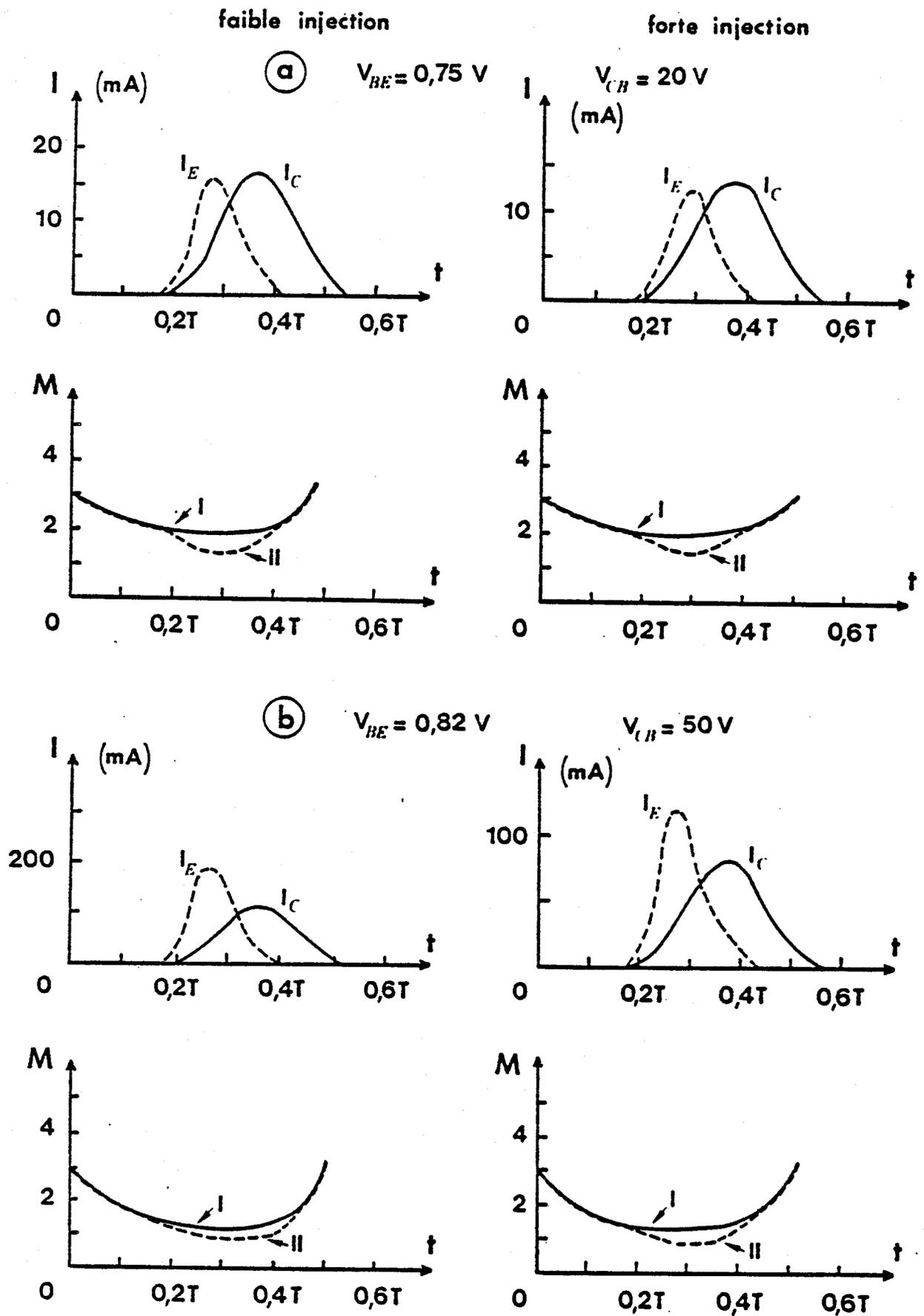
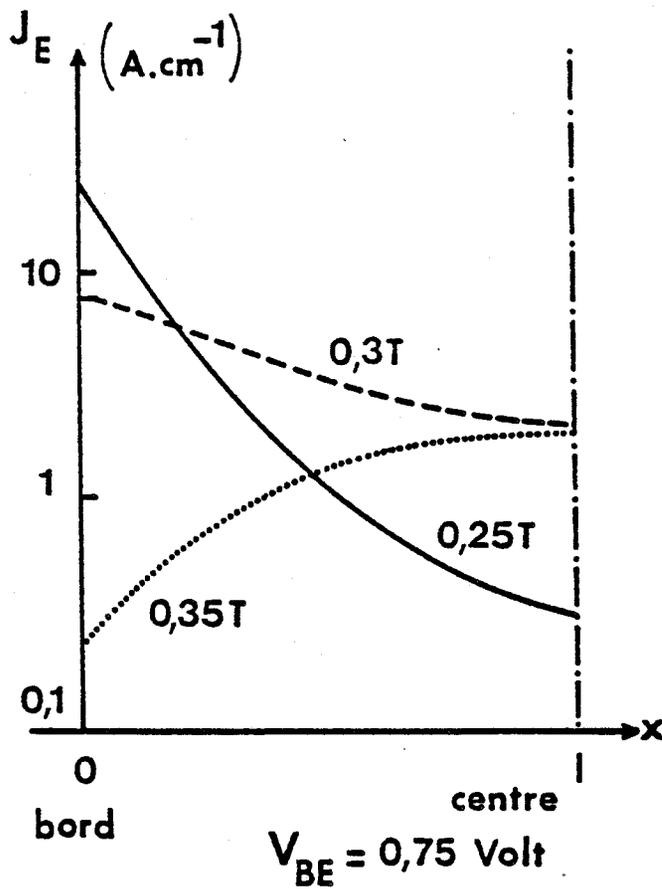
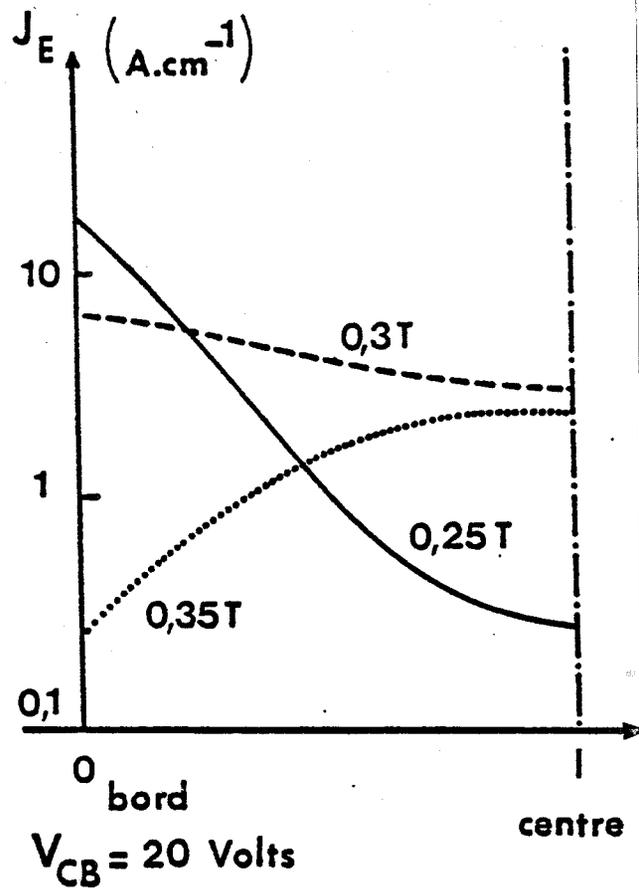


FIGURE 18 : Evolution des courants et des taux de multiplication à faible et à forte injection.



faible injection



forte injection

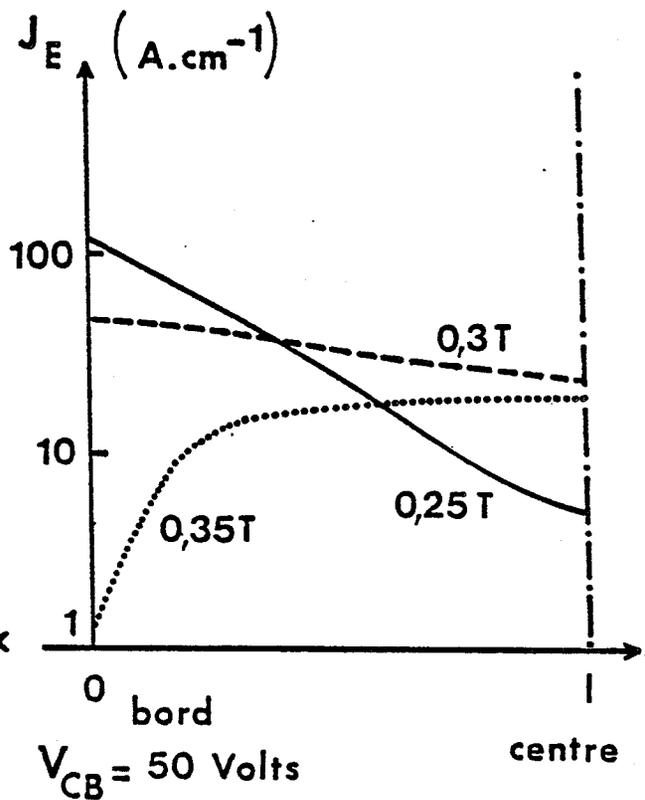
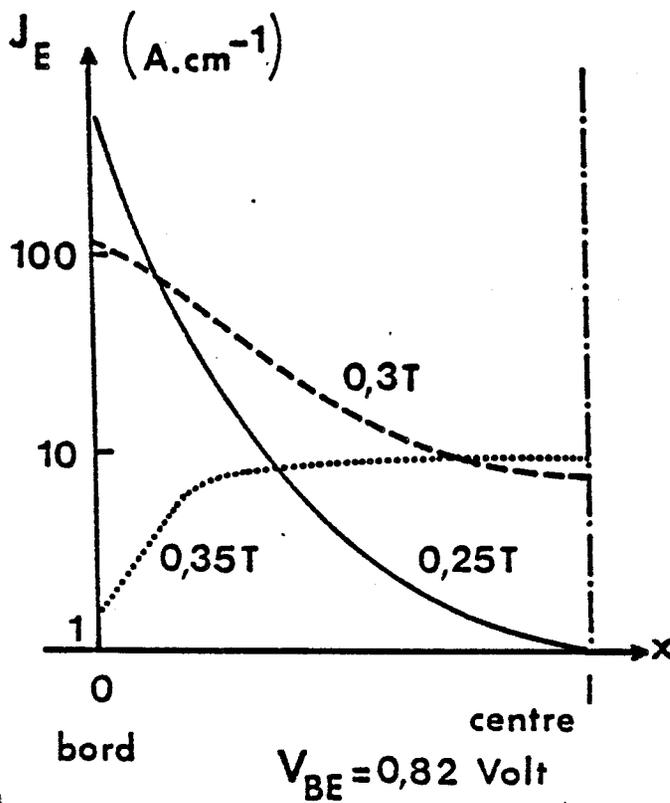


FIGURE 19 : Variation du courant  $J_E$  sous un doigt d'émetteur à faible et à forte injection.

- réaction de charge d'espace des porteurs mobiles dans la zone désertée de collecteur ;
- forme du courant induit de collecteur.

Afin d'améliorer notre modèle, nous avons redéfini les paramètres du transistor en régime de haute injection en incorporant l'effet dû à la charge stockée dans la base. La comparaison entre les deux cas montre une légère amélioration des performances quand on tient compte de cet effet.

Les résultats présentés dans le seul but d'appréhender les phénomènes caractéristiques du fonctionnement du transistor, ont montré que, en régime H.F. classe C, comme en régime statique, il est très difficile d'obtenir un taux de multiplication élevé. Il y a à cela quatre raisons essentielles :

- les impédances de charge optimales sont telles que la tension collecteur base doit être en quasi opposition de phase avec la tension d'entrée si l'on veut obtenir une puissance maximale ;
- de ce fait, le taux de multiplication instantané est minimum quand le courant injecté est maximum ;
- la réaction de charge d'espace limite fortement le taux de multiplication ;
- son influence est amplifiée par l'existence d'une forte défocalisation.

Une autre caractéristique importante du fonctionnement mise en évidence est la répartition totalement différente du courant injecté en régime statique et en régime dynamique : la focalisation domine en régime statique et la défocalisation en régime dynamique. Quant à l'effet de trainage escompté par YU, il est très peu marqué dans tous les cas envisagés dans ce chapitre.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

=====

- [1] YU S.P., TANTRAPORN W., ESHBACH J.R.  
"Theory of a new Three-terminal microwave power amplifier"  
I.E.E.E. Trans. Ed. Vol. ED 23, n° 3, pp. 332-343, 1976.
- [2] BONIS M., GIMINE G., PARIS P., CROSNIER Y., GERARD H., LEFEBVRE M.,  
SALMER G.  
"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance en Silicium à  
avalanche contrôlée et temps de transit"  
Marché d'étude D.R.E.T. n° 77.34.104, 5e C-R. Janvier 1979.
- [3] BONIS M., GIMINE G., PARIS P., CROSNIER Y., GERARD H., LEFEBVRE M.,  
SALMER G.  
"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance en Silicium à  
avalanche contrôlée et temps de transit"  
Marché d'Etude D.R.E.T. n° 77.34.104, C-R. final, Août 1979.
- [4] LEE C.A., BATFORD R.L., WIEGMAN W., KAMINSKY G.  
"The Read diode an avalanching transit time negative resistance  
oscillator"  
Appl. Phys. Lett. Vol. 6, pp. 69-71, 1975.
- [5] PRIBETICH J.  
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et  
temps de transit à l'Arséniure de Gallium pour la réalisation  
d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"  
Thèse d'Etat, Lille, 1979.
- [6] CARROLL J.E.  
"Hot electron microwave generators"  
p. 281, E. Arnold Ltd London

- [7] YU S.P., CADY W.R., TANTRAPORN W., ESHBACH J.R.  
"An S-Band C.A.T.T."  
Vth Biennial Cornell Electrical Engineering conference (Août 1975).
- [8] ESHBACH J.R., YU S.P., CADY W.R.  
"Avalanche multiplication in C.A.T.T.'s"  
Solid St. Electr. Devices, Vol. 1, pp. 9-16, 1976.
- [9] ESHBACH J.R., YU S.P., CADY W.R., LAVOO N.T.  
"Advances in C.A.T.T. developpment - Performance at C-Band"  
6th Biennial Conference Cornell University (Août 1977).
- [10] YU S.P., TANTRAPORN W.  
"Dynamic two dimensional computer simulation of three-terminal  
semiconductor devices"  
7th European Microwave Conference, Copenhagen (1977).
- [11] CHOLEWSKI  
"Mathematical methods for digital computers"  
1967.
- [12] LETURCQ P., REY G.  
"Physique des composants actifs à semiconducteurs"
- [13] LETURCQ P.  
"Promotion de méthodes nouvelles de caractérisation, de conception  
et de simulation de transistors bipolaires de puissance"  
Contrat D.G.R.S.T., 73.7.1388, juillet 1974.

## CHAPITRE IV

### ETUDE EXPERIMENTALE DU TRANSISTOR A AVALANCHE CONTROLEE ET A TEMPS DE TRANSIT

Jusqu'à présent nous avons examiné le fonctionnement du C.A.T.T. d'un point de vue essentiellement théorique aussi bien en régime statique qu'en régime dynamique. Nous avons reporté, à titre de vérification, quelques résultats expérimentaux permettant de mettre en évidence les phénomènes intervenant dans son fonctionnement. Nous abordons maintenant de manière plus complète la partie de notre travail qui concerne la réalisation pratique de ce composant ainsi que son étude expérimentale.

Dans la première partie nous passons en revue les problèmes qui sont successivement apparus lors de sa conception : avalanche parasite, uniformité de l'avalanche dans le collecteur, choix du type de structure. Ces problèmes ont été résolus par une confrontation permanente et méthodique entre les modifications technologiques apportées par la R.T.C. Caen, les indications fournies par nos simulations et

par les mesures de caractérisation effectuées principalement dans notre laboratoire. Grâce à cette excellente collaboration, des échantillons très nombreux et variés ont été réalisés. Ils ont permis une importante étude expérimentale sur les performances haute fréquence du C.A.T.T.. Les résultats de cette étude font l'objet de la seconde partie de ce chapitre ; ils permettent de confirmer les principaux résultats présentés dans les chapitres précédents.

#### IV.1. RÉALISATION PRATIQUE DU TRANSISTOR À AVALANCHE CONTRÔLÉE ET À TEMPS DE TRANSIT

L'objectif fixé, dès le début de l'étude, était la réalisation d'un transistor à avalanche contrôlée et à temps de transit fonctionnant aux environs de 3 GHz et destiné à fournir une puissance de sortie supérieure aux transistors bipolaires usuels. Ce choix conduisait naturellement à l'utilisation, tout au moins dans une première phase, de la technologie employée dans la fabrication des transistors bipolaires en l'adaptant au cas particulier du C.A.T.T..

Trois objectifs devaient être atteints afin de pouvoir utiliser les C.A.T.T. dans des dispositifs hyperfréquences de puissance.

- obtenir un profil collecteur permettant d'avoir un taux de multiplication élevé évoluant le moins possible avec la tension collecteur base et de localiser l'avalanche dans la région située sous l'émetteur
- repousser l'apparition du phénomène d'avalanche non contrôlée vers les

hautes tensions de manière à disposer d'une plage d'excursion en tension aussi grande que possible.

- analyser plus précisément le mécanisme de focalisation sous l'émetteur.

#### IV.1.1. RAPPEL SUR LA TECHNOLOGIE DU TRANSISTOR BIPOLAIRE MICROONDE POSSIBILITE DE REALISATION DU C.A.T.T.

La technologie des transistors microondes est caractérisée par l'existence de trois couches superposées formant successivement le collecteur, la base et l'émetteur. Dans le cas d'un transistor npn la réalisation comprend les différentes étapes suivantes.

Le collecteur est constitué par une épitaxie N d'une épaisseur de 5 à 6  $\mu$  sur un substrat N<sup>+</sup> pour des transistors dont la fréquence de travail se situe aux environs de 3 GHz. C'est un compromis permettant d'avoir tout à la fois une capacité collecteur base très faible et une atténuation du courant collecteur modérée. La concentration en impuretés de cette zone épitaxiée est usuellement de l'ordre de quelques  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup>.

La base est obtenue par une diffusion P<sup>+</sup>, dans la zone épitaxiée, à travers un masque approprié de surface rectangulaire comprise entre 5 000 et 10 000  $\mu^2$ . La concentration moyenne est de  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup> et la profondeur de diffusion est de 0,5 à 1  $\mu$ .

Une nouvelle diffusion d'impuretés N<sup>+</sup> de concentration de l'ordre de  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup> et sur une profondeur de l'ordre de 0,5  $\mu$  permet de

réaliser l'émetteur. Pour obtenir une montée en fréquence en minimisant l'effet de la résistance d'accès de base, l'émetteur est diffusé sous la forme de doigts parallèles.

Les contacts d'émetteur et de base sont pris à partir d'une métallisation à structure interdigitée dans la plupart des cas : chaque doigt d'émetteur étant compris entre deux bandes de métallisation de base comme le montre la figure 1. La largeur des doigts de métallisation est de quelques microns et le pas de 5 à 10  $\mu$  environ.

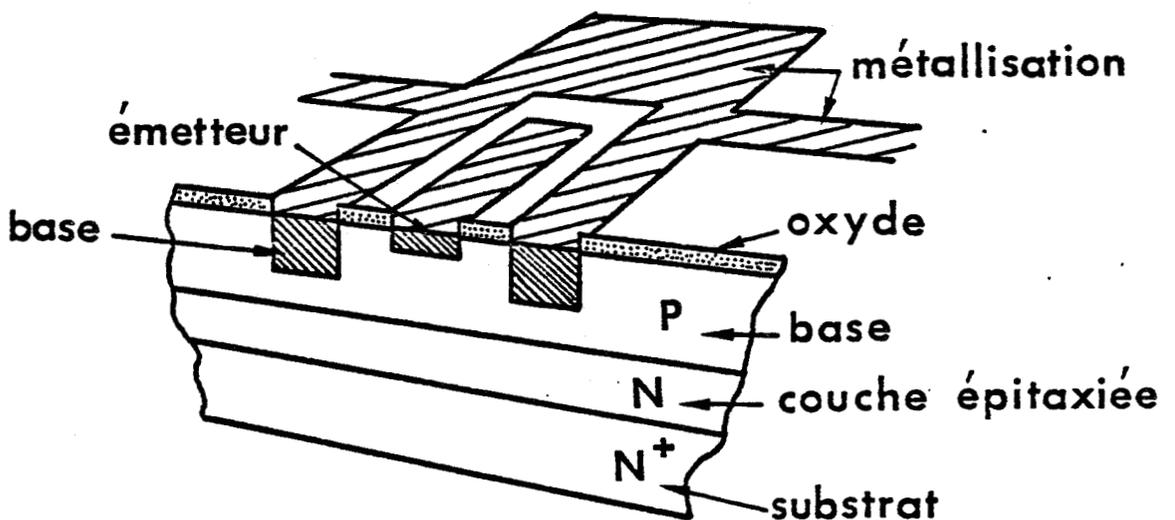


FIGURE 1 : Coupe d'un transistor bipolaire à structure interdigitée.

Pour de telles caractéristiques, la tension de claquage collecteur devrait être théoriquement supérieure à 100 V. Dans la pratique, elle est généralement comprise entre 50 et 100 V. Cette différence est généralement attribuée à un claquage à la périphérie du caisson de base. Pour y remédier on diffuse un anneau de garde P<sup>+</sup> autour de ce dernier.

La technologie décrite brièvement ci-dessus est adaptable au cas particulier du C.A.T.T. à condition de pouvoir compléter la région collecteur en enterrant dans celle-ci à proximité de la base une couche fortement dopée d'épaisseur la plus faible possible. L'introduction d'une telle couche entraîne l'apparition de problèmes tant sur le plan de la réalisation que sur le plan des mécanismes de claquage. Ces problèmes et les solutions qui leur ont été apportées sont présentés dans ce qui suit.

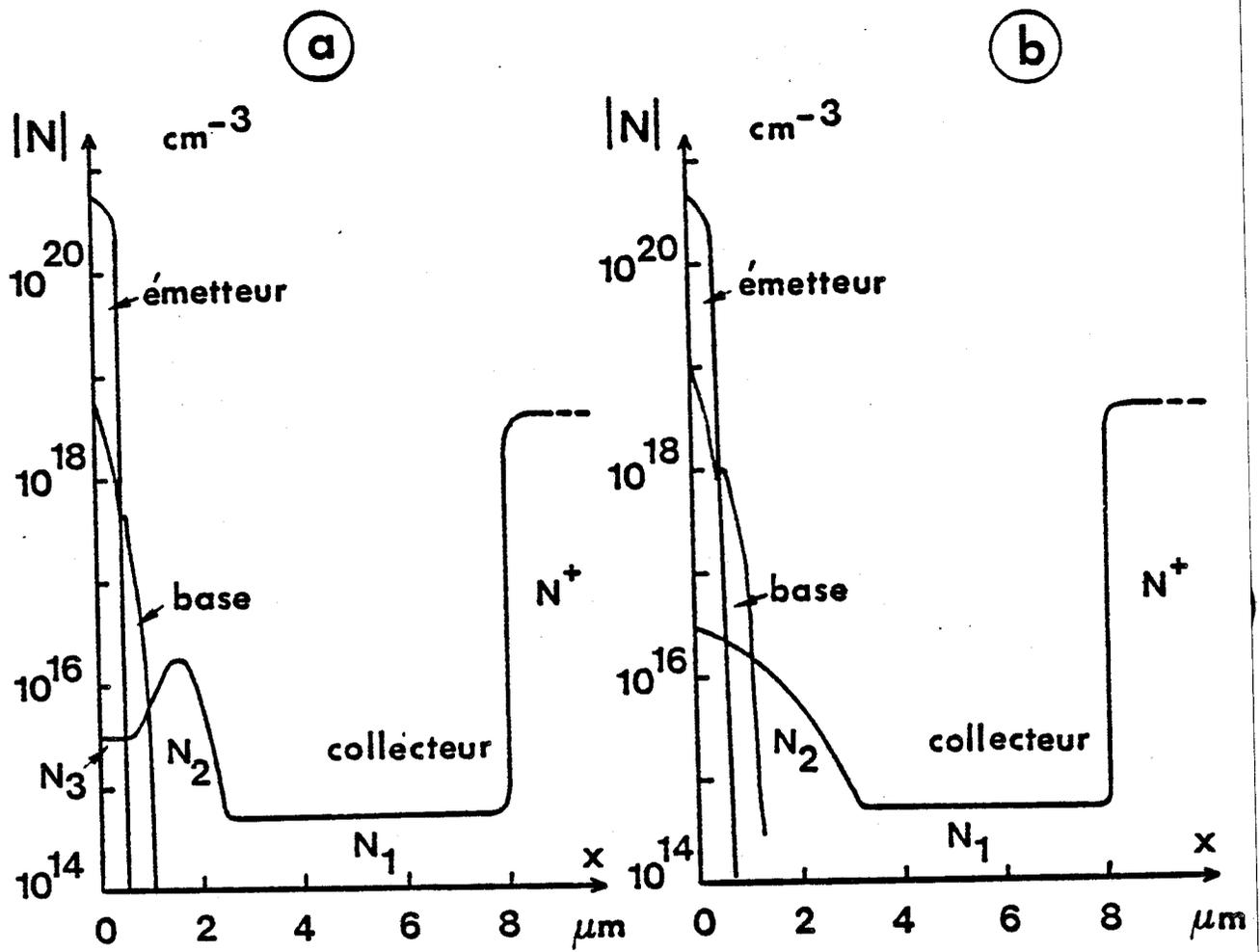
#### IV.1.2. PROBLEMES LIES A LA REALISATION DU C.A.T.T. - SOLUTIONS APPORTEES

##### IV.1.2.1. Profil du collecteur

###### IV.1.2.1.1. Structure Lo Hi Lo

Cette structure doit comprendre trois régions comme le montre la figure 2a.

- près de la base une zone de faible concentration N<sub>3</sub>(Lo) dans laquelle seront réalisés ultérieurement la base et l'émetteur ;



**FIGURE 2** : Profil de dopage du C.A.T.T.  
 a) type Lo Hi Lo      b) type Hi Lo

- une zone fortement dopée  $N_2(Hi)$  ;
- une zone de transit à très faible concentration  $N_1(Lo)$  ;

Deux types de technologie [1] ont été utilisés pour la réalisation de cette structure : la première à partir d'une épitaxie profilée, la seconde par implantation ionique.

Dans le cas de l'épitaxie profilée, le profil complet du collecteur devait être directement obtenu par programmation du flux de dopant dans le réacteur d'épitaxie, soit à partir de silane, soit à partir de  $SiCl_4$ . Il s'est révélé préférable, en raison de l'inertie du réacteur, de procéder en deux parties épitaxiées : la première pour réaliser la région  $N_1$  faiblement dopée, la seconde à plus forte concentration pour  $N_2$  et  $N_3$ . Le profil obtenu s'est avéré proche du profil recherché, mais avec une région  $N_2$  toujours plus épaisse que celle qui était souhaitée et, en conséquence, cette technologie a été abandonnée au profit de l'implantation ionique.

Dans ce procédé, on réalise successivement l'épitaxie de la couche  $N_1$ , l'implantation de la région  $N_2$  puis l'épitaxie de la région  $N_3$ .

La région  $N_2$  a été implantée avec des ions arsenic et antimoine. L'intérêt de l'antimoine tient au fait qu'il donne très peu d'autodopage au cours de l'épitaxie  $N_3$ . Cependant, bien que les profils obtenus aient été satisfaisants, les résultats électriques obtenus sur couche enterrée antimoine ont été très mauvais. Une analyse des défauts cristallins dans la région active a montré que les défauts sont

différents selon que la couche enterrée est dopée en arsenic ou en antimoine. Dans le cas de l'arsenic, les défauts sont tous regroupés dans les régions de contact diffusées  $P^+$ , alors que, pour l'antimoine, les défauts se trouvent également dans les régions actives où seront diffusés les émetteurs. On a pu noter également que pour les structures à couche enterrée antimoine, on observait une modification importante du profil électrique (relevé en "spreading" résistance) au cours des recuits successifs des plaquettes. Cette modification se traduisait par l'augmentation de la résistivité apparente de la couche  $N_1$  sous la région implantée. Ce phénomène a été interprété au moyen d'une précipitation des impuretés de dopage de  $N_1$  au voisinage des défauts créés par l'antimoine sous une forme électriquement inactive. En raison de ces inconvénients, seule l'implantation d'arsenic a été conservée.

#### IV.1.2.1.2. Structure Hi Lo

Le profil a été obtenu par implantation de faible dose de Phosphore dans une couche épitaxiale  $N/N^+$ . Ce type de profil est moins abrupt que le profil Lo Hi Lo, mais sa mise en oeuvre ne nécessite pas d'épithaxie sur couche enterrée et le contrôle ainsi que l'uniformité de la région  $N_2^+$  (Hi) peuvent être améliorés. Avec des doses de phosphore implantées de 3 à 4  $10^{12}$  atomes/cm<sup>2</sup> et des recuits effectués entre 1.050° et 1.100°C, il a été obtenu une profondeur de zone  $N_2^+$  de 1,5  $\mu$  avec une concentration en surface de 1 à 2  $10^{16}$  at/cm<sup>3</sup>. Une partie de cette région était ensuite compensée par l'implantation de base pour constituer la zone de base sur une profondeur de 0,4  $\mu$  environ.

#### IV.1.2.1.3. Vérification expérimentale des profils réalisés

L'allure des profils de concentration de la zone collecteur a été contrôlée au moyen de mesures de capacité [2] effectuées au pont BOONTON 76 A couplé à un calculateur Hewlett Packard 9825B sur les transistors et les diodes tests réalisés à partir du masque LVS dont nous parlerons ultérieurement. A partir de la mesure des capacités collecteur base des transistors et des capacités inverses des diodes en fonction de la tension de polarisation, nous avons déduit la répartition spatiale du champ électrique  $E(y)$  et la concentration en impuretés  $N(y)$  dans les collecteurs des transistors des différentes séries. Un exemple de ces relevés a été donné au chapitre II sur les figures 13 et 14. La connaissance de  $N(y)$  a permis d'une part de vérifier la conformité des profils avec les prévisions théoriques et d'autre part de modéliser le plus précisément possible le collecteur dans nos simulations numériques. Des relevés de  $N(y)$  effectués sur quelques échantillons par la mesure de la "Spreading" résistance se sont avérés en bon accord avec les résultats déduits des mesures de la capacité collecteur base.

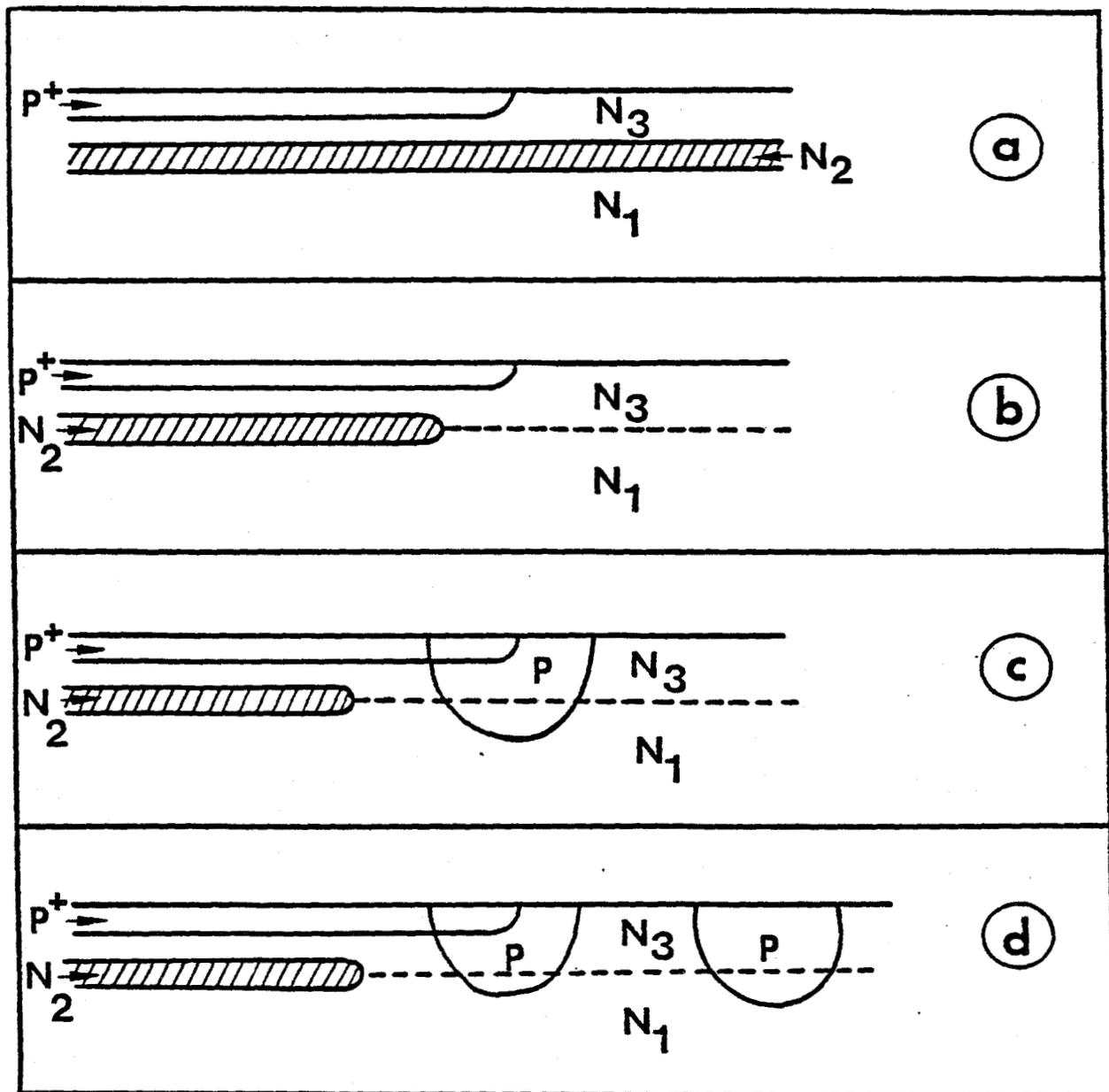
#### IV.1.2.2. Problèmes posés par l'avalanche non contrôlée

Afin que le transistor C.A.T.T. puisse fonctionner dans une plage de tensions aussi étendue que possible, il est nécessaire de repousser la tension d'avalanche non contrôlée vers les tensions élevées. Si, d'un point de vue théorique, le choix des concentrations en impuretés et des épaisseurs des différentes couches ne pose aucun problème,

pour obtenir des tensions élevées, il n'en est pas de même du point de vue pratique. En effet, il faut éviter les claquages parasites à la périphérie et faire en sorte que l'avalanche contrôlée se produise en volume dans les régions d'injection d'émetteur. Par rapport au transistor bipolaire, le problème se complique à cause de la présence de la couche supplémentaire  $N_2$  qui, à cause de sa concentration élevée, peut être responsable de claquages parasites.

A partir du masque test LVS, différentes configurations de la jonction base collecteur ont été réalisées en vue de trouver une solution à ce problème et de bien comprendre le rôle joué par les différents éléments de la technologie. La figure 3 représente les diverses structures réalisées dans ce but :

- la figure 3a correspond au cas où la couche enterrée  $N_2^+$  n'est pas localisée sous l'émetteur. Elle est directement dérivée de celle du transistor classique sans anneau de garde. Les tensions d'avalanche obtenues ont toujours eu des valeurs faibles, de l'ordre de 40 V, même pour des concentrations très modérées de la région  $N_2^+$ . Ces résultats s'expliquent par l'apparition d'une avalanche non contrôlée à la périphérie de la zone  $P^+$  de base, dans la région où la courbure de la zone désertée est prononcée ;
- sur la figure 3b, la couche enterrée  $N_2^+$  est localisée sous la zone  $P^+$  de base de manière à éviter dans la région de courbure de base la présence d'une zone  $N^+$  fortement dopée. Cette structure bien qu'améliorant les résultats précédents, n'a pas permis d'atteindre les valeurs de tension d'avalanche escomptées ;



**FIGURE 3 :** Evolution de la conception de la structure de la jonction base collecteur.

- dans le cas des figures 3c et 3d, la courbure de la jonction est diminuée par la présence d'un anneau diffusé profond P. Pour une même tension appliquée aux bornes de l'ensemble, le champ électrique à la périphérie est fortement diminué. La tension de claquage de cette structure rejoint pratiquement la valeur théorique prévue pour l'avalanche en volume sous la surface de la couche enterrée ;
- dans le cas de la figure 3d, il a été ajouté un deuxième anneau P. Cette précaution supplémentaire s'est révélée superflue, les tensions de claquage ayant des valeurs voisines de celles de la structure précédente.

#### IV.1.2.3. Problème de l'uniformité de l'avalanche dans la diode base collecteur

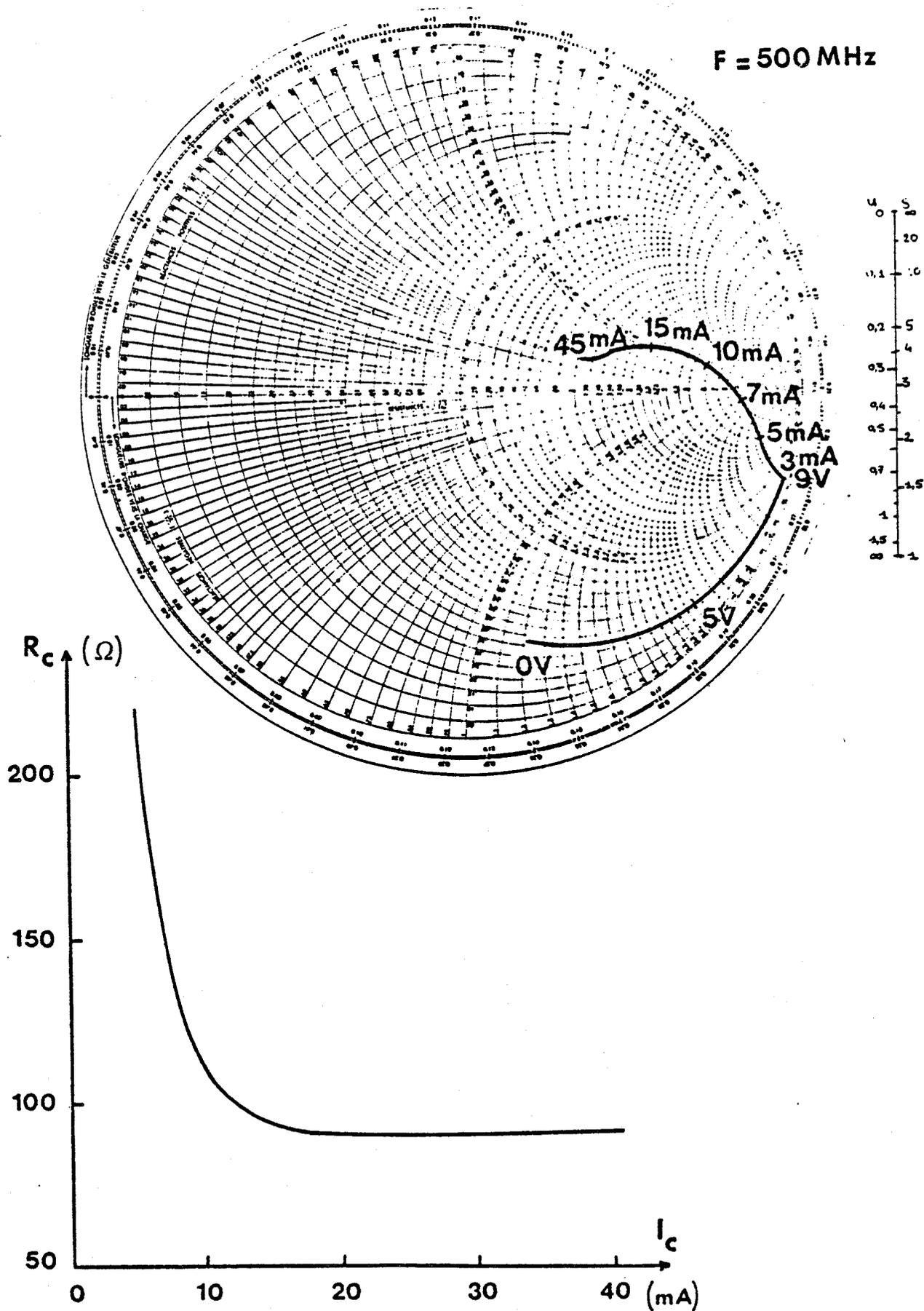
Une caractéristique importante pour le bon fonctionnement des dispositifs à avalanche ou à multiplication par ionisation est l'uniformité du phénomène dans le plan transversal, c'est-à-dire que celui-ci doit se produire à l'intérieur du dispositif dans tout le volume, et non pas localement. En ce qui concerne le C.A.T.T., cette homogénéité de l'avalanche doit être réalisée dans le volume délimité par la surface de la couche enterrée. Une bonne méthode de vérification consiste à mesurer la résistance de charge d'espace de la région collecteur base en fonction du courant de polarisation. Cette mesure a été effectuée sur deux types de dispositifs : soit sur des transistors avec l'émetteur en l'air, soit sur diodes identiques à la jonction base collecteur des transistors. En effet, l'exploitation des mesures

de la résistance de charge d'espace nécessite la connaissance la plus précise possible de la surface active de l'avalanche. Dans le cas des transistors, cette surface est difficile à déterminer, c'est pourquoi des diodes ont été utilisées pour faire ces mesures.

La valeur de la résistance de charge d'espace est obtenue par la mesure de la résistance différentielle de la diode base collecteur autour d'un point de polarisation que fixe une alimentation continue utilisée en générateur de courant. Cette mesure est effectuée à l'aide d'un pont General Radio fonctionnant à la fréquence de 10 MHz. Cette fréquence est suffisamment élevée pour se libérer des effets thermiques parasites [3] tout en maintenant les effets capacitifs négligeables. D'autres méthodes ont aussi été utilisées : mesures à 500 MHz à l'analyseur de réseau Hewlett Packard et mesures en impulsions brèves du rapport tension courant aux bornes de l'échantillon. Ces trois techniques de mesures ont été toutes utilisées, la dernière plus particulièrement lorsque les courants de polarisation étaient élevés.

La figure 4 montre un cas typique où l'avalanche est uniforme. Cette uniformité est atteinte lorsque la résistance de charge d'espace devient constante et indépendante du courant de polarisation. Par ailleurs, la limite asymptotique de la résistance de charge d'espace, de l'ordre de 90  $\Omega$ , correspond pratiquement à la valeur théorique pour cet échantillon, ce qui montre que toute la surface active est alors en avalanche. La figure 5, au contraire, montre un cas d'avalanche non uniforme pour un autre échantillon, la résistance de charge d'espace décroît continuellement quand le courant de polarisation augmente, garde une valeur élevée et n'atteint pas de limite asymptotique : une partie seulement de la surface active est alors en avalanche.

F = 500 MHz



**FIGURE 4** : Résistance de charge d'espace dans le cas d'une avalanche uniforme.

BUS  
LILLE

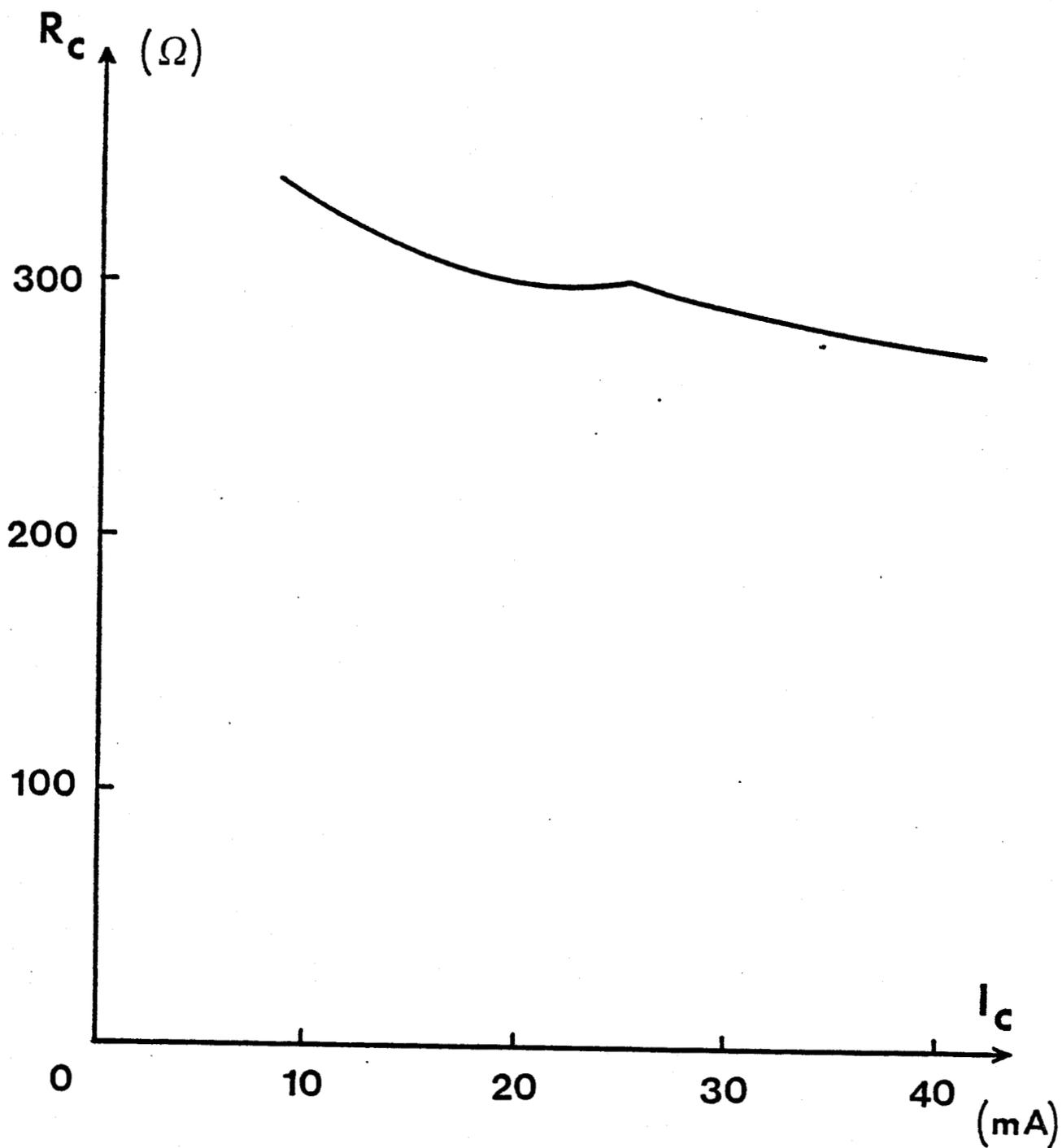


FIGURE 5 : Résistance de charge d'espace dans le cas d'une avalanche non uniforme.

IV.1.3. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE C.A.T.T. REALISEE AVEC LE  
MASQUE LVS

IV.1.3.1. Caractéristiques de la topologie LVS

Le masque test LVS qui a été conçu permet de réaliser simultanément sur la même plaquette de semiconducteur quatre séries de composants différents : deux diodes et deux transistors dénommés respectivement  $D_1$ ,  $D_2$  et  $T_1$ ,  $T_2$  (Fig. 6). Les diodes permettent d'une part de vérifier par la mesure de  $C(V)$  la conformité du profil de collecteur (leur surface de métallisation correspond approximativement à celle de la jonction p-n alors que ce n'est pas le cas dans le transistor en raison de la structure interdigitée et de la zone servant à la prise de contacts) et d'autre part de contrôler l'uniformité en volume de l'avalanche.

Le masque LVS a permis de réaliser avec des profils Lo Hi Lo et Hi Lo :

- des diodes simples sur couche enterrée, localisée sous la base ou non localisée
- des diodes avec anneau de garde simple ou double sur couche enterrée localisée.
- des transistors  $T_1$  et  $T_2$  ayant une structure interdigitée au pas de  $16 \mu$ . Ils diffèrent par la largeur de leurs émetteurs :  $2\mu$  pour  $T_1$  et  $6 \mu$  pour  $T_2$ . Cette différence de largeur d'émetteur a pour but de mieux apprécier l'importance du phénomène de focalisation.

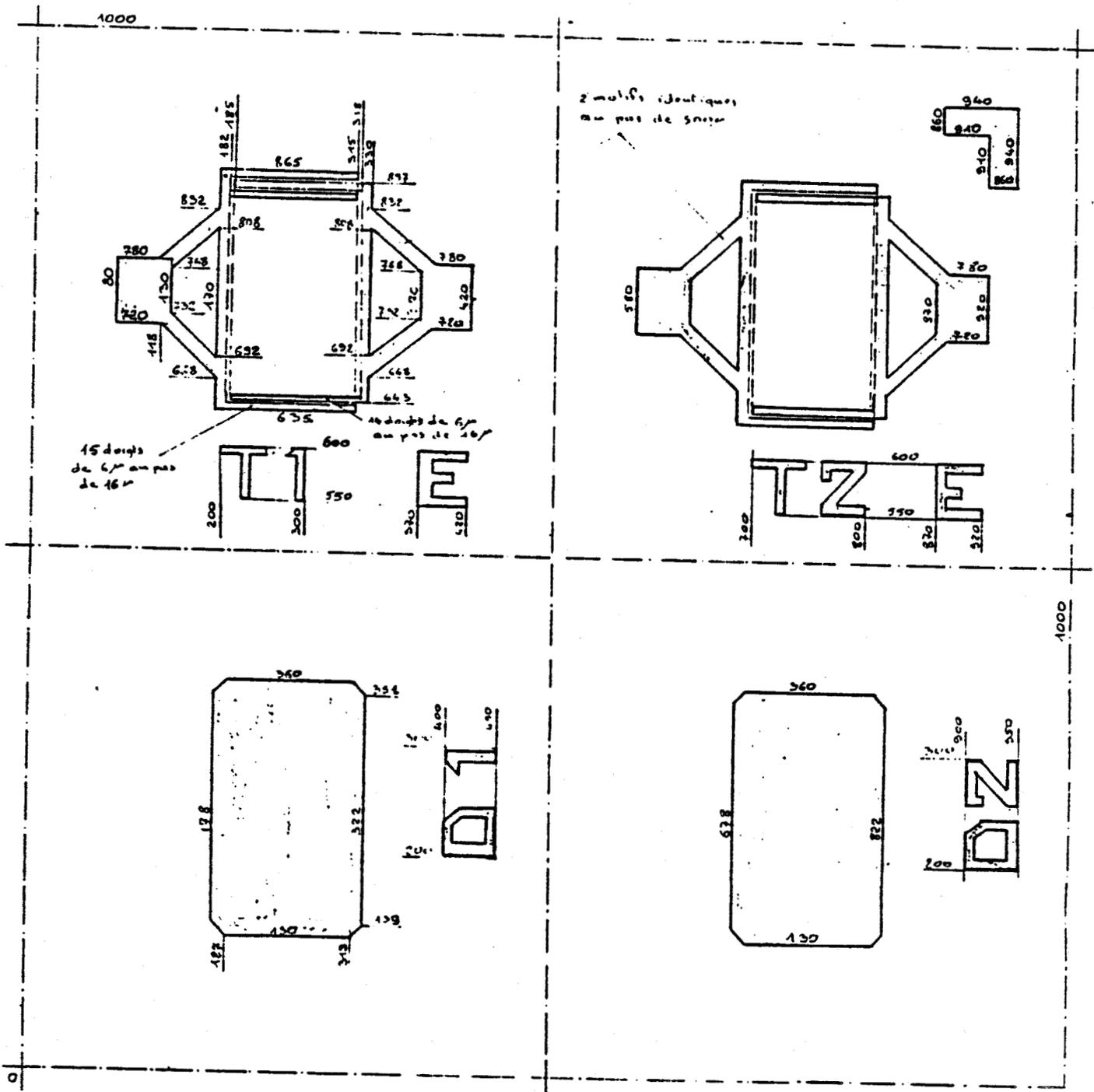


FIGURE 6

Le tableau IV-1 résume les principales dimensions des éléments de ce masque test

Dimensions de la puce 4 motifs de 0,6 x 0,6 mm	
<p><b>Diodes</b></p> <p>D<sub>1</sub> deux anneaux de garde couche enterrée localisée de surface 25 900 μ<sup>2</sup></p> <p>D<sub>2</sub> couche enterrée non localisée un anneau de garde</p> <p>Surface de la diode y compris l'anneau P 33 800 μ<sup>2</sup></p> <p>Surface du contact métallique 25 900 μ<sup>2</sup></p>	<p><b>Transistors C.A.T.T.</b></p> <p>Surface de la couche enterrée 25 900 μ<sup>2</sup></p> <p>Surface de la jonction base collecteur</p> <p>- sans anneau P 33 000 μ<sup>2</sup></p> <p>- avec anneau P 33 800 μ<sup>2</sup></p> <p>Emetteurs structure interdigitée au pas de 16 μ</p> <p>T<sub>1</sub> 14 émetteurs de 2μ x 128μ Surface émetteur S<sub>e</sub> = 3585 μ<sup>2</sup></p> <p>T<sub>2</sub> 14 émetteurs de 6μ x 128μ Surface émetteur S<sub>e</sub> = 10 750 μ<sup>2</sup></p> <p>Surface de metallisation de prise de contact</p> <p>- côté émetteur S<sub>me</sub> = 6 846 μ<sup>2</sup></p> <p>- côté base S<sub>mb</sub> = 6 990 μ<sup>2</sup></p>

TABLEAU IV-1

IV.1.3.2. Elaboration de la structure C.A.T.T.

L'élaboration de la structure C.A.T.T. comprend les différentes étapes suivantes :

- une épitaxie N/N<sup>+</sup> d'épaisseur 8 μ et de résistivité 8 Ωcm.

- une oxydation et une photogravure de la zone  $N^+$
- une réalisation de la zone  $N_2^+$  qui est différente suivant le profil choisi pour le collecteur.

a) Profil Lo Hi Lo

Implantation d'arsenic : dose 3 à  $6 \cdot 10^{12}$  atomes/cm<sup>2</sup>

E = 35 keV recuit à 1 000°C - desoxydation

épitaxie de la région  $N_3$  d'épaisseur 2  $\mu$  et de résistivité comprise entre 2 et 4  $\Omega$ cm.

b) Profil Hi Lo

Implantation de phosphore : Dose  $3 \cdot 10^{12}$  à  $1,4 \cdot 10^{13}$  atomes/cm<sup>2</sup>,

E = 100 keV recuit à 1 100°C - desoxydation.

- une oxydation et traitement getter sur la face arrière ;
- une ouverture des anneaux de garde et une diffusion profonde P :  
 $x_j = 1,5 \mu$   $R_{\square} = 125 \Omega/\square$  ;
- une ouverture des contacts de base et un surdopage superficiel  $P^+$   
 $R_{\square} = 45 \Omega/\square$  ;
- un dépôt d'oxyde épais et gravure de la base ;
- une implantation et un recuit de la base : profondeur  $\sim 0,4 \mu$

- une ouverture et une diffusion des émetteurs arsenic : profondeur  
 $x_{je} \sim 0,2 \mu$  ;
- une ouverture des contacts de base ;
- une évaporation de TiPtAu et une gravure des interconnexions émetteur et base.

#### IV.1.3.3. Réalisation d'une structure plus dense

La chute assez rapide des performances en fréquence observée avec la topologie LVS peut être attribuée aux valeurs élevées des capacités parasites de cette géométrie. En particulier, le pas d'émetteur avait été fixé à  $16 \mu$  pour permettre une modification de la largeur des doigts d'émetteur.

Pour améliorer les performances en fréquence, il a été conçu une structure plus dense dont les émetteurs sont au pas de  $7 \mu$  et dont les capacités MOS, formées par la couche d'oxyde et les métallisation des prises de contact émetteur et base, peuvent être plus faibles. Ceci est dû à la diminution des surfaces de prise de contact qui passe de  $7\ 000 \mu^2$  pour le masque LVS à  $2\ 000 \mu^2$  pour cette nouvelle structure. Les caractéristiques principales de cette nouvelle structure, appelée QJ, sont données dans le tableau IV-2.

Dimension de la puce 0,4 x 0,5 mm	
Surface de la jonction base collecteur $S_b = 7\,350\ \mu^2$	Surface émetteur $\sim 1\,350\ \mu^2$
Surface de la couche enterrée $S = 5\,495\ \mu^2$	Surface des métallisations sur l'oxyde
Emetteur 20 doigts de $1\ \mu \times 45\ \mu$	Collecteur côté E $S_{me} = 2\,090\ \mu^2$ côté B $S_{mb} = 2\,130\ \mu^2$
Périmètre émetteur 1,8 mm	

TABLEAU IV-2

Cette topologie a été uniquement mise en oeuvre avec un profil collecteur Hi Lo. Une seule série a été réalisée ; elle ne présentait pas des caractéristiques permettant d'obtenir une multiplication intéressante. La topologie QJ n'a donc pas pu faire l'objet d'une étude systématique et approfondie.

IV.1.4. CONCLUSION : ECHANTILLONS REALISES ET ETUDIES

Toutes les séries de transistors fabriquées par la R.T.C. Caen ont fait l'objet d'une caractérisation, soit à la R.T.C., soit dans notre laboratoire. Nous donnons d'une part dans le tableau IV-3 quelques valeurs significatives des paramètres mesurés sur les différentes séries réalisées avec le masque LVS et des profils Lo Hi Lo et Hi Lo et d'autre part dans l'annexe 3 quelques courbes de profil de dopage obtenues sur ces mêmes séries. Il ne s'agit que de quelques exemples parmi un total de

LVS1 Structure Lo Hi Lo

Série	Dose	V <sub>AV</sub>	M statique I <sub>E</sub> = 10 mA	M dynamique maximum	Série	Dose	V <sub>AV</sub>	M statique I <sub>E</sub> = 10 mA	M dynamique maximum
1-12 T1					1-16 T2				
n° 4		120	1,3 à 70 V	1,3 à 63 V	n° 3	3 10 <sup>12</sup>	110	1,8 à 50 V	1,8 à 50 V
n° 5	1,5 10 <sup>12</sup>	120	1,35	1,4 à 68 V	n° 4	at/cm <sup>2</sup>	105	1,8 à 50 V	1,8 à 50 V
n° 6	at/cm <sup>2</sup>	120	1,25	1,25 à 68 V					
n° 8		120	1,2	1,5 à 75 V	1-14 T1				
					n° 1		60	2 à 40 V	1,5 à 40 V
1-12 T2					n° 3	3 10 <sup>12</sup>	60	1,55	1,4
n° 1	1,5 10 <sup>12</sup>	100	1,25 à 70 V	1,25 à 70 V	n° 6	at/cm <sup>2</sup>	60	1,7	1,65
n° 2	at/cm <sup>2</sup>	110	1,2	1,2 à 50 V	n° 8		60	1,65	1,5
n° 3		110	1,2	1,15 à 55 V					
					1-14 T2				
1-16 T1					n° 2		70	1,28 à 40 V	1,25 à 40 V
n° 1		100	1,8 à 45 V	1,7 à 50 V	n° 3	3 10 <sup>12</sup>	65	1,45	1,45
n° 2	3 10 <sup>12</sup>	100	1,8	1,8 à 48 V	n° 6	at/cm <sup>2</sup>	66	1,35	1,25
n° 3	at/cm <sup>2</sup>	105	1,8	1,8 à 50 V	n° 9		62	1,4	1,3
n° 4		100	1,8	1,8 à 52 V					
n° 13		100	1,8	1,7 à 50 V	1-18 T1	6 10			
					n° 12	at/cm <sup>2</sup>	52	1,5 à 35 V	1,4 à 35 V

LVS2 Structure Hi Lo

Série	Dose	V <sub>AV</sub>	M statique I <sub>E</sub> = 6 mA V = 60 V		Série	Dose	V <sub>AV</sub>	M statique I <sub>E</sub> = 6 mA V = 60 V	
2-1 T1					2-2 T2				
n° 8	3,5 10 <sup>12</sup>	110	1,1		n° 6	7 10 <sup>12</sup>	90	1,25	
n° 9	at/cm <sup>2</sup>	115	1,15		n° 8	at/cm <sup>2</sup>	90	1,30	
n° 10		110	1,15		n° 10		90	1,25	
2-1 T2					2-3 T1				
n° 8	3,5 10 <sup>12</sup>	110	1,2		n° 6	3,5 10 <sup>12</sup>	100	1,2	
n° 9	at/cm <sup>2</sup>	110	1,2		n° 7	at/cm <sup>2</sup>	110	1,2	
n° 10		110	1,25		n° 8		105	1,25	
2-2 T1					2-3 T2				
n° 7	7 10 <sup>12</sup>	85	1,3		n° 6	3,5 10 <sup>12</sup>	100	1,2	
n° 8	at/cm <sup>2</sup>	85	1,4		n° 7	at/cm <sup>2</sup>	90	1,2	
n° 9		85	1,35		n° 8		95	1,2	

Tableau IV-3



600 échantillons fabriqués au cours de l'étude.

Cette caractérisation a permis dans un premier temps d'améliorer les performances des C.A.T.T. et ensuite de sélectionner les meilleurs composants pour la réalisation des amplificateurs de puissance. Les séries retenues sont celles qui présentent un taux de multiplication contrôlée intéressant pour une excursion la plus grande possible de la tension collecteur base. Il apparaît sur le tableau que les séries répondant à ces critères sont les séries 1-12 et 1-16 pour la structure Lo Hi Lo et 2-1, 2-2 et 2-3 pour la structure Hi Lo. Ont été éliminées les séries 1-14 et 1-18 dont les tensions d'avalanche non contrôlée étaient trop faibles.

De la lecture du tableau IV-3, il ressort deux faits principaux :

- tout d'abord on remarque une corrélation entre la valeur de la tension d'avalanche et celle de la dose implantée dans la zone enterrée ; la tension d'avalanche étant d'autant plus faible que la dose implantée est élevée principalement en ce qui concerne la structure Lo Hi Lo. Dans le cas de la structure HiLo, la corrélation est moins marquée : le relevé des profils de dopage a montré que ce fait pouvait s'interpréter par un étalement de la dose implantée dans le collecteur ;
- ensuite le taux de multiplication est généralement plus élevé pour les doses implantées les plus fortes mais comme pour la tension d'avalanche, la corrélation est moins marquée pour la structure Hi Lo que pour la structure Lo Hi Lo. L'étalement de la dose

implantée dans le cas du profil Hi Lo est probablement la raison des moindres performances en multiplication de cette structure, celle-ci ne présentant pas un profil assez différencié pour avoir une multiplication à croissance rapide à faible polarisation.

D'autre part, les transistors  $T_1$  et  $T_2$ , qui se distinguaient par des largeurs de doigts d'émetteur différentes, ne présentent pas de différences significatives dans leurs caractéristiques statiques.

## IV.2. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'AMPLIFICATION HF EN RÉGIME CLASSE C DES C.A.T.T.

Nous avons déjà montré dans le chapitre précédent que théoriquement le fonctionnement du C.A.T.T. en classe A ne pouvait conduire à des résultats intéressants à cause des phénomènes liés à l'avalanche. Par ailleurs, GERARD [4] a confirmé par une étude expérimentale des paramètres  $s_{ij}$  de la matière scattering l'impossibilité de faire fonctionner le C.A.T.T. en régime de puissance classe A et il a conclu que dans ce cas seule une utilisation petit signal est envisageable. Nous n'aborderons donc pas ce mode de fonctionnement dans notre étude expérimentale et traiterons uniquement le cas du fonctionnement en régime classe C.

### IV.2.1. DESCRIPTION DE LA METHODE DE MESURES DE LA PUISSANCE ET DU TAUX DE MULTIPLICATION MOYEN

#### IV.2.1.1. Principes généraux de la mesure

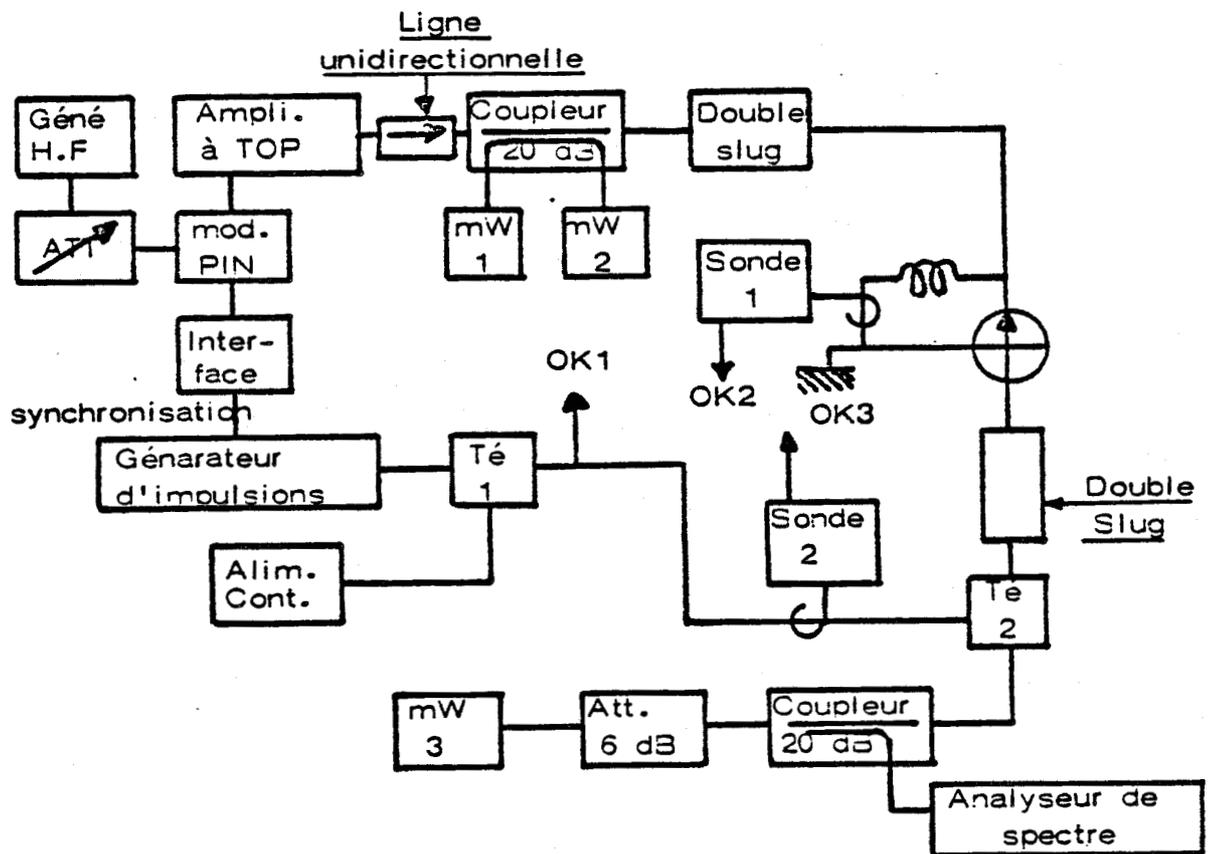
Le dispositif de mesure est schématisé sur la figure 7. Le transistor, monté dans un boîtier FO 38 en configuration base à la masse, est alimenté par un générateur hyperfréquence. La composante continue de la tension émetteur base étant maintenue nulle, le transistor ne conduit que durant l'alternance positive lorsque la tension  $V_{BE}$  dépasse le seuil de conductance de la jonction émetteur base. Le courant ne circulant que pendant une fraction de l'alternance positive de  $V_{BE}$ , on peut considérer que l'amplificateur ainsi constitué fonctionne en classe C.

En outre, le C.A.T.T. est inséré entre deux dispositifs double slug qui permettent de réaliser l'adaptation. Le composant sera adapté à l'entrée et à la sortie lorsque d'une part la puissance délivrée sur une charge de  $50 \Omega$  sera maximum et que d'autre part, la puissance réfléchie par l'entrée sera minimum.

La mesure de la tension de polarisation collecteur base, des courants moyens d'émetteur et de collecteur et des puissances d'entrée et de sortie va nous permettre d'étudier le fonctionnement en amplificateur du C.A.T.T..

#### IV.2.1.2. Méthode de mesure

Nous avons caractérisé le comportement de l'amplificateur hyperfréquence classe C par l'évolution de son gain et de la puissance



**FIGURE 7 :** Banc de mesure des caractéristiques du fonctionnement des C.A.T.T. en régime classe C.

disponible en fonction de paramètres tels que la puissance d'entrée, la tension de polarisation inverse de la jonction collecteur base et la fréquence. Simultanément nous avons mesuré les courants moyens d'émetteur et de collecteur pour connaître le facteur de multiplication moyen et pouvoir ainsi étudier les corrélations entre évolution du gain et facteur de multiplication. Le banc de mesure (Fig. 7) a dû être rendu relativement complexe en vue de résoudre les problèmes qui se sont posés lors des mesures : problèmes de polarisation et problèmes d'échauffement du dispositif.

#### IV.2.1.2.1. Polarisation du C.A.T.T. en régime classe C

La méthode choisie pour étudier l'amplification en puissance classe C du C.A.T.T. consiste à utiliser un dispositif permettant de maintenir en permanence la tension continue émetteur base nulle. On pouvait penser que la mise à la masse du point de vue continu de l'émetteur du transistor était possible en employant un Té de polarisation. Malheureusement, celui-ci présente une résistance de quelques Ohms, qui compte tenu de la valeur élevée du courant moyen d'émetteur circulant lors de l'application du signal H.F. (environ 250 mA), entraîne une chute de tension aux bornes de la jonction émetteur base non négligeable. L'émetteur se trouve alors porté à un potentiel positif de l'ordre de 1 V par rapport à la base. Le seuil de conduction de la jonction émetteur base étant de l'ordre de 0,6 V, la tension H.F. base émetteur doit atteindre, en valeur crête, au moins 1,6 V pour débloquer le transistor. La tension inverse instantanée émetteur base peut donc atteindre quelques volts. Cette situation est représentée sur la figure 8. Lorsque la

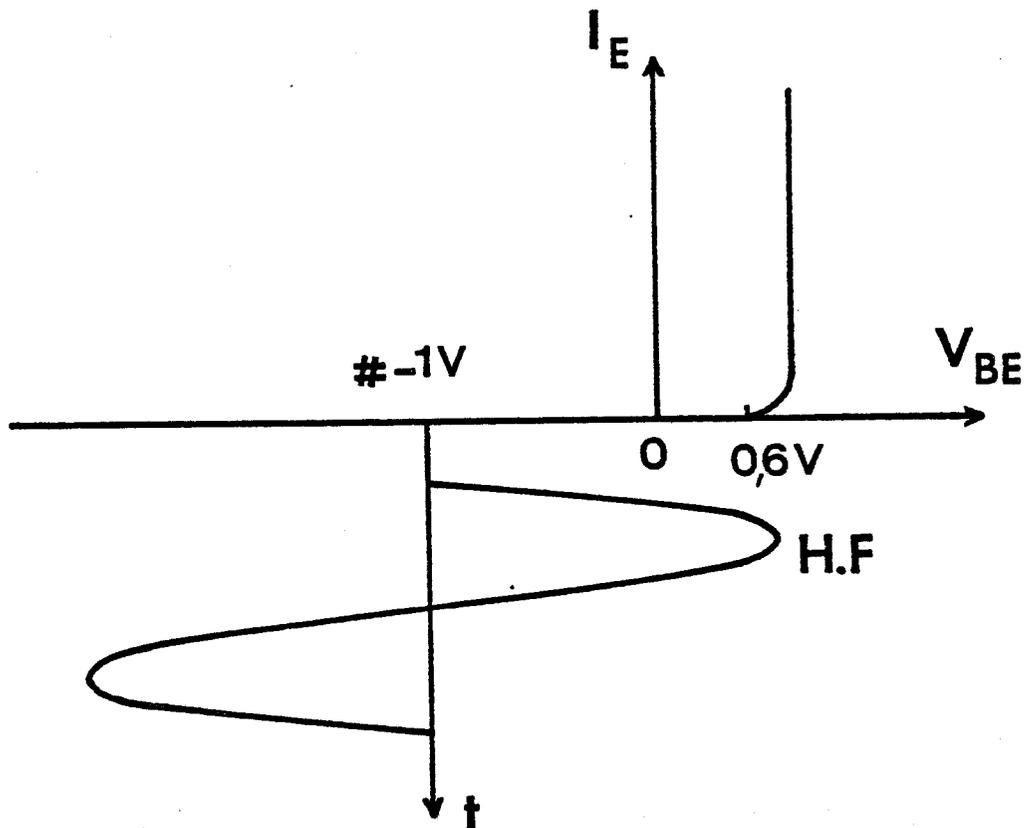


FIGURE 8 : Polarisation d'émetteur en présence d'une résistance extérieure entre l'émetteur et la base.

puissance injectée à l'entrée augmente, l'amplitude de cette tension inverse croît également et peut donc rapidement atteindre la tension de claquage de la jonction. Les mesures préliminaires de puissance ayant montré l'importance de cet inconvénient (destruction de plusieurs transistors), nous avons évité l'utilisation d'un Té de polarisation usuel en le remplaçant par un self présentant une impédance très grande pour la fréquence de mesure et une résistance négligeable en continu. Afin d'éviter le même inconvénient, nous avons mesuré les courants moyens en les prélevant par des sondes de courant.

#### IV.2.1.2.2. Effets thermiques liés à l'échauffement du transistor

Bien que quelques mesures expérimentales aient été faites en régime continu, il est très vite apparu qu'il était nécessaire de travailler en régime impulsionnel pour ne pas provoquer un échauffement excessif de l'échantillon ; l'échauffement du composant risquant en effet de conduire rapidement à sa destruction malgré l'utilisation d'un radiateur de dimensions suffisantes et son refroidissement par circulation d'air forcé.

Afin de pallier à cet inconvénient, nous avons réalisé un dispositif de mesure fonctionnant intégralement en impulsion, tant en ce qui concerne la tension de polarisation collecteur base que la puissance hyperfréquence appliquée à l'entrée de l'amplificateur ; le taux d'occupation étant voisin de 1 %.

#### IV.2.1.2.3. Description sommaire du dispositif utilisé

Une description plus complète ayant été donné par ailleurs [4], nous en résumons ici les quelques aspects essentiels.

Côté collecteur, le transistor est polarisé à travers le Té de polarisation 2 à la fois par une alimentation continue et un générateur d'impulsions. La tension collecteur base, prélevée sur le Té de polarisation 1 est visualisée sur un oscilloscope (sortie OKI) pour mesure. L'évolution temporelle du courant collecteur est obtenue grâce

à la sonde de courant 2 et visualisée sur un oscilloscope (sortie OK3). La puissance disponible à la sortie du montage est mesurée à l'aide du milliwattmètre 3. Le coupleur inséré entre ce milliwattmètre et le Té 2 permet de contrôler la pureté harmonique du signal de sortie à l'aide d'un analyseur de spectres.

Côté émetteur, un modulateur à diode PIN synchronisé par le générateur d'impulsions module, par tout ou rien, la puissance hyperfréquence appliquée à l'entrée du transistor. Ce modulateur laisse passer le signal hyperfréquence pendant la durée de l'impulsion de tension collecteur base fournie par le générateur avec une durée et un retard bien calibrés. Le signal hyperfréquence ainsi modulé passe dans un amplificateur de puissance puis dans une ligne unidirectionnelle qui isole l'amplificateur du reste du montage. Un coupleur bidirectionnel sur lequel sont branchés deux milliwattmètres permet de vérifier l'adaptation côté émetteur et de mesurer la puissance d'entrée. La sonde de courant 1 est destinée à relever l'amplitude de l'impulsion du courant moyen émetteur  $I_E$  qui circule dans la self. Lorsque le gain de l'amplificateur de puissance est réglé, l'atténuateur variable en série avec le générateur H.F. permet un réglage fin de la puissance fournie au composant. Pour éviter tout effet thermique et simplifier au maximum la lecture des appareils de mesures, la largeur des impulsions de tension collecteur base et de puissance hyperfréquence a été choisie égale à 10  $\mu$ s et le taux de répétition à 1 %. L'ensemble de la séquence des signaux de polarisation collecteur base, de la puissance d'entrée H.F. et des courants moyens  $I_E$  et  $I_C$  est représenté schématiquement sur la figure 9.

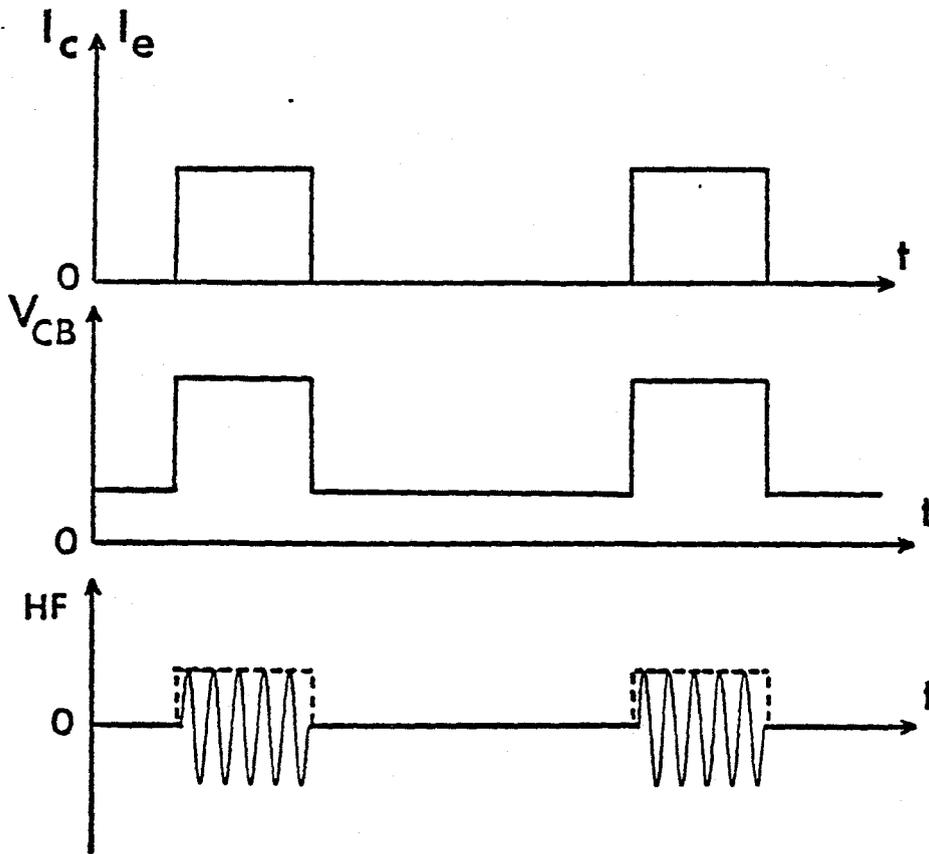


FIGURE 9 : Signaux de polarisation du C.A.T.T.

IV.2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN REGIME DE FONCTIONNEMENT H.F.

CLASSE C

Un grand nombre d'échantillons réalisés à partir du masque LVS a fait l'objet de mesures de caractérisation H.F. ; les structures du collecteur étant soit de type Lo Hi Lo, soit de type Hi Lo. La topologie du masque LVS correspond à une fréquence de travail de l'ordre du GigaHertz et le profil collecteur ayant été optimisé pour des fréquences de l'ordre de 3 GHz, nous avons réalisé l'étude expérimentale dans une gamme de fréquences comprises entre 1 et 3 GHz. Cependant, comme nous allons le voir, les meilleurs résultats ont toujours été obtenus à la fréquence la plus basse et il n'a malheureusement pas été possible de travailler à 3 GHz.

La structure QJ, à géométrie de masque plus dense prévue pour augmenter la fréquence de travail, n'a pu être étudiée de manière valable car la réalisation technologique n'a pas permis d'obtenir des échantillons ayant une multiplication intéressante. Le relevé des profils de champ électrique a montré que la couche enterrée correspondant à la zone de dopage élevé dans le collecteur était pratiquement inexistante.

Pour tous les échantillons étudiés, nous avons mesuré les performances (gain, puissance de sortie, facteur de multiplication moyen) en fonction des paramètres suivants : puissance d'entrée, tension de polarisation collecteur base et fréquence, en régime de fonctionnement classe C. Nous en présentons les résultats les plus significatifs car ils permettent d'examiner le comportement des échantillons en fonction de leurs caractéristiques technologiques et d'effectuer une comparaison d'une part avec les prévisions théoriques et d'autre part, avec les performances des transistors bipolaires classiques.

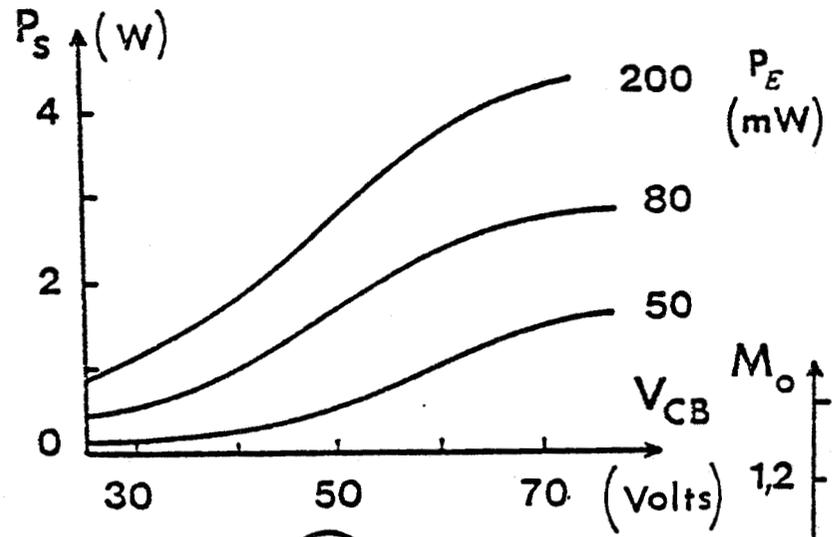
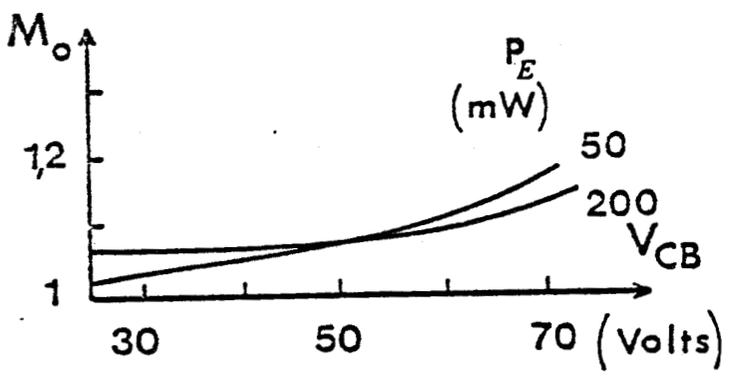
#### IV.2.2.1. Comportement du taux de multiplication en fonction de la puissance d'entrée et de la tension de polarisation collecteur base

Le banc de mesures d'amplification de puissance en classe C nous a permis de mesurer simultanément la puissance de sortie  $P_s$  et le facteur de multiplication moyen  $M_o$  en fonction de la puissance d'entrée  $P_e$  et de la tension de polarisation collecteur base  $V_{CB}$ . Pour toutes les séries d'échantillons, le taux de multiplication moyen est faible ; pour les meilleurs échantillons, il atteint au maximum une valeur égale

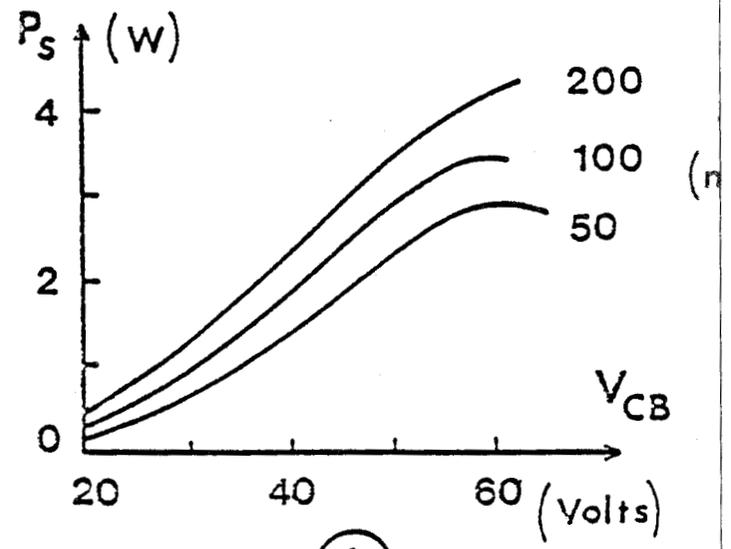
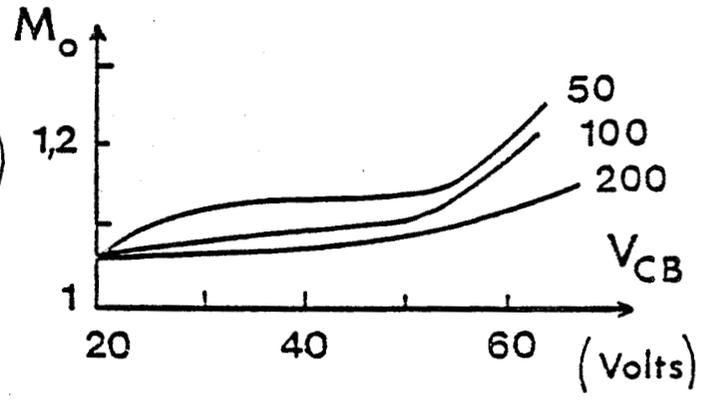
à 1,2. Nous montrons, à titre d'exemple, sur la figure 10 les évolutions de  $M_0$  et  $P_s$  en fonction de  $V_{CB}$  pour différentes valeurs de la puissance d'entrée pour les C.A.T.T. de chacune des deux séries qui présentaient les meilleures caractéristiques de multiplication statique (Tableau IV-3) c'est-à-dire la série 1-16 en structure Lo Hi Lo et la série 2-2 en structure Hi Lo. La valeur modeste du taux de multiplication constatée peut s'expliquer comme nous l'avons montré au chapitre III par trois effets :

- le déphasage entre le courant et la tension de sortie : l'obtention d'une puissance de sortie et d'un rendement important nécessite que la tension H.F. instantanée soit minimum lorsque le courant  $I_c$  est maximum. Il en résulte que le taux de multiplication, qui dépend de la tension, a une valeur nécessairement faible ;
- l'excursion de la tension de sortie : plus la puissance de sortie devient importante, plus la tension de sortie devient grande ; ceci aggrave la diminution de la tension instantanée minimum et par conséquent celle du taux de multiplication ;
- l'injection des porteurs dans le collecteur : à toute augmentation de la puissance d'entrée correspond une augmentation de la réaction de charge d'espace dans le collecteur ; ceci ajoute donc une contribution supplémentaire à la diminution du taux de multiplication.

Une remarque particulière doit être faite en ce qui concerne l'évolution de  $M_0$  lorsque la tension de polarisation  $V_{CB}$  est élevée. On constate en effet sur la courbe 10b que  $M_0$  croît plus rapidement dès que  $V_{CB}$  dépasse 50 v, et que cette croissance correspond à



(a)



(b)



FIGURE 10 : Evolution du facteur de multiplication moyen  $M_o$  et de la puissance de sortie  $P_s$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{CB}$  pour différentes valeurs de la puissance d'entrée  $P_E$ .

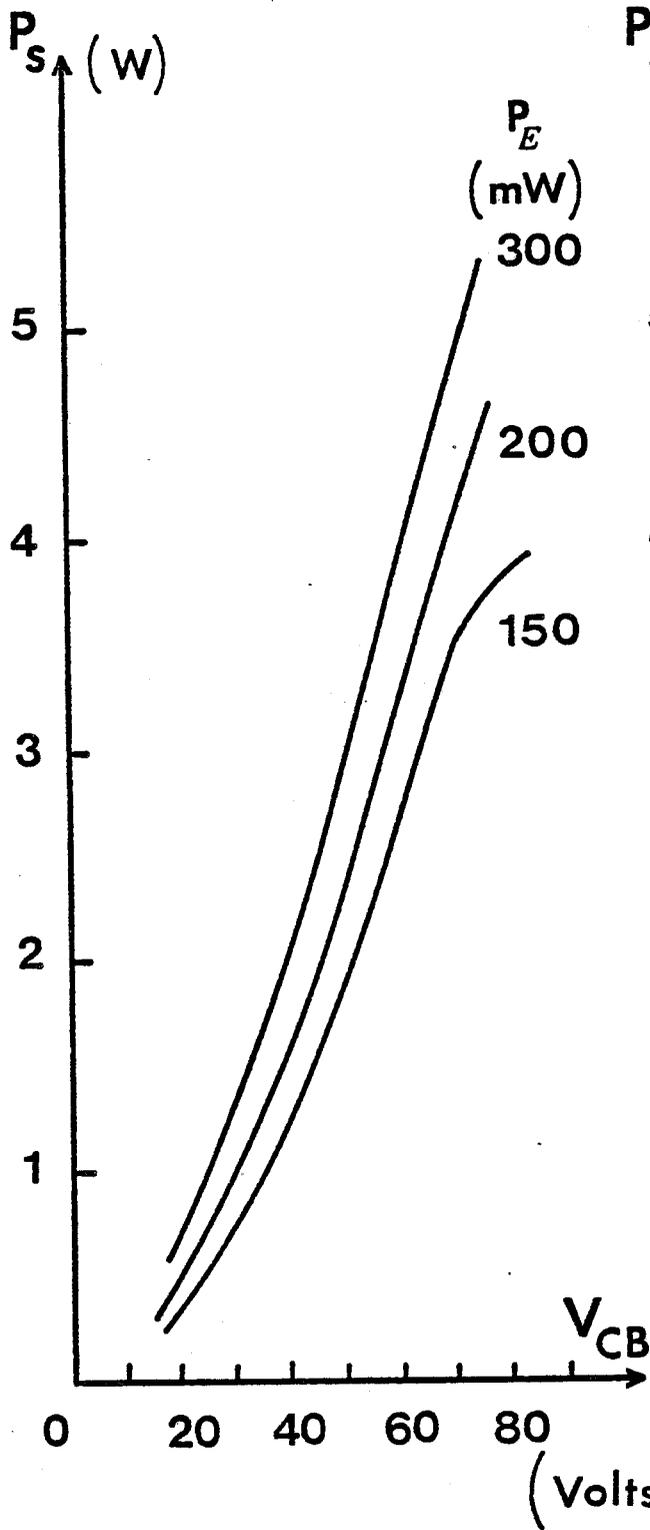
l'apparition de la saturation de la puissance de sortie. Ces deux phénomènes sont très probablement liés à l'intervention de l'avalanche non contrôlée : en effet, plus la tension de polarisation augmente, plus la tension instantanée collecteur base peut pénétrer dans la région de la caractéristique  $I_c = f(V_{cB})$  proche de l'avalanche non contrôlée. Dans ce cas, on se rapproche du fonctionnement Type diode A.T.T.. Pour la fréquence de travail de 1 GHz, la structure du collecteur n'est plus adaptée à la production de puissance, ce qui explique l'apparition de la saturation de la puissance de sortie en même temps que la montée du taux de multiplication moyen  $M_0$  à tension de polarisation élevée.

#### IV.2.2.2. Performances comparées des différents échantillons en fonction du dopage de la zone Hi

Toutes les mesures de puissance que nous avons effectuées ont montré que l'effet principal de la dose implantée dans la zone Hi du collecteur se traduisait par une saturation de la puissance de sortie. Cette saturation est d'autant plus rapide que la dose implantée est élevée. La figure 11 illustre ce résultat dans le cas de deux échantillons ayant la même largeur de doigt d'émetteur mais des doses variant du simple au double. L'échantillon LVS 22 T2 dont la dose est égale à  $7 \cdot 10^{12}$  at/cm<sup>2</sup> a une valeur de tension d'avalanche égale à 90 v et la saturation de la puissance de sortie arrive lorsque la tension de polarisation atteint 60 v. Par contre, dans le cas de l'échantillon LVS 21 T2 dont la dose est égale à  $3,5 \cdot 10^{12}$  at/cm<sup>2</sup> et la tension d'avalanche à 110 v, la puissance de sortie ne présente pas de saturation

LVS 2\_1 T 2

Dose  $3,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$



LVS 2\_2 T 2

Dose  $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

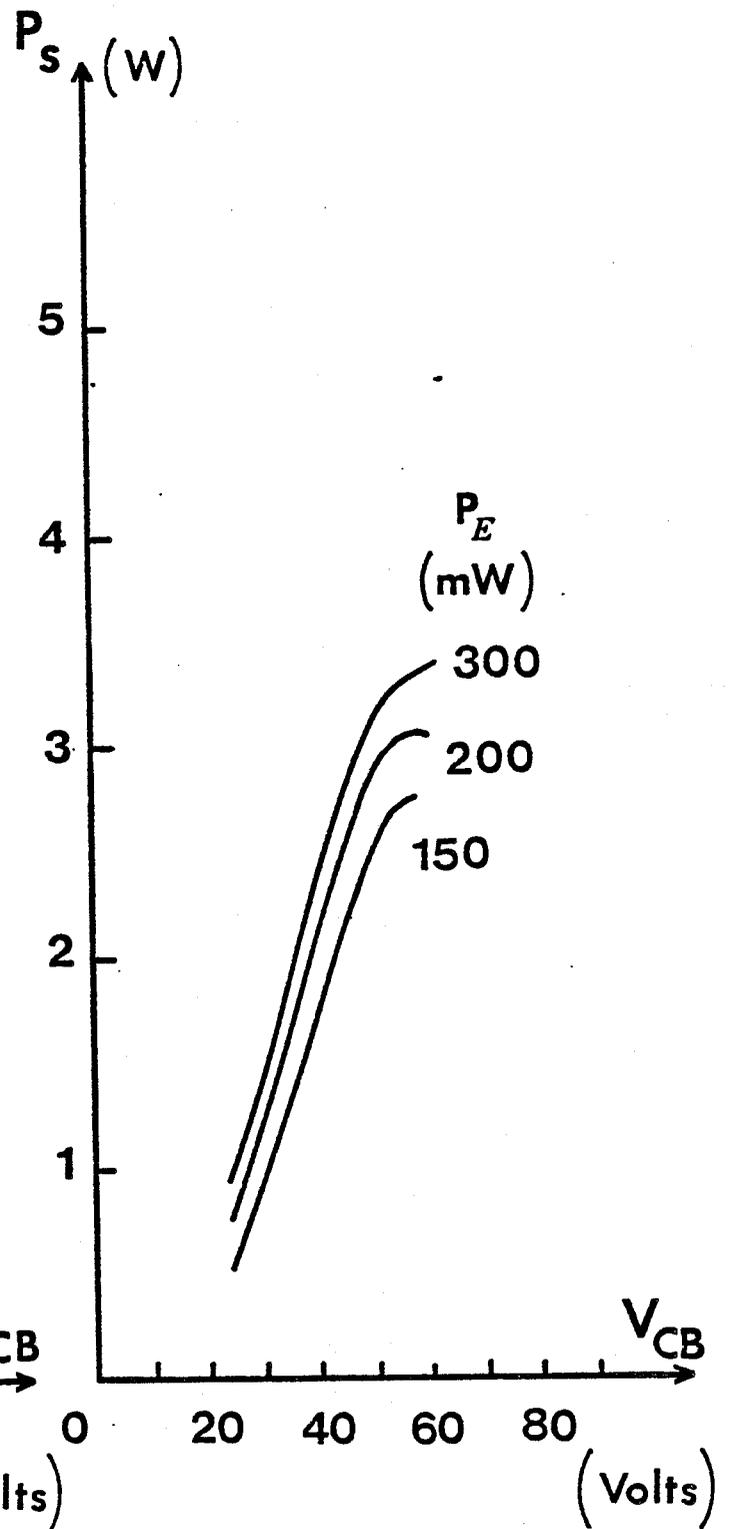


FIGURE 11 : Influence de la dose implantée sur la puissance de sortie.

jusqu'à des tensions de polarisation de 80 V (maximum admissible du point de vue dissipation thermique).

L'influence de la dose implantée sur la multiplication est très faible. Cet état de fait n'a rien de surprenant en raison de la présence des effets limitatifs développés au paragraphe précédent. Pour établir clairement le rôle effectif de la dose implantée, nous avons comparé le gain en puissance des échantillons C.A.T.T. et d'un transistor témoin LVS 1 N3 fabriqué de manière identique aux C.A.T.T. excepté pour le collecteur où aucune implantation n'a été pratiquée. La figure 12 montre un exemple de cette comparaison. Elle représente le gain en puissance en fonction de la tension de polarisation pour trois échantillons différents : un transistor témoin, un C.A.T.T. de structure Lo Hi Lo et un C.A.T.T. de structure Hi Lo. Les gains obtenus, dans des conditions de fonctionnement similaire, sont du même ordre de grandeur. Il semble donc que la légère amélioration que pourrait apporter le phénomène de multiplication est pratiquement annihilée par la limitation basse de l'excursion de tension  $V_{CB}$  due à la tension de déchet (paragraphe II.1.6) et la limitation haute imposée par la tension d'avalanche non contrôlée ; ces deux limitations étant étroitement liées à la valeur de la dose implantée. Signalons cependant qu'il semble exister une différence de robustesse entre les échantillons de type C.A.T.T. et ceux sans dose implantée. En effet, il ne nous a pas été possible de dépasser sans destruction une tension de 50 V avec les transistors témoins alors que les échantillons C.A.T.T. permettent le plus souvent d'atteindre une tension de polarisation de 70 V.

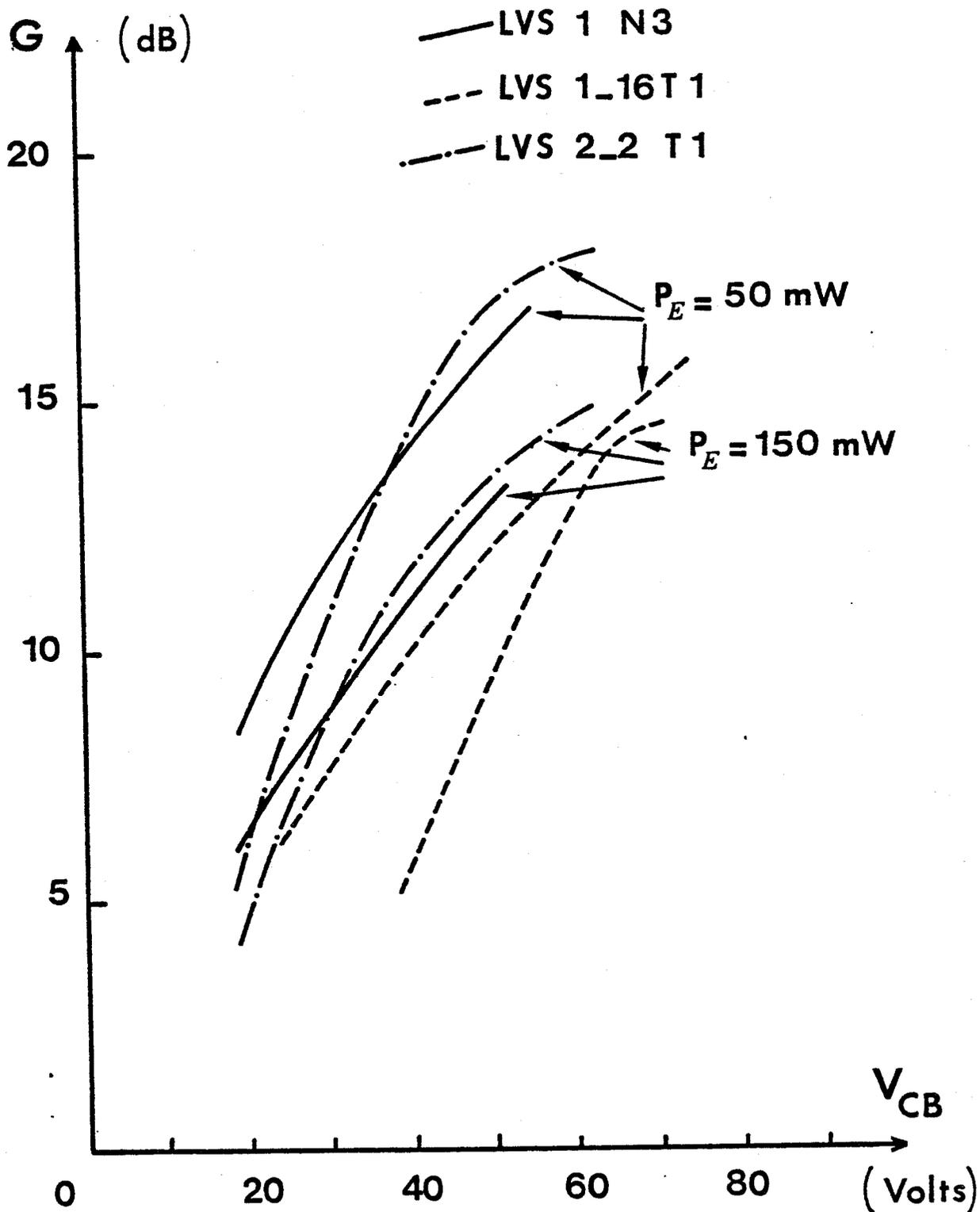
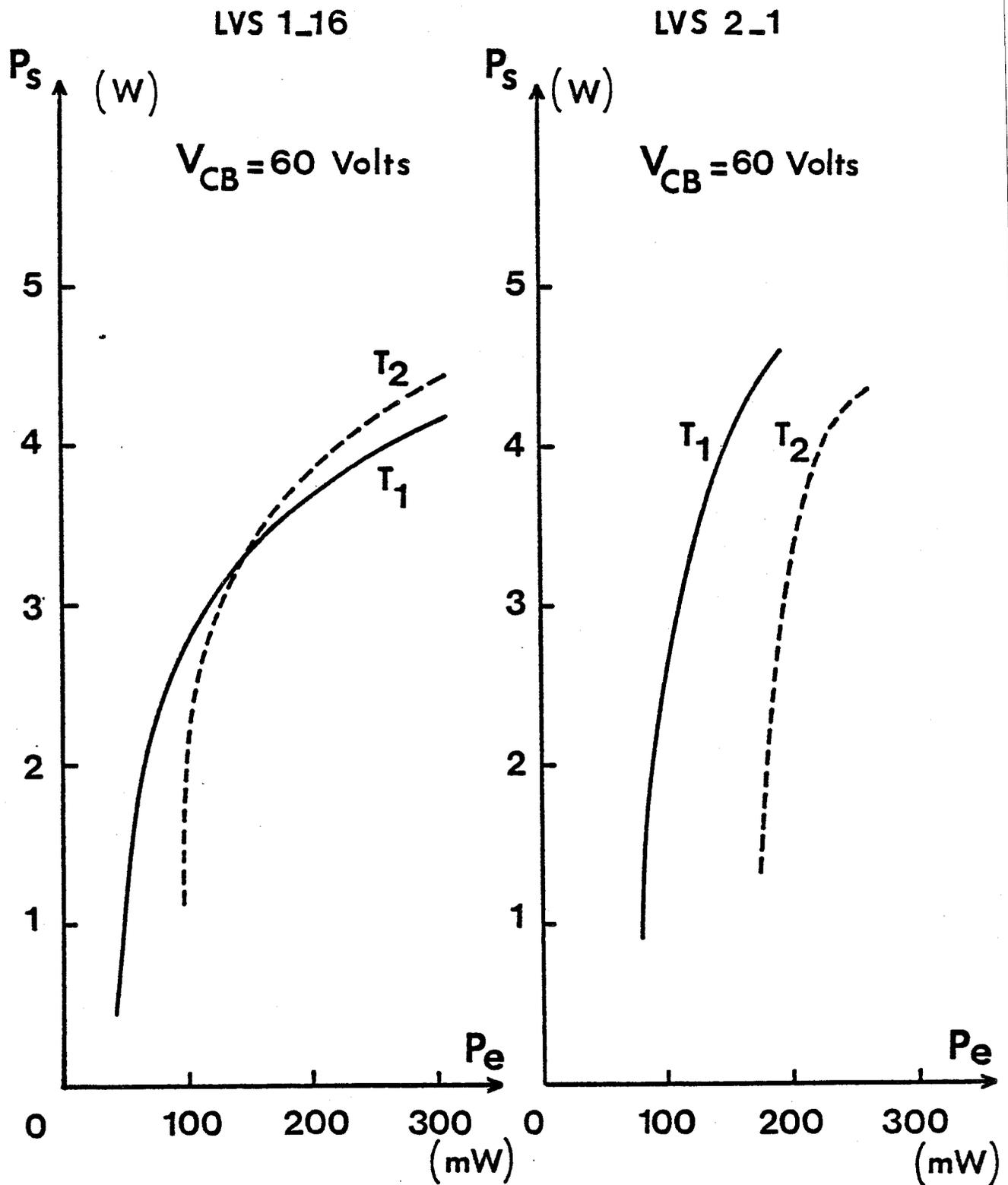


FIGURE 12 : Evolution du gain en puissance en fonction de la tension de polarisation pour les transistors Lo Hi Lo  
 LVS 116T1 ——— Hi Lo LVS 22T1 - · - ·  
 témoin LVS 1N3 ———



IV.2.2.3. Influence de la largeur des doigts d'émetteur  
sur les performances

Les deux largeurs ( $2 \mu$  pour les transistors T1 et  $6 \mu$  pour les transistors T2) de doigt d'émetteur ont été réalisées pour étudier l'influence des phénomènes de focalisation et de défocalisation sur les performances en puissance des C.A.T.T.. Les résultats obtenus pour ces deux largeurs sont très voisins quelles que soient les séries d'échantillons ; les variations de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée sont similaires et la seule différence notable se situe au niveau du seuil de la puissance d'entrée. De manière générale, on constate qu'il faut appliquer une puissance d'entrée variant du simple au double pour qu'une puissance de sortie commence à apparaître quand on passe des transistors de largeur de doigts égale à  $2 \mu$  à ceux de largeur égale à  $6 \mu$ . Deux exemples en sont fournis par la figure 13a pour deux échantillons de la série LVS1-16 et par la figure 13b pour deux échantillons de la série LVS2-1. Que la structure soit de type Lo Hi Lo ou Hi Lo, la puissance d'entrée de seuil est comprise entre 50 et 100 mW pour les doigts de largeur  $2 \mu$  et entre 100 et 200 mW pour les doigts de largeur  $6 \mu$ . L'écart entre les seuils de puissance d'entrée peut être interprété de la manière suivante : au doigt d'émetteur plus large correspond une capacité émetteur base plus grande ; il faut donc appliquer une tension d'entrée, et par conséquent une puissance d'entrée, plus importante pour débloquer la jonction émetteur base du transistor T2 par rapport au transistor T1.



**FIGURE 13** : Influence de la largeur des doigts d'émetteur sur la puissance.  $T_1$  :  $2 \mu$ ;  $T_2$  :  $6 \mu$ .

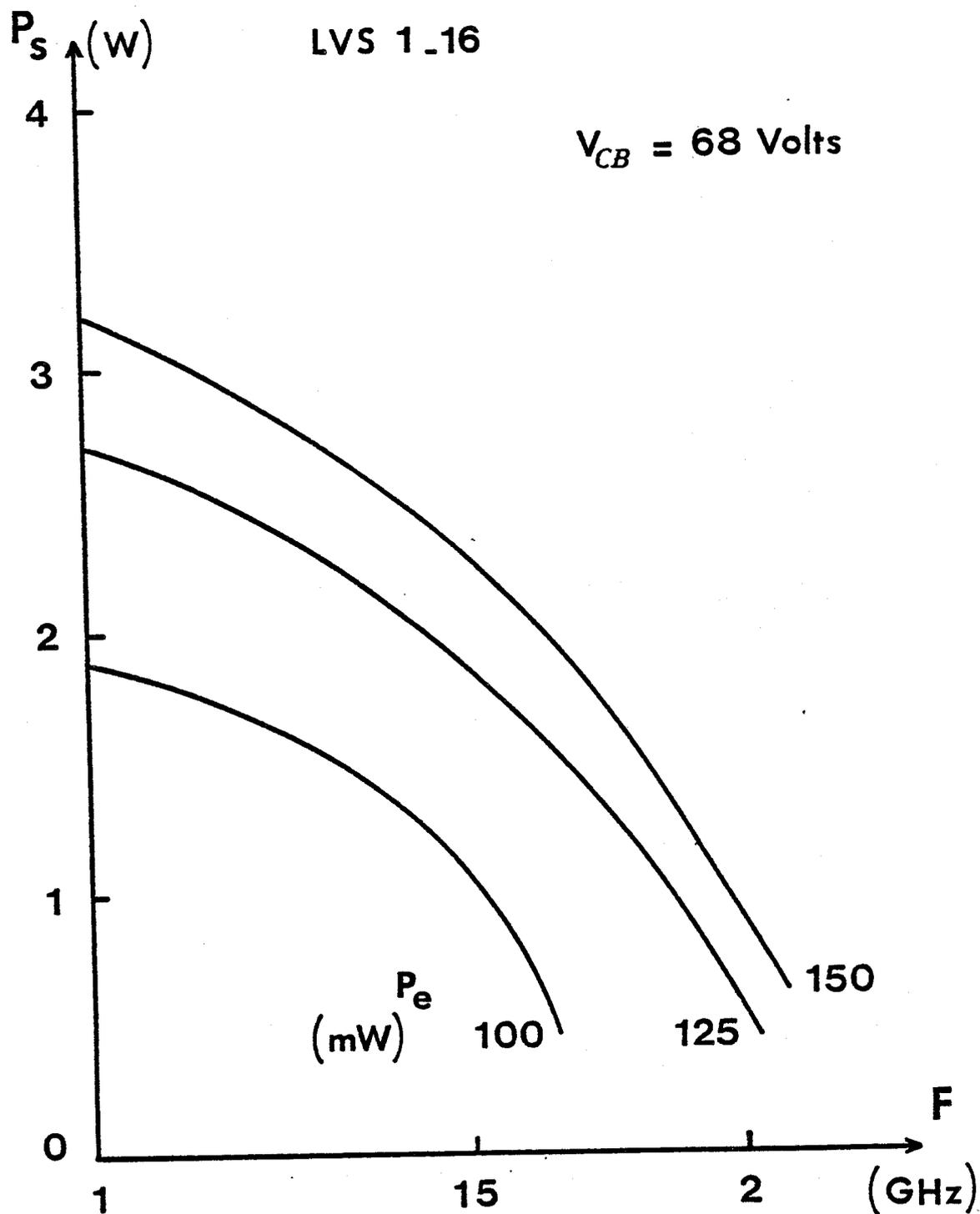
#### VI.2.2.4. Comportement en fréquence

Toutes les mesures faites sur les différentes séries ont mis en évidence une rapide chute de la puissance de sortie lorsque la fréquence passe de 1 à 2 GHz. La figure 14 en donne un exemple concernant un échantillon LVS 1-16. Cette mauvaise tenue en fréquence peut être attribuée à l'influence primordiale du masque LVS qui, rappelons le, était conçu pour réaliser des transistors fonctionnant à 1 GHz. Le profil de collecteur était dans tous nos échantillons, conçu pour un fonctionnement à 3 GHz mais cette fréquence n'a pu être atteinte car le masque impose très rapidement sa limitation en fréquence en raison de sa résistance de base élevée [5-6].

### IV.3. CONCLUSION

Ce chapitre a montré qu'il était possible d'avoir des composants semiconducteurs fonctionnant en régime de type C.A.T.T., c'est-à-dire à avalanche et à temps de transit.

La réalisation des échantillons est apparue très satisfaisante par rapport aux objectifs fixés. Le problème de l'implantation de la zone Hi du collecteur a été pratiquement résolu pour chacune des structures Lo Hi Lo et Hi Lo. Toutefois, la maîtrise de la largeur et du dopage de la zone Hi s'est révélée difficile, ce qui a entraîné à dose identique, une certaine dispersion des résultats tant en régime statique qu'en régime dynamique.



**FIGURE 14** : Evolution de la puissance de sortie  $P_s$  en fonction de la fréquence.

En régime statique, quel que soit le type de structure Lo Hi Lo ou Hi Lo, les taux de multiplication sont demeurés relativement modestes, atteignant 2 pour des courants d'émetteur de quelques milliampères mais ne dépassant pas 1,3 pour des courants de l'ordre de 100 mA. Les tensions d'avalanche, à quelques exceptions près, ont des valeurs situées autour de 100 V, ce qui est conforme aux valeurs prévues théoriquement dans le chapitre II. Ce résultat a pu être obtenu grâce à une bonne maîtrise technologique permettant de favoriser l'avalanche en volume tout en évitant les claquages parasites périphériques. Cependant, pour quelques séries d'échantillons, des tensions d'avalanche bien inférieures à 100 V ont été relevées ; elles sont, semble-t-il, la conséquence de l'imprécision de l'implantation de la dose dans la zone Hi.

En régime dynamique H.F., pour une fréquence de 1 GHz, les performances en puissance sont apparues globalement intéressantes. Ainsi nous avons obtenu à 50 V de polarisation une puissance de sortie d'environ 3 W associée à un gain de 14 à 15 dB et un rendement de 30 % environ et à 70 V une puissance de 5 W et un gain de 12 à 13 dB. A ces performances correspondent des taux moyens de multiplication ne dépassant guère 1,2, donc un peu plus faible que les taux de multiplication statiques. Nous n'avons pas observé de corrélation nette entre les performances en puissance et le taux de multiplication : les échantillons présentant les meilleures propriétés en multiplication ne sont pas forcément ceux qui donnent les meilleures performances en puissance. Il semble que l'avantage procurée par la multiplication soit en grande partie compensée par les limitations basse et haute de l'excursion de la tension collecteur base ; celles-ci étant d'autant plus marquées que la dose implantée et la multiplication sont élevées. Les progrès apportés

par les C.A.T.T. sont donc relativement limités par rapport aux transistors bipolaires usuels : les gains en puissance sont du même ordre de grandeur et les rendements des C.A.T.T. sont plus faibles. Par contre, la puissance de sortie obtenue avec le C.A.T.T. est , à la fréquence de 1 GHz, nettement plus élevée que celle fournie en général par les transistors bipolaires. Cet avantage du C.A.T.T. est essentiellement dû à la possibilité de fonctionner avec une tension de polarisation beaucoup plus élevée, ce qui autorise une excursion de la tension de sortie plus importante. Rappelons aussi que cet avantage est lié à une plus grande robustesse des C.A.T.T. par rapport aux transistors bipolaires. Il ne nous a pas été possible de poursuivre la comparaison en fréquence avec les transistors bipolaires, les échantillons dont nous avons pu disposer étant malheureusement limités à la fréquence de fonctionnement de 1 GHz par la topologie du masque choisie peu dense afin d'étudier l'influence des largeurs des doigts d'émetteur sur les performances.

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus pour un certain choix des paramètres technologiques qui n'ont pas été spécialement optimisés ; c'est le cas en particulier de la résistivité de la région base et de la longueur du collecteur. Nous allons essayer, dans le prochain chapitre, d'apporter des indications en ce qui concerne l'influence de ces paramètres sur le fonctionnement du C.A.T.T..

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

=====

- [1] BONIS M., GIMINE G., PARIS P., CROSNIER Y., GERARD H., LEFEBVRE M., SALMER G.  
"Etude d'un transistor hyperfréquence au silicium à avalanche contrôlée et à temps de transit"  
Compte rendu final. Contrat DRET n° 77.34.104.00.480.75.01 (1979).
- [2] PLAYEZ E.  
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"  
Mémoire C.N.A.M. (1975), Lille.
- [3] PAUQUET J.  
"Sur la réalisation d'un dispositif électronique permettant la détermination des propriétés thermiques, électriques et structurales des diodes semiconductrices polarisées en régime d'avalanche"  
Mémoire C.N.A.M. (1968), Lille.
- [4] GERARD H.  
"Etude expérimentale du transistor à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T. - Mise en évidence des mécanismes fondamentaux"  
Thèse 3e cycle, Lille, 1979.
- [5] COOKE H.F.  
"Microwave transistors : Theory and design"  
Proceeding I.E.E.E. 59-1163 (1971).
- [6] SNAPP C.P.  
"Bipolars Quietly Dominate"  
M.S.N., pp. 45-67, Nov. 1979.

## CHAPITRE V

### AMELIORATION DES PERFORMANCES DU C.A.T.T. ET COMPARAISON AVEC LE TRANSISTOR BIPOLAIRE

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté une analyse théorique et expérimentale du fonctionnement du transistor à avalanche contrôlée et temps de transit. Les résultats obtenus, bien que légèrement supérieurs à ceux du transistor bipolaire, sont relativement modestes et n'atteignent pas les valeurs attendues des premières estimations théoriques. Les raisons en sont apparues au cours de notre étude mais nous n'avons pas examiné quelles étaient les influences sur le fonctionnement H.F. d'une part des caractéristiques géométriques et électriques du collecteur et de la base et d'autre part des conditions de fonctionnement et surtout si une modification de ces caractéristiques ne pourrait apporter une amélioration notable des performances. Ce sera l'objet de la première partie de ce chapitre. Nous ferons ensuite une analyse comparative du fonctionnement du C.A.T.T., aussi bien en régime statique qu'en régime dynamique, et du transistor bipolaire. Nous verrons

que, de manière générale, les différences de fonctionnement ne correspondent pas aux idées initiales. Pour terminer nous étudierons d'une part en quoi l'existence d'un profil de dopage de type Hi Lo dans le collecteur modifie l'avènement des deux effets parasites limitatifs principaux à savoir l'effet KIRK et le claquage et d'autre part les retombées possible sur l'amélioration des performances des transistors bipolaires.

## V.1. RECHERCHE DE L'OPTIMALISATION DU C.A.T.T.

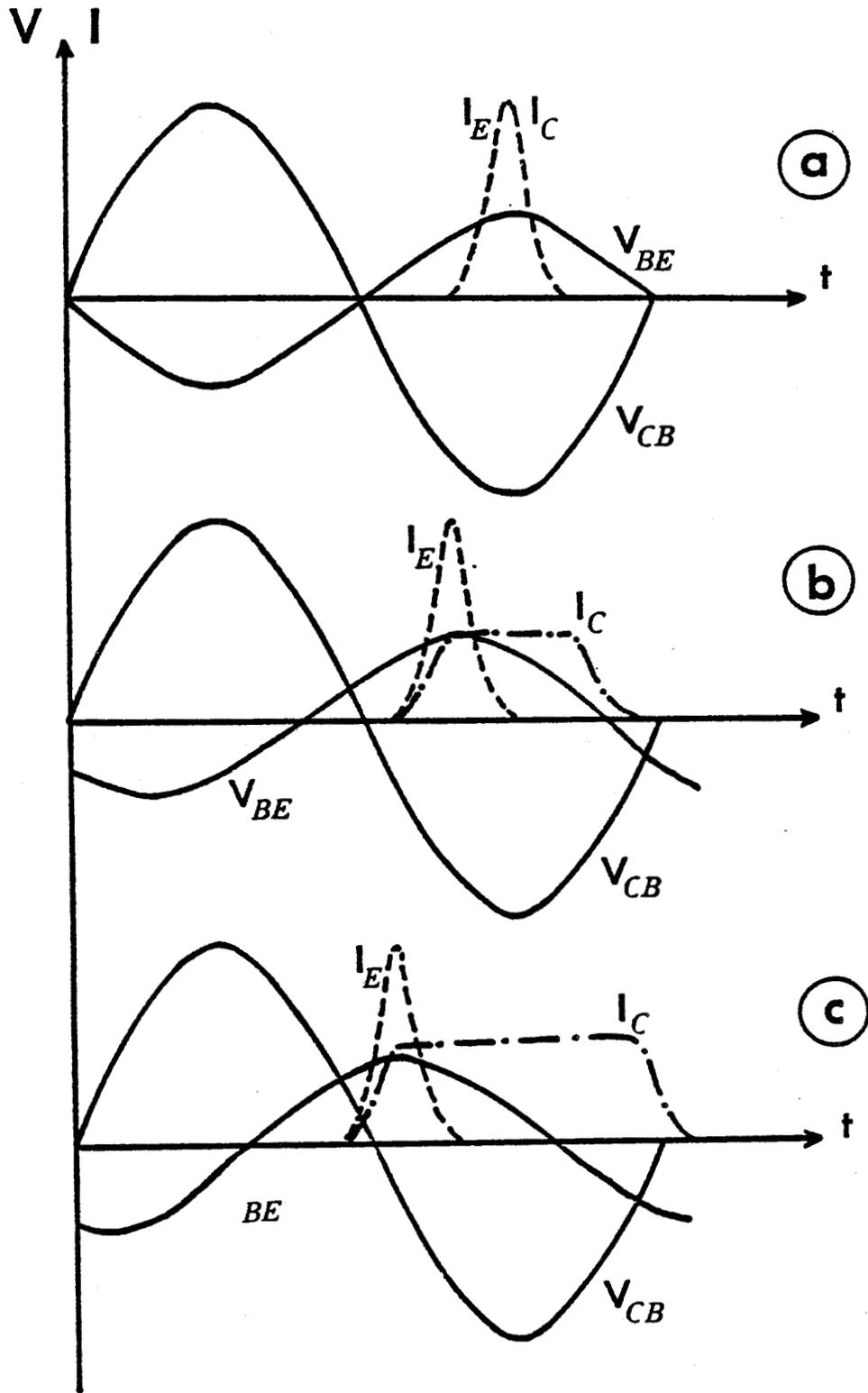
### V.1.1. OPTIMALISATION DE LA LONGUEUR DE LA ZONE DE TRANSIT DU COLLECTEUR

L'analyse du fonctionnement dynamique du C.A.T.T. a montré que dans le cas où la longueur de la zone désertée du collecteur était égale à  $6 \mu$ , pour une fréquence de fonctionnement de 3 GHz, le maximum de la puissance de sortie était obtenu lorsque les tensions collecteur base et base émetteur étaient en opposition de phase. Cette condition de fonctionnement est apparue défavorable pour l'obtention de taux de multiplication élevés, car la tension collecteur base est à sa valeur minimum quand le courant d'émetteur est émis. L'augmentation de la longueur de la zone de transit devrait, semble-t-il, apporter une amélioration notable des taux de multiplication en permettant d'opérer avec un déphasage entre tension collecteur base et tension base émetteur plus favorable. En effet, la durée de l'impulsion du courant induit  $I_c$  de collecteur est proportionnelle à la longueur de la zone de transit et l'obtention de la puissance de sortie maximum exige toujours que le milieu de l'impulsion du courant collecteur  $I_c$  coïncide avec le passage

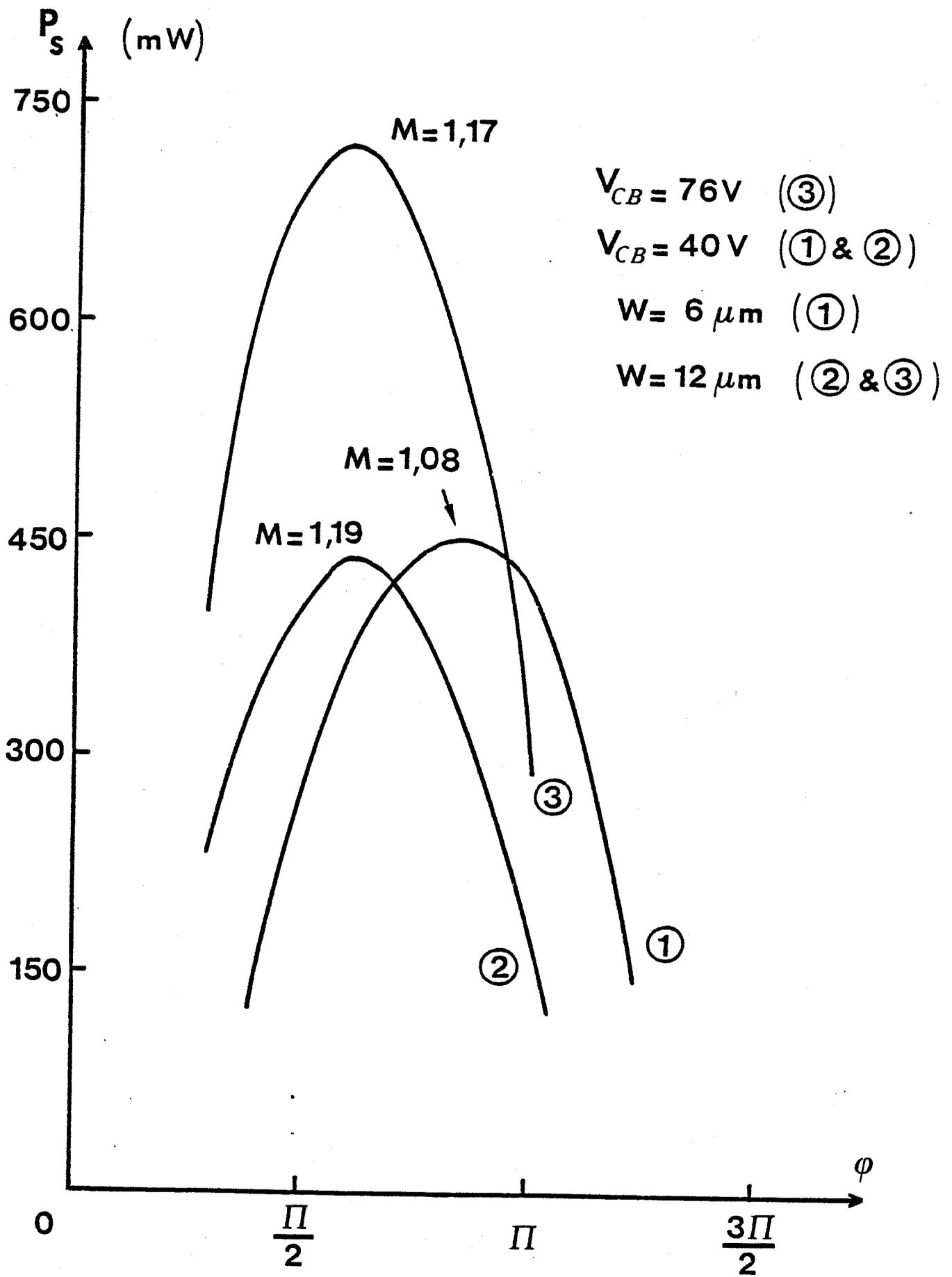
de la tension  $V_{CB}$  à sa valeur minimum. Par ailleurs, l'excursion possible de la tension de sortie augmentant avec la longueur de la zone de transit, l'allongement de celle-ci devait permettre d'obtenir une puissance de sortie plus élevée.

A titre d'illustration, la figure 1 montre les positions respectives des impulsions de courant émetteur et collecteur et des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$  au cours du temps pour différentes valeurs de la longueur de la zone de transit. On constate que le déphasage  $\varphi$  entre  $V_{CB}$  et  $V_{BE}$  doit évoluer de  $\Pi$  vers  $\frac{\Pi}{2}$  au fur et à mesure que la longueur augmente. En raison de l'évolution de ce déphasage, l'injection du courant  $I_E$  se produit à un moment où  $V_{CB}$  n'est pas minimum, ce qui a priori doit permettre une amélioration du taux de multiplication.

Pour préciser l'importance de l'amélioration que l'on pourrait ainsi obtenir, nous avons utilisé notre simulation numérique du fonctionnement dynamique classe C pour étudier l'évolution de la puissance de sortie et du taux de multiplication en fonction du déphasage  $\varphi$  pour deux valeurs  $W_1$  et  $W_2$  de la largeur de la zone désertée de collecteur égales respectivement à 6 et 12  $\mu$ . Les résultats de cette simulation sont représentés sur la figure 2. Sur cette figure, la courbe 1 se rapporte à  $W_1 = 6 \mu$ , la tension de polarisation collecteur base étant de 67 volts et l'excursion de  $\pm 40$  V ; la courbe 2 se rapporte à  $W_2 = 12 \mu$  et une tension de polarisation de 127 V pour une excursion identique. Le niveau d'injection est le même dans chacun des deux cas, avec une amplitude de  $V_{BE}$  égale à 0,82 V et la valeur de la constante de temps de base  $R_b C$  est égale à 50 picosecondes. On constate que la valeur de l'angle  $\varphi$  correspondant au maximum de la puissance de sortie varie de  $0,9 \Pi$  à  $0,6 \Pi$ . Dans ce cas, la valeur du facteur de multiplication passe de



**FIGURE 1 :** Positions et formes des impulsions de courants émetteur  $I_E$  et collecteur  $I_C$  et des tensions base émetteur et collecteur base.



**FIGURE 2** : Evolution de la puissance de sortie en fonction du déphasage entre  $V_{BE}$  et  $V_{CB}$ .

$M_0 = 1,08$  pour  $W_1$  à  $1,19$  pour  $W_2$ . Cette évolution confirme la justesse de nos prévisions mais l'amélioration du taux de multiplication n'est que très faible lorsque l'on double la longueur de la zone de transit. La courbe 3 est relative aux mêmes conditions que la courbe 2 sauf pour l'excursion de la tension collecteur base qui est de  $\pm 76$  V. Ceci correspond à un taux de modulation identique à celui de la courbe 1. On y constate que le maximum de puissance est obtenu pour la même valeur de la phase  $\varphi$  que dans le cas de la courbe 2. La valeur du taux de multiplication moyen  $M_0$  correspondant à ce maximum est de  $1,17$  soit sensiblement moins que le taux moyen de la courbe 2 ( $1,19$ ) mais légèrement plus que celui de la courbe 1 ( $1,08$ ).

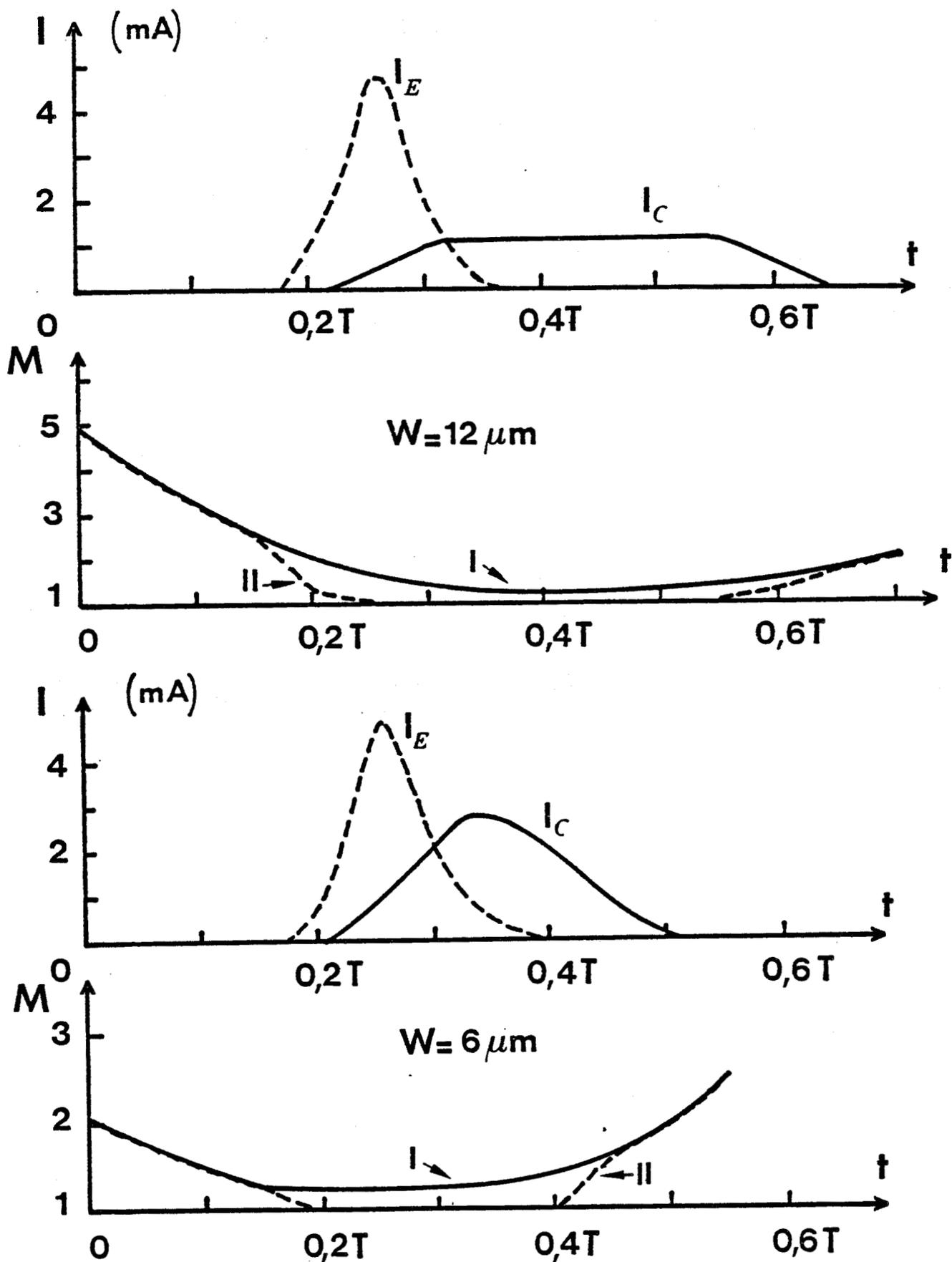
Cette étude nous amène à faire deux remarques sur les conséquences d'un allongement de la zone de transit :

- d'une part, le taux de multiplication n'est que très légèrement amélioré ;
- d'autre part, cette légère amélioration de la multiplication ne se traduit pas par une augmentation de la puissance à excursion de tension égale comme le montre la comparaison des maximum des courbes 1 et 2 obtenues à excursion de la tension de sortie identique.

Nous avons recherché les raisons de ces résultats en analysant les évolutions des différents courants et du facteur de multiplication en fonction du temps et de la localisation sous un doigt d'émetteur. Deux phénomènes sont apparus comme principalement responsables de cet état de fait : la réaction de la charge d'espace et la diminution de

l'amplitude de la composante fondamentale du courant induit dans le collecteur. L'influence de ces phénomènes est montrée sur la figure 3 où nous avons représenté l'évolution au cours du temps des courants  $I_E$  et  $I_C$  et du facteur de multiplication pour les phases optimales des courbes 2 et 3 de la figure 2. L'évolution de  $M$  est représentée au centre d'un doigt d'émetteur, au bord et enfin dans l'hypothèse où il n'y aurait pas de réaction de charge d'espace et où le C.A.T.T. serait unidimensionnel. On constate que, dans ce cas, au moment où l'injection est maximum, le facteur de multiplication ne pourrait pas dépasser 1,25 pour une longueur de la zone de transit de  $6 \mu$ , mais par contre il pourrait atteindre 1,7 pour une longueur de  $12 \mu$ . Ceci montre l'intérêt théorique procuré par l'allongement de la zone de transit. En réalité, si l'on tient compte de la réaction de charge d'espace, de telles valeurs du taux de multiplication ne sont atteintes qu'au centre du doigt ; par contre au bord du doigt, la multiplication est pratiquement nulle pendant la durée de l'injection du courant  $I_E$ . L'analyse de cette situation a montré qu'elle était liée à une défocalisation très marquée du courant émetteur entraînant une forte réaction de charge d'espace sur le bord du doigt.

A excursion de tension de sortie constante, la puissance de sortie décroît quand l'épaisseur du collecteur passe de  $6$  à  $12 \mu$  bien que le taux de multiplication s'accroisse. Ceci s'explique par l'évolution correspondante de la forme du courant induit : sa valeur maximum diminue, en même temps que sa durée croît, quand la longueur de la zone de transit  $W$  augmente. En effet, à injection identique, le produit  $I_{cMax} \times \frac{W}{v}$  est constant d'après le théorème de RAMO SCHOCKLEY [1] ( $v$  étant la vitesse limite des porteurs mobiles dans la zone de transit). L'amplitude de la composante fondamentale du courant collecteur étant approximativement



**FIGURE 3 :** Evolution des courants  $I_E$  et  $I_C$  et des taux de multiplication en fonction du temps pour  $W_1 = 6 \mu$  et  $W_2 = 12 \mu$ .  
 I Centre et sans réaction de charge d'espace II Bord

égale à

$$I_{cMax} = \frac{2W}{v \cdot T} \frac{\sin \frac{\pi W}{vT}}{\frac{\pi W}{vT}}$$

On constate qu'elle diminue suivant une loi en  $\sin x/x$ .

C'est ainsi que la décomposition en série de Fourier du courant  $I_c$  calculé dans notre simulation indique que cette amplitude est égale à 0,88 mA pour  $W = 6 \mu$  et 0,63 mA pour  $W = 12 \mu$  (par demi doigt d'émetteur). Ceci explique pourquoi, malgré une légère amélioration du taux de multiplication, l'allongement de la zone de transit n'entraîne pas d'amélioration de la puissance de sortie à excursion de tension de sortie constante.

La conclusion de cette étude est qu'il ne faut pas attendre beaucoup d'amélioration d'une augmentation de la longueur de la zone de transit. Cependant, ayant constaté qu'une des limitations principales résulte de l'aggravation de la réaction de charge d'espace provoquée par la défocalisation du courant émetteur, nous avons été amenés à examiner si une résistivité de base différente conduisant à une défocalisation moindre pouvait être bénéfique.

---

Remarque : Cette étude aurait pu être réalisée à longueur de collecteur constante et à fréquence variable. Les phénomènes rencontrés sont identiques mais les limitations en fréquence du C.A.T.T. conduisent nécessairement à modifier la topologie de l'émetteur.

### V.1.2. INFLUENCE DE LA RESISTIVITE DE BASE SUR LA MULTIPLICATION

Nous avons montré au chapitre III que la défocalisation du courant émetteur pendant l'injection était étroitement liée au terme  $R_b C \frac{\partial V}{\partial t}$  de l'équation (III-6), les autres termes de l'équation étant alors très faibles. A cause de ce fait, la diminution de la défocalisation implique donc de diminuer la constante de temps de base  $R_b C$ .

Afin d'étudier l'effet que produirait cette diminution sur le fonctionnement du C.A.T.T., nous avons utilisé notre simulation numérique en prenant une constante de temps  $R_b C$  cinq fois plus faible que celle utilisée dans la plupart des calculs des chapitres précédents. Cependant, pour bien repérer les influences respectives de  $R_b$  et de  $C$  nous avons choisi d'étudier les deux couples de valeurs  $R_b = 10 \Omega$ ,  $C = 1 \text{ pF}$  et  $R_b = 5 \Omega$ ,  $C = 2 \text{ pF}$ .

La figure 4a montre la répartition du courant émetteur  $J_E(x)$  sous un demi doigt d'émetteur obtenue pour ces deux couples de constantes de temps ; les autres paramètres étant identiques aux cas précédents, soit  $W = 6 \mu$ , une tension de polarisation collecteur base de 67 volts pour une excursion de  $\pm 40$  et une tension base émetteur de 0,78 V. La faible différence que l'on peut noter entre les résultats donnés par les deux couples de constante de temps montre que dans l'équation différentielle régissant la tension base émetteur, c'est toujours le terme  $R_b C \frac{\partial V}{\partial t}$  qui est prédominant. Nous avons vérifié que les autres termes de cette équation lui étaient inférieurs à tous les instants au cours de la période. Comme il était prévisible, la diminution de la constante de temps s'accompagne d'une répartition du courant  $J_E(x)$  beaucoup plus homogène sous le doigt d'émetteur. Nous avons aussi

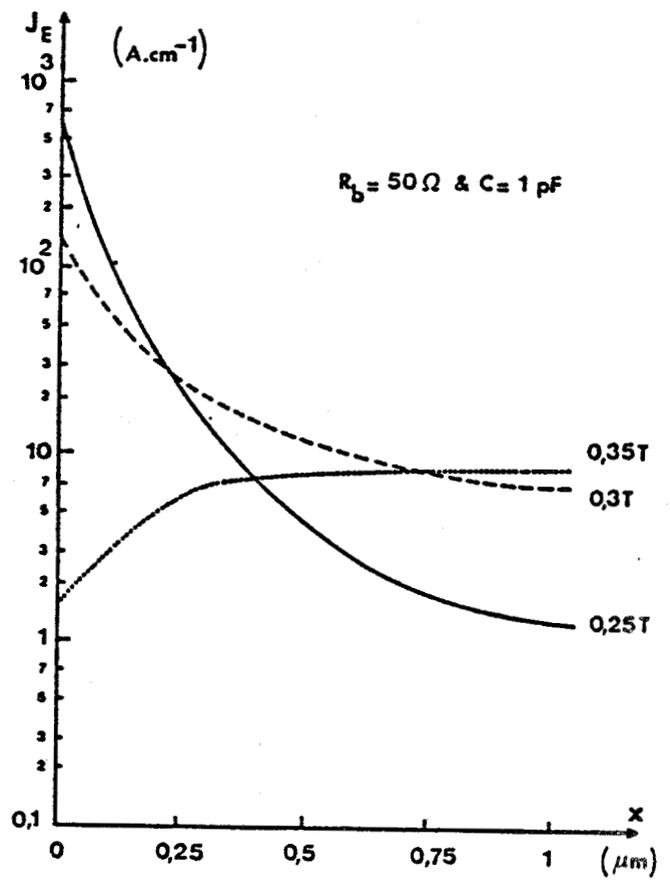
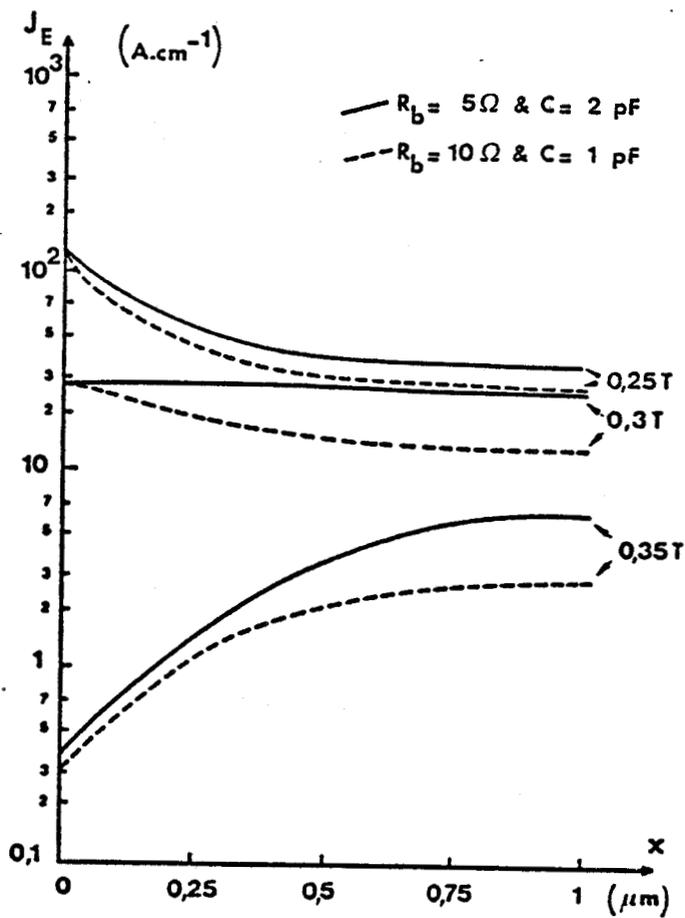


FIGURE 4 : Evolution du courant sous le doigt d'émetteur.



appliqué les mêmes conditions de fonctionnement à un C.A.T.T. dont la longueur de la zone désertée était de  $12 \mu$  ; la répartition du courant  $J_E(x)$  est très voisine de celle observée ci-dessus.

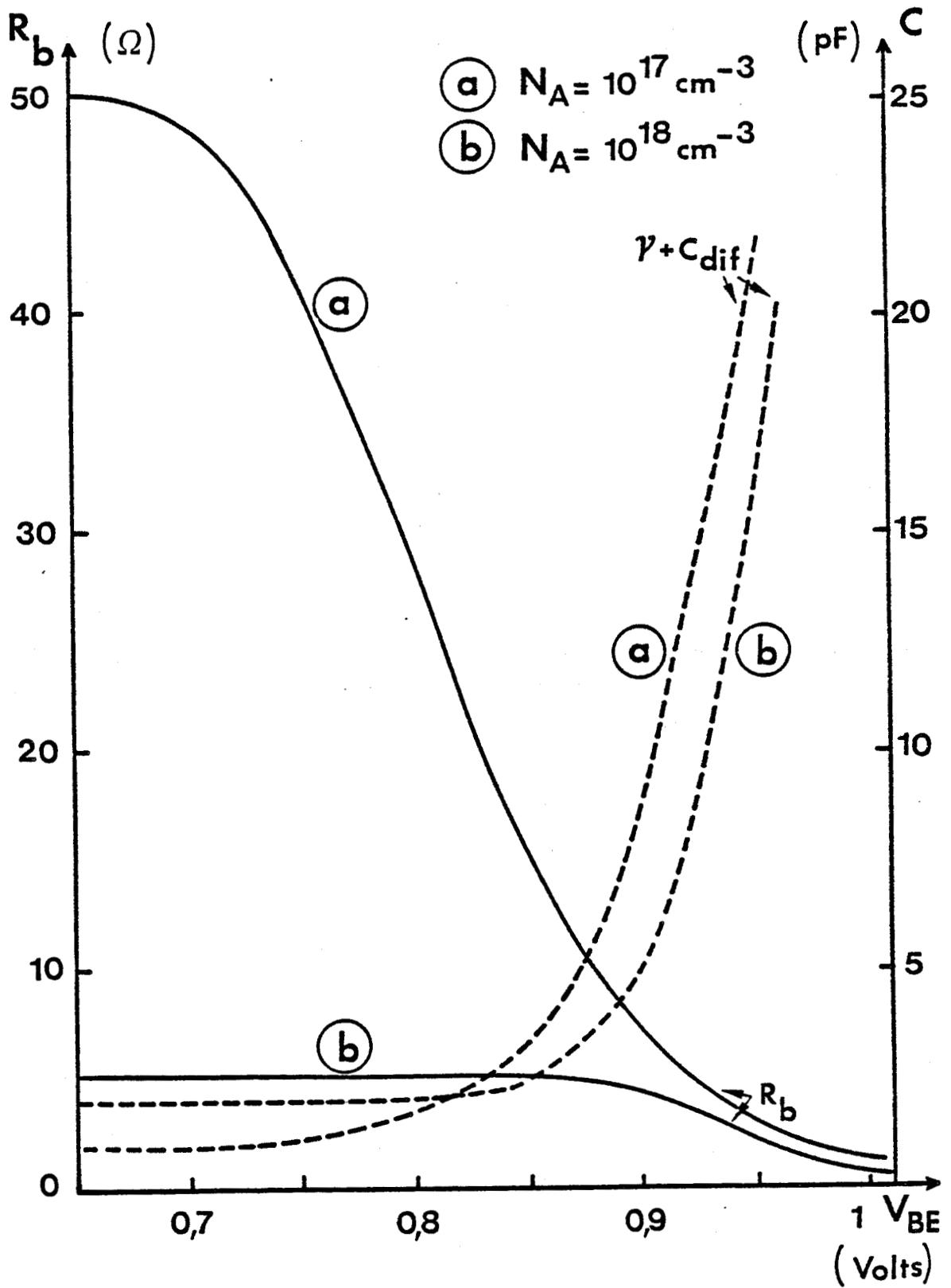
A titre de comparaison, la figure 4b donne la répartition de  $J_E$  sous un doigt d'émetteur pour une constante de temps de 50 picosecondes, la tension  $V_{BE}$  étant ajustée de manière à obtenir une puissance de sortie du même ordre de grandeur que celle obtenue dans le cas de la figure 4a, les autres paramètres étant identiques. On constate que la défocalisation est beaucoup plus importante quand la constante de temps est beaucoup plus grande et que, au bord du doigt le courant  $J_E$  est quatre fois plus élevé dans le cas b que dans le cas a. Nous avons récapitulé dans le tableau V.1. l'amélioration introduite sur le taux de multiplication et le gain en puissance par l'abaissement de la constante de temps de base pour les deux valeurs de la longueur de la zone désertée 6 et  $12 \mu$ , la puissance d'entrée étant maintenue voisine de 10 mW dans tous les cas.

$W_\mu$	$R_b \Omega$	$C_{PF}$	$V_{BE} V$	$V_{cB} V$	$P_{s_{mW}}$	$G=P_s/P_e$	$M_o$
6	50	1	0,82	$\pm 40$	480	48	1,08
	10	1	0,78	$\pm 40$	492	52	1,15
	5	2	0,77	$\pm 40$	535	51	1,12
12	50	1	0,82	$\pm 76$	720	83	1,17
	10	1	0,78	$\pm 76$	790	98	1,34
	5	2	0,77	$\pm 76$	760	100	1,35

TABLEAU V-1

On note sur ce tableau que pour  $W = 12 \mu$ , le facteur de multiplication passe de 1,17 à 1,35 lorsque l'on divise par cinq la constante de temps de base. Il apparaît donc que l'action conjuguée de l'accroissement de  $W$  et de la diminution de  $R_b C$  permet de faire tendre  $M_0$  vers la valeur maximum possible qui, rappelons le, est de 1,7 pour cette valeur de la tension continue. On peut aussi remarquer que cette amélioration du taux de multiplication s'accompagne d'une amélioration similaire du gain en puissance. Il reste à examiner si la diminution de la constante de temps est effectivement réalisable.

Pour faire changer les valeurs de la constante de temps  $R_b C$ , le seul paramètre sur lequel il est possible d'agir est le dopage de base. Si l'on compare l'évolution de la résistance  $R_b$  et de la capacité  $C$  en fonction de la tension base émetteur  $V_{BE}$  pour deux valeurs du dopage de base  $N_A$  égales à  $10^{17}$  et  $10^{18}$  atomes/cm<sup>3</sup>, on constate sur la figure 5 que plus le dopage est élevé, plus les conditions de faible injection sont satisfaites, même à tension  $V_{BE}$  élevée. En première approximation, la discussion peut, d'après cette figure, être effectuée en utilisant les valeurs de  $R_b$  et  $C$  correspondant au régime de faible injection. Dans ce cas  $R_b$  est inversement proportionnel au dopage de base  $N_A$  alors que  $C$  est proportionnel à  $N_A^{1/2}$  ; par conséquent, la constante de temps de base est inversement proportionnelle à  $N_A^{1/2}$ . Sa diminution passe donc par une augmentation du dopage de base. Parmi les deux couples précédents, le couple 5  $\Omega$ , 2 pF apparaît le plus réaliste ; il pourrait être obtenu en multipliant par dix le dopage moyen de base par rapport au cas précédent, soit un dopage de  $10^{18}$  at/cm<sup>3</sup>. Toutefois, il importe de remarquer qu'une telle augmentation du dopage constitue un maximum si l'on veut conserver un bon rendement d'émetteur. En conséquence, la valeur de 10 picosecondes pour la constante de temps de base constitue



BUS  
LILLE

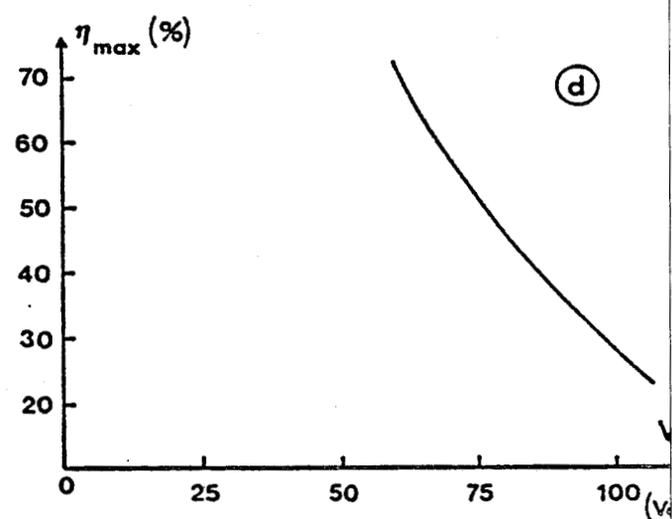
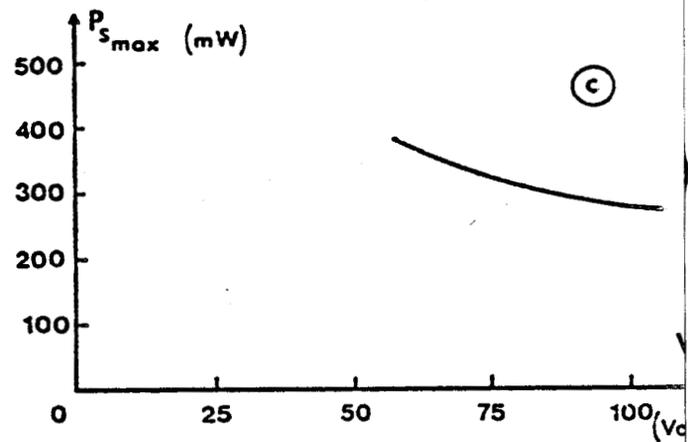
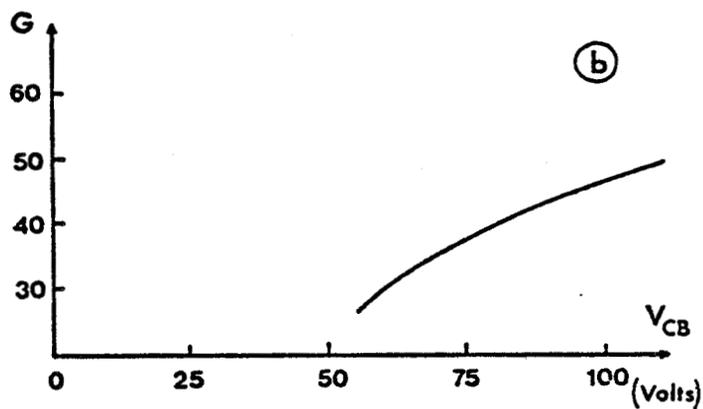
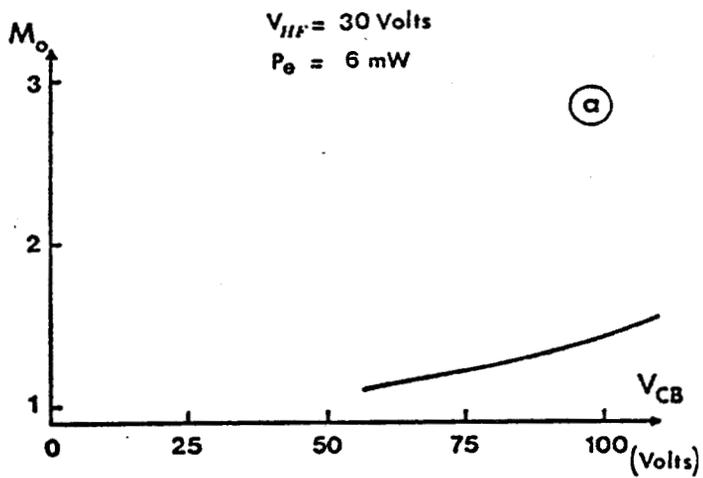
FIGURE 5 : Evolution de  $R_b$  et C en fonction de l'injection.

la limite inférieure susceptible d'être utilisée pour améliorer le fonctionnement du C.A.T.T..

### V.1.3. INFLUENCE DE LA POLARISATION COLLECTEUR BASE

Au chapitre III, nous avons essentiellement travaillé avec une tension de polarisation  $V_{CB}$  de 87 V pour une longueur de collecteur égale à 6  $\mu$ . Cette tension de polarisation nous apparaissait comme un bon compromis car elle permettait une multiplication raisonnable ( $M = 3$  à très faible injection) tout en étant suffisamment éloignée de la tension d'avalanche non contrôlée. Néanmoins, il nous a paru nécessaire d'examiner si pour la longueur de collecteur égale à 6  $\mu$  et pour la fréquence de travail choisie (3 GHz), une autre valeur de  $V_{CB}$  ne serait pas plus favorable en ce qui concerne les performances en puissance. Dans ce but nous avons effectué une étude des différentes grandeurs, puissance d'entrée  $P_e$ , puissance de sortie  $P_s$ , rendement  $\eta$  et taux de multiplication moyen  $M_0$  en fonction de la tension de polarisation et de l'excursion de la tension de sortie H.F.. Deux résultats principaux se dégagent de cette étude :

- tout d'abord la multiplication n'augmente pas autant que l'on pourrait l'espérer lorsque l'on fait croître la tension de polarisation. .
- Ce résultat est illustré sur la figure 6a où nous avons représenté l'évolution du taux moyen  $M_0$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{CB}$  pour une puissance d'entrée et une excursion de la tension H.F. constantes. L'amplitude de l'excursion H.F. est ici limitée à 30 V pour permettre une étude comparative valable entre les différents cas de polarisation en évitant de pénétrer dans la



**FIGURE 6 :** Evolution du taux de multiplication moyen  $M_0$  (a), du gain (b), de la puissance de sortie maximum (c) et du rendement maximum (d) en fonction de la tension de polarisation collecteur base.

zone d'avalanche non contrôlée puisque l'on a vu précédemment que ceci entraînait une dégradation des performances. On constate en effet sur cette figure que  $M_0$  prend respectivement les valeurs 1,15 - 1,3 - 1,46 pour des tensions de polarisation de 67, 87 et 103 V. Le gain en puissance a été également représenté sur la figure 6b. Son augmentation est comme on pouvait s'y attendre du même ordre de grandeur que celle de  $M_0$ . L'augmentation de  $M_0$  est modeste en comparaison de celle que nous devions obtenir dans des conditions de fonctionnement à puissance d'entrée très faible : pour les trois tensions de polarisation ci-dessus, on aurait respectivement les valeurs de  $M_0$  égales à 2-3 et 5. L'importance de cet écart est de toute évidence à rattacher à l'influence de la réaction de charge d'espace, celle-ci ayant comme nous l'avons vu au chapitre II un rôle d'autolimitation à l'égard de la multiplication.

- Ensuite, les évolutions de la puissance maximum et du rendement maximum sont des fonctions toujours décroissantes de la tension de polarisation lorsque celle-ci varie de  $V_{cBo}/2$  à  $V_{cBo}$  ( $V_{cBo}$  étant la tension d'avalanche collecteur base) comme le montrent les courbes 6c et 6d. Etant donné l'amélioration de  $M_0$  apportée par l'augmentation de la tension de polarisation, on pouvait s'attendre, a priori, à ce que les deux grandeurs précédentes passent par un maximum pour une valeur de tension de polarisation supérieure à  $V_{cBo}/2$ . On constate qu'il n'en est rien. Ce résultat peut être interprété comme suit : l'excursion de tension de sortie est limitée du côté des tensions élevées par la tension d'avalanche  $V_{cBo}$ . Lorsque la polarisation augmente, cette excursion doit diminuer ce qui entraîne une perte de puissance. Cette perte pourrait être

compensée par l'augmentation du taux de multiplication mais celle-ci n'est pas suffisante pour qu'il en soit ainsi. En d'autres termes, la tension optimale de polarisation est de l'ordre de  $V_{cBo}/2$  comme pour les transistors bipolaires.

#### V.1.4. CONCLUSION

La recherche de l'optimisation des paramètres caractéristiques de la base et du collecteur et de la valeur de la polarisation montre que le fonctionnement dynamique du C.A.T.T. ne peut s'effectuer qu'avec un taux de multiplication limité et qu'il est difficile d'obtenir une amélioration très notable des performances. Dans ces conditions, le fonctionnement de type C.A.T.T. est très proche de celui du transistor bipolaire à quelques particularités près liées à la présence des porteurs produits par la multiplication. Ces particularités ont été analysées dans les diverses parties de notre étude, mais il nous a semblé bon de récapituler de manière synthétique les points essentiels qui marquent les différences de comportement du C.A.T.T. et du transistor bipolaire.

## V.2. ÉTUDE COMPARATIVE DU C.A.T.T. ET DU TRANSISTOR BIPOLAIRE

### V.2.1. JONCTION ÉMETTEUR BASE

Le mode d'injection des porteurs est identique pour les deux types de transistor. Les porteurs constituant le courant émetteur sont d'un seul type : des électrons dans le cas d'un émetteur de type N.

Dans le cas du C.A.T.T., ce courant aurait pu comporter également des trous générés par la multiplication dans le collecteur, mais compte tenu de leur énergie et des distances de thermalisation dans la base, cette hypothèse s'est avérée sans fondement. De ce fait, tant dans leur conception que dans leur fonctionnement, les émetteurs sont identiques pour les deux types de transistors.

#### V.2.2. REGION BASE

Dans cette région, les différences de comportement entre les deux types de transistors sont très importantes en régime statique et beaucoup moins en régime dynamique haute fréquence. En régime statique, le courant sortant par la connexion de base est constitué par des électrons en faible nombre dans le cas du transistor bipolaire et par des trous en grand nombre dans l'autre cas. Ceci se traduit par une faible défocalisation de l'injection du courant émetteur dans le premier cas et une focalisation de cette injection dans le second cas ; cette focalisation est d'autant plus forte que la multiplication des porteurs dans le collecteur est élevée. Ce phénomène est à l'origine du comportement très rapidement filamentaire de l'injection dans le C.A.T.T. et combiné à la réaction de charge d'espace, constitue un obstacle à l'obtention de taux de multiplication élevés. C'est pour cette raison qu'il est impossible d'envisager d'utiliser le C.A.T.T. en amplificateur H.F. classe A contrairement au transistor bipolaire [2]. La comparaison qui peut être faite en régime dynamique H.F. ne peut donc se rapporter qu'au régime classe B ou C.

Dans ce mode de fonctionnement, l'évolution temporelle des courants extérieurs  $I_E$  et  $I_C$  est représentée figure 7 aussi bien pour le C.A.T.T. que pour le transistor bipolaire. Le courant d'émetteur, d'origine thermoionique, a une forme impulsionnelle, le courant collecteur est dans les deux cas induit par le transit des électrons dans la zone collecteur. Pour un courant émetteur identique, l'amplitude du courant collecteur du C.A.T.T. est supérieure à celle du transistor bipolaire à cause de la multiplication. Le courant particulaire s'évacuant vers la connexion extérieure de base correspond à tout instant à la différence entre les courants d'émetteur et de collecteur. Pendant la presque totalité de l'injection du courant  $I_E$ , le courant base a un sens qui est celui habituellement rencontré en régime statique mais son amplitude peut être beaucoup plus grande et de ce fait entraîner une défocalisation très importante. A la fin de l'injection du courant émetteur, le courant  $I_E$  devient inférieur au courant  $I_C$ , il y a une

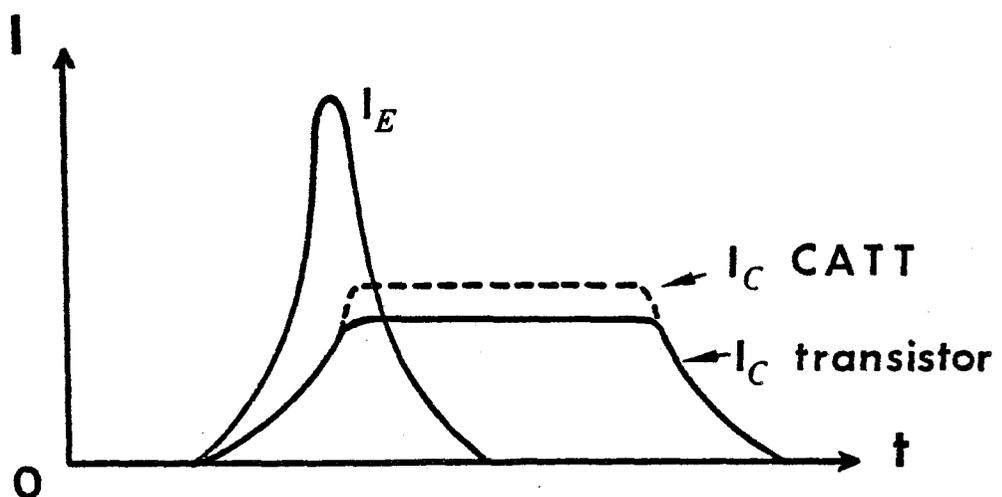


FIGURE 7 : Evolution des courants particuliers  $I_E$  et  $I_C$  en fonction du temps pour le C.A.T.T. et le transistor bipolaire.

inversion du courant de base et donc condition favorable à une focalisation du courant émetteur. Le courant collecteur étant plus élevé pour le C.A.T.T. que pour le transistor bipolaire, cette tendance à la focalisation à la fin de la phase d'injection aurait pu constituer un avantage en augmentant l'angle d'injection : c'est l'effet de trainage de la conduction de la jonction émetteur base qui était escompté par YU [3]. Nous avons vu qu'en fait deux éléments empêchent cet effet de se manifester de manière significative : tout d'abord la limitation du taux de multiplication liée à la réaction de charge d'espace, et d'autre part l'importance prise par les courants de déplacement au niveau de la jonction émetteur base ; ceux-ci sont très supérieurs aux courants particuliers et apportent une contribution importante à la défocalisation au début de l'injection du courant émetteur et constituent donc un handicap supplémentaire à l'apparition du phénomène de trainage. Il en résulte qu'en régime dynamique classe B ou C haute fréquence, le C.A.T.T. et le transistor bipolaire ont des comportements très voisins en ce qui concerne les phénomènes qui interviennent dans la région base. Dans les deux cas, il y a une forte défocalisation liée à l'existence des courants de déplacement.

### V.2.3. REGION COLLECTEUR

En régime statique la différence de comportement entre le C.A.T.T. et le transistor bipolaire est à rattacher essentiellement à la différence de structure du collecteur, c'est-à-dire à la présence d'une zone fort dopée en tête du collecteur dans le cas du C.A.T.T.. Cette zone étant le siège d'un champ électrique élevé, il en résulte une multiplication du courant pour des tensions collecteur base très

faibles, ce qui ne se produit pas dans le transistor bipolaire normal. Par ailleurs, le C.A.T.T. présente une tension de déchet qui peut atteindre une dizaine de volts et par conséquent la limite inférieure de la tension collecteur base est plus élevée que celle du transistor bipolaire.

En régime dynamique, classe B ou C, la différence entre les deux types de transistor est nettement moins marquée. Deux raisons en sont principalement la cause : le fait que l'injection du courant se produise au moment où la tension instantanée collecteur base a une valeur voisine de sa valeur minimum, et la réaction de charge d'espace. Ces deux phénomènes vont à l'encontre de la multiplication et limitent par conséquent le taux de multiplication à des valeurs plus faibles que celles que l'on pourrait atteindre en régime statique. C'est pour ce motif que le courant extérieur dans le circuit collecteur n'est que légèrement supérieur à celui que l'on aurait avec un transistor bipolaire.

#### V.2.4. CONCLUSION

La récapitulation que nous avons faite montre que, en régime statique, le fonctionnement du C.A.T.T. est totalement différent de celui du transistor bipolaire mais que, en régime dynamique, tant au niveau de la base qu'à celui du collecteur, les différences sont nettement moindres. Il apparaît donc que la conception technologique du C.A.T.T. bien que largement différente de celle du transistor bipolaire, n'apporte finalement pas de grosses modifications dans le fonctionnement surtout en régime dynamique. Jusqu'à présent nous n'avons pas considéré les répercussions sur les C.A.T.T. des limitations fondamentales des

transistors bipolaires que l'on rencontre dans des modes de fonctionnement extrêmes, à savoir l'effet KIRK [4] et le phénomène de claquage [5]. Nous nous proposons d'examiner ces points dans le paragraphe suivant.

### V.3. EFFET KIRK ET PHÉNOMÈNE DE CLAQUAGE DANS LE C.A.T.T.

L'effet KIRK et le claquage limitant fondamentalement les performances en puissance des transistors bipolaires, la question se pose de savoir dans quelle mesure l'avènement de ces phénomènes peut être modifié par la structure du collecteur de type C.A.T.T. et s'il est possible d'en espérer une amélioration, que ce soit dans un fonctionnement type C.A.T.T. ou transistor bipolaire. Pour répondre à cette question, il est évident qu'il serait nécessaire de faire de manière très complète une résolution bidimensionnelle des équations fondamentales du semiconducteur, aussi bien en régime statique qu'en régime dynamique classe C Haute Fréquence. Une telle étude déborderait largement le cadre de ce travail et nous nous contenterons d'aborder le problème par une simple étude qualitative ne portant que sur le régime statique.

#### V.3.1. EFFET KIRK

Cet effet est la conséquence du phénomène bien connu d'extension de base, ou de base induite, dont nous allons rappeler succinctement les éléments fondamentaux.

Dans le collecteur, le profil de champ électrique est donné par l'équation de Poisson

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (N(x) - n(x))$$

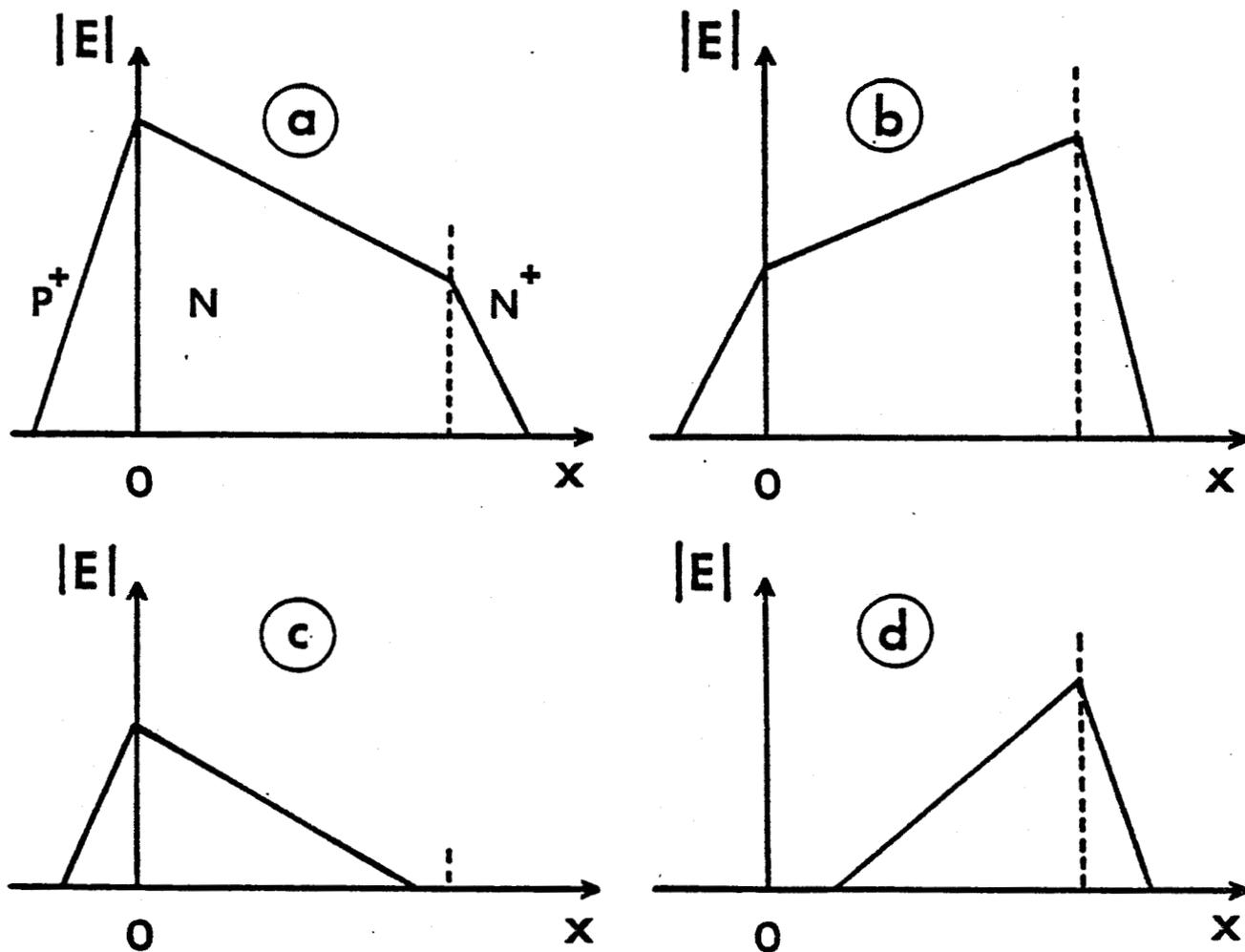
où  $N(x)$  est la concentration en atomes d'impuretés et  $n(x)$  la concentration en porteurs mobiles (électrons) à l'abscisse  $x$  à partir de la jonction métallurgique collecteur base. La concentration en électrons  $n(x)$  est reliée à la densité de courant injecté  $J$  par la relation

$$J = q n v - q D_n \frac{dn}{dx}$$

où  $v$  est la vitesse des électrons et  $D_n$  le coefficient de diffusion.

La pente du champ électrique est proportionnelle à  $(N(x) - n(x))$  et varie donc avec la densité de courant. Cette pente est négative aux faibles densités de courant et devient positive dès que la densité de courant devient supérieure à  $qN(x)/v$  si l'on néglige la composante due à la diffusion. Ces deux situations conduisent à des profils de champ électrique différents selon la valeur de la tension  $V_{CB}$  appliquée. Pour des tensions élevées mais inférieures à la tension d'avalanche on a les configurations de champ électrique données sur les figures 8a et 8b et pour les tensions faibles, on a les configurations des figures 8c et 8d. Dans ce dernier cas, on peut obtenir, pour les courants élevés, la présence en tête du collecteur d'une zone où le champ électrique est très faible, zone habituellement appelée base induite, qui a pour effet d'allonger artificiellement la base et le temps de transit qui est proportionnel au carré de son épaisseur quel que soit le régime d'injecti

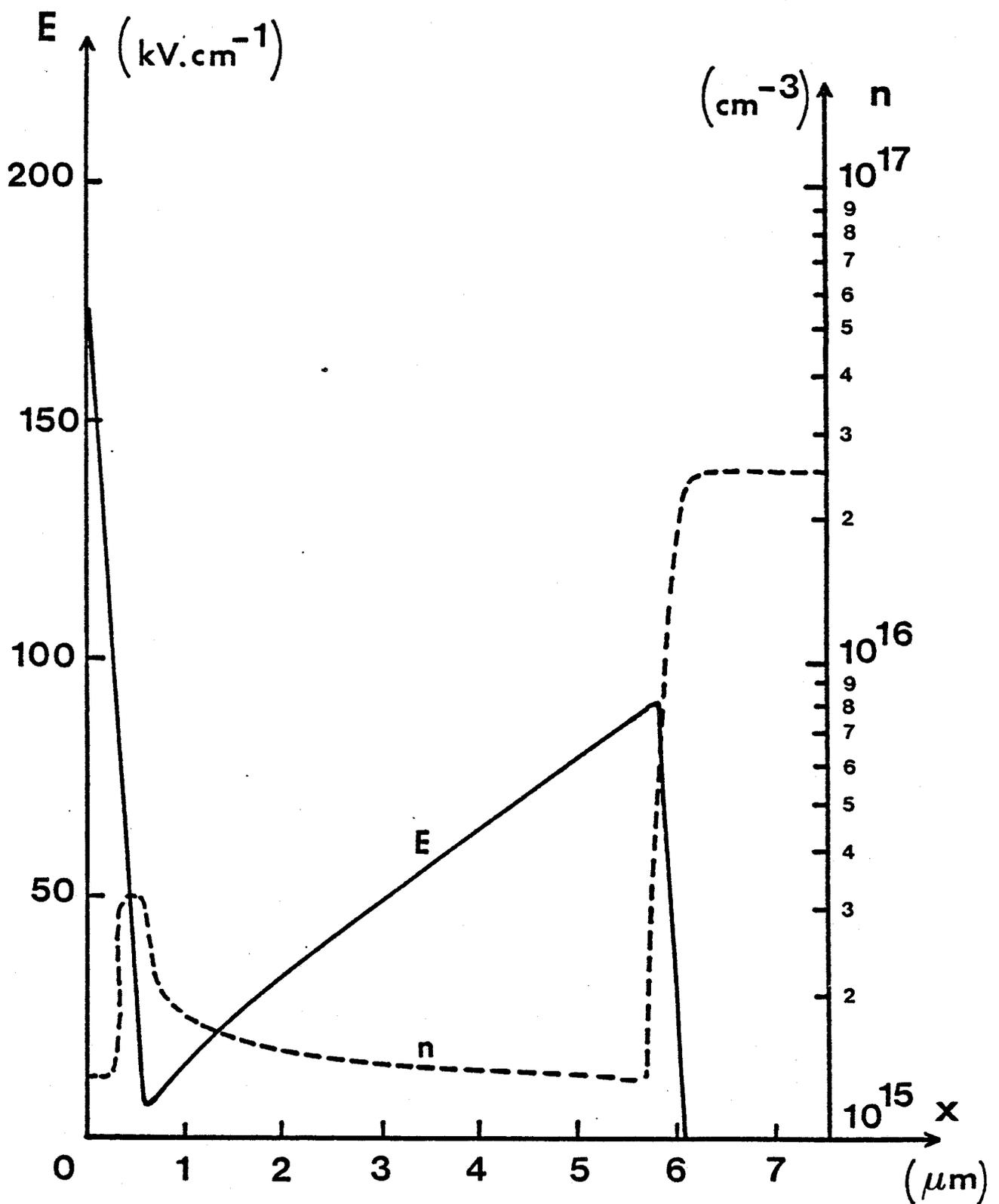
Cet allongement de la base peut entraîner une chute de la fréquence de coupure du transistor. Ce phénomène constitue une limitation fondamentale du transistor bipolaire. Pour éviter cet effet, on aurait tendance à utiliser des valeurs de dopage plus élevées dans l'espace collecteur, mais comme les tensions de claquage sont des fonctions décroissantes du dopage, il y a un compromis à trouver entre ces deux exigences contradictoires.



**FIGURE 8** : Profils du champ électrique à tension de polarisation élevée (a et b) et faible (c et d), à courant élevé (b et d) et faible (a et c).

On peut se demander si une autre façon d'éviter l'effet Kirk ne pourrait pas être fournie par l'utilisation comme dans le C.A.T.T. d'un profil de dopage de type Hi Lo, conçu pour donner la même tension de claquage que le transistor bipolaire ; l'existence d'un champ électrique et d'un dopage élevés en tête du collecteur pourrait contribuer à limiter fortement le phénomène de recul de base [6].

La comparaison des aptitudes des deux types de profil collecteur en ce qui concerne l'effet Kirk nécessite une étude très complète du fonctionnement en haute fréquence et en régime d'amplification de ces dispositifs et de l'évolution temporelle du profil de champ électrique instantané dans la zone de collecteur. Une telle étude est actuellement menée dans notre laboratoire par DRUELLE [7] dans le cadre d'un travail portant sur les fonctionnements particuliers des transistors bipolaires. Nous nous contentons ici d'indiquer, à partir d'une étude simple en régime statique, les évolutions spatiales du champ électrique et du mouvement des porteurs dans un collecteur ayant un profil de dopage Hi Lo. A titre d'exemple, la figure 9 montre la carte du champ électrique obtenue pour un profil de dopage de  $2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  sur  $0,6 \mu$  et  $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  sur  $5 \mu$  avec une densité de courant d'injection de  $2\,000 \text{ A/cm}^2$  et une tension collecteur base de  $32 \text{ V}$ , la jonction collecteur base étant supposée abrupte. Dans la partie du collecteur la plus voisine de la base, la concentration équivalente  $n$  des porteurs mobiles est donnée par le courant d'injection c'est-à-dire est de l'ordre de  $1,25 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  donc nettement inférieure au dopage à cet endroit, et le champ électrique décroît dans cette zone. Dans la partie "Lo" du collecteur, la situation est inversée et le champ électrique y est croissant jusqu'à ce que l'on atteigne le substrat.



**FIGURE 9** : Profil du champ électrique et concentration des porteurs mobiles pour un courant d'injection de  $2\ 000\ \text{A}/\text{cm}^2$  et une tension de polarisation de 32 V.

Sur cet exemple, il n'apparaît pas de recul de base du collecteur, celle-ci étant effectivement bloquée par la présence d'un champ électrique élevé. Par contre, dans la région du transistor entre les zones Hi et Lo, le champ électrique passe par un minimum. On conçoit qu'il soit important que ce minimum ait une valeur suffisamment élevée pour que le mouvement des porteurs s'effectue sur toute la longueur du collecteur à vitesse limite. Dans le cas contraire, les porteurs se déplaceraient en régime de mobilité : ceci pourrait entraîner une dissipation de puissance, donc une diminution de la puissance de sortie, du gain et du rendement. Il n'est donc pas évident que cet effet n'entraîne pas une limitation plus importante que celle liée au recul de base.

### V.3.2. CLAQUAGE DANS LA ZONE COLLECTEUR

Au cours des essais réalisés tant à la General Electric par ESCHBACH [8] que dans notre laboratoire, il est apparu que le C.A.T.T. présentait une robustesse très supérieure à celle des transistors bipolaires usuels, en fonctionnement classique classe C. Dans la mesure où le claquage se produit dans le volume du collecteur et non à sa périphérie, une explication simple de cette robustesse peut être fournie à partir des caractéristiques  $I(V)$  de ces deux composants. En effet, aussi bien les courbes théoriques que les courbes expérimentales étudiées aux chapitres précédents ont mis clairement en évidence qu'un profil collecteur de type Hi Lo permettait une progressivité de la mise en avalanche, ce qui n'est pas le cas des profils plats. La figure 10 rappelle les caractéristiques  $I(V)$  obtenues pour l'un et l'autre profil. On y constate que, pour un courant émetteur nul, il est

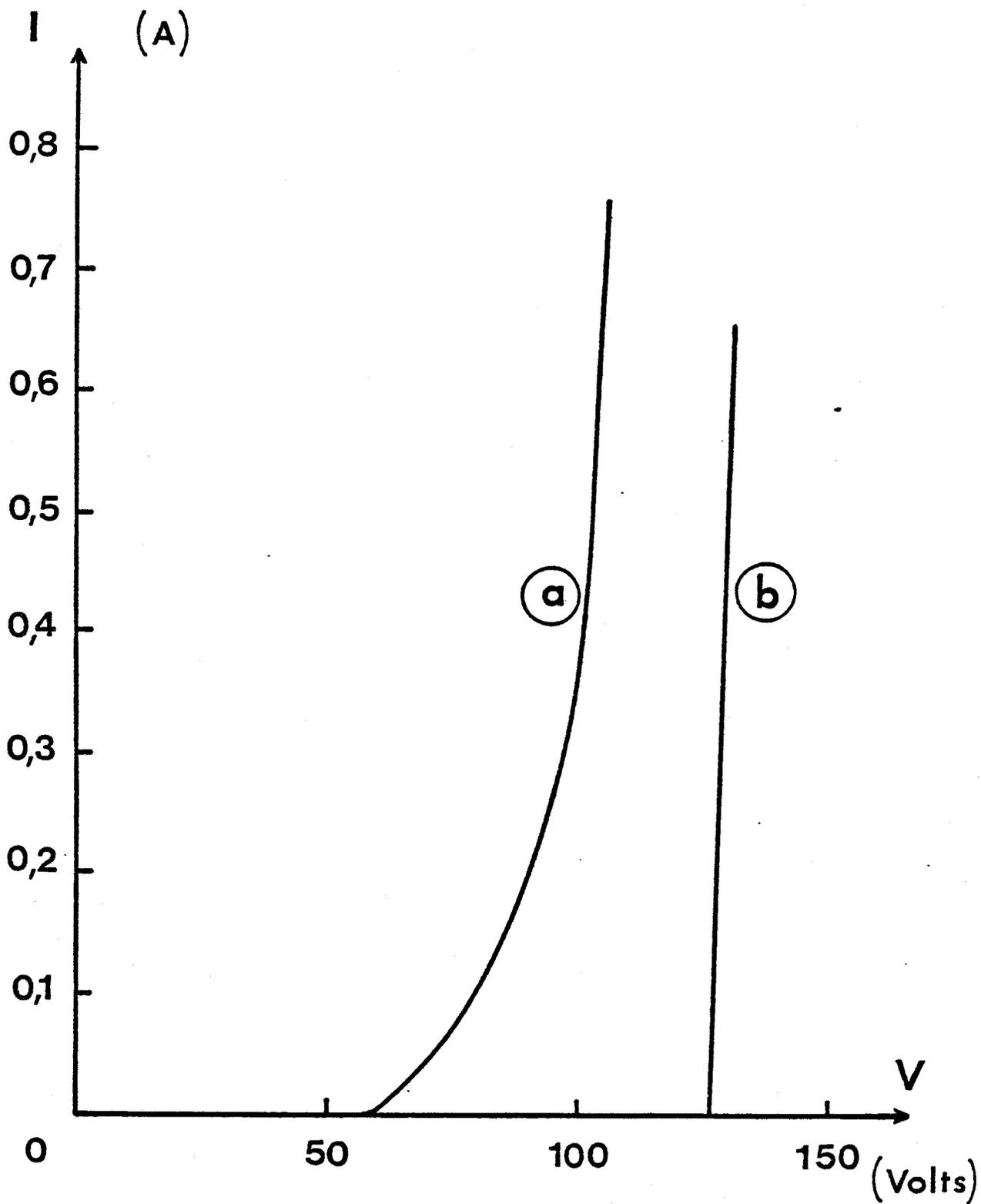


FIGURE 10 : Caractéristiques  $I = f(V)$   
 a) diode Hi Lo    b) diode PIN

nécessaire de faire subir une variation de tension de 40 V à la tension collecteur base pour atteindre un courant de 400 mA pour le profil Hi Lo, alors que pour le profil plat, une variation de tension inférieure à 5 V suffit pour obtenir la même variation de courant. Le même type de comportement se retrouve pour des courants d'émetteur non nuls. Il est aisément concevable que cette progressivité de la montée en courant en fonction de la tension puisse être un facteur de robustesse.

Un autre facteur de robustesse du C.A.T.T. réside d'une part dans la différence de conception de la jonction collecteur base par rapport au transistor bipolaire usuel, et, d'autre part, de la maîtrise technologique des claquages parasites. Des tensions de claquage beaucoup plus élevées ont été obtenues, correspondant au claquage en volume et non aux claquages périphériques. Ceci a été rendu possible grâce :

- à l'utilisation de profils de collecteur différenciés ;
- à la localisation de la zone Hi sous les doigts d'émetteur ;
- au faible dopage de la zone Lo ;
- à l'anneau de garde situé au delà de la zone Hi et se trouvant en face d'une région du collecteur de faible dopage.

#### V.4. CONCLUSION

L'étude d'optimisation du C.A.T.T. présentée au début de ce chapitre a montré qu'il était possible d'améliorer les performances en multiplication en choisissant une longueur de collecteur supérieure

à celle utilisée dans l'ensemble de l'étude, et une résistivité de base plus faible. Toutefois, cette amélioration demeure limitée en raison de l'antagonisme entre les différents phénomènes en présence. Ainsi, l'allongement du collecteur favorable à la multiplication devrait permettre d'augmenter l'amplitude du courant collecteur, mais en réalité, il est aussi une cause de diminution de la composante fondamentale de ce courant en raison de l'effet de transit.

La récapitulation que nous avons présentée sur les fonctionnements comparés du C.A.T.T. et du transistor bipolaire a souligné les importantes différences existant en régime statique, et par contre, le faible écart de comportement en régime dynamique H.F. dans les conditions d'amplification de puissance classe B ou C. Il est ainsi apparu qu'aux hautes fréquences, l'intérêt potentiel de la multiplication est, en fait, estompée par les effets de ligne à retard de la base et de transit dans le collecteur, effets qui d'ailleurs sont toujours présents dans les transistors bipolaires. L'intérêt essentiel du C.A.T.T. réside donc finalement dans la possibilité d'obtenir des puissances de sortie plus élevées qu'avec les transistors bipolaires usuels, et des gains comparables.

A la fin de ce chapitre, nous avons discuté dans un esprit prospectif, de l'intérêt que pourrait éventuellement présenter l'utilisation d'un profil de collecteur de type C.A.T.T. en ce qui concerne les limitations fondamentales des transistors bipolaires, à savoir l'effet Kirk et le claquage en volume dans le collecteur. Cette discussion limitée à des considérations simples en régime statique laisse envisager certaines améliorations. En particulier, l'extrême progressivité de la mise en avalanche de ce type de jonction devrait être une garantie de

robustesse, ce qui semble avoir été confirmé par l'expérience. Une étude approfondie concernant les divers régimes de fonctionnement en haute fréquence s'avérerait cependant indispensable pour déterminer plus clairement les avantages potentiels de cette nouvelle technologie.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

=====

- [1] CARROLL J.E.  
*"Hot electrons microwave generators"*  
E. Arnold Ltd London.
- [2] TESZNER S., TESZNER J.L.  
*"Microwave power semiconductor devices II"*  
Adv. Electron. Phys. 44, pp. 141-219 (1977).
- [3] YU S.P., TANTRAPORN W., ESHBACH J.R.  
*"Theory of a new three-terminal microwave power amplifier"*  
I.E.E.E. Trans. ED 23, pp. 332-343 (1976).
- [4] KIRK C.T.  
*"A Theory of transistor cut off frequency fall of at high current densities"*  
Trans. IRE ED 9, pp. 164-174 (1962).
- [5] SCHAFFT H.A.  
*"A survey of second Breakdown"*  
I.E.E.E. Trans. ED 13, pp. 613-618 (1966).
- [6] YU S.P., CADY W.R., TANTRAPORN W., ESHBACH J.R.  
*"An S-Band C.A.T.T."*  
V Biennial Cornell Elect. Eng. Conf. Cornell University Ithaca (1975).
- [7] DRUELLE Y.  
Thèse d'Etat (à paraître).
- [8] ESHBACH J.R., YU S.P., CADY W.R., LAVOO N.T.  
*"Performance and circuit characteristics of C.A.T.T.S."*  
8th European microwave conference (1978).

## CONCLUSION

Le travail que nous venons de présenter avait pour objectif d'étudier la faisabilité d'un transistor à avalanche contrôlée et à temps de transit (C.A.T.T.). Il s'agissait de savoir si l'utilisation des phénomènes d'avalanche et de transit dans le collecteur d'un transistor bipolaire microonde pouvait en améliorer nettement les performances.

L'étude préliminaire a montré que pour obtenir les performances les plus intéressantes, le régime de fonctionnement devait être intermédiaire entre celui d'un transistor classe C et celui d'une diode A.T.T. commandée. Des structures de la zone de collecteur à profils de dopage de type Lo Hi Lo et Hi Lo permettant le mieux de satisfaire ce compromis ont été définies et réalisées. Ces structures présentant des taux de multiplication de quelques unités sur une très large plage

de tension collecteur base ont permis d'obtenir un régime de fonctionnement en multiplication contrôlée.

L'étude aussi bien théorique qu'expérimentale a montré très rapidement l'existence de limitations fondamentales dans le fonctionnement en régime d'avalanche contrôlée, en particulier, il est apparu que les taux de multiplication restaient faibles tant en régime statique qu'en régime dynamique.

Une modélisation prenant simultanément en compte la multiplication et le transit des porteurs dans la région collecteur ainsi que les effets bidimensionnels dans la base a permis de mettre en évidence les phénomènes limitatifs essentiels :

- la réaction de charge d'espace dans la zone désertée de collecteur ;
- le phénomène de focalisation-défocalisation du courant émetteur en régime dynamique.

La conséquence essentielle de ces limitations résulte dans le fait qu'il n'y a pas un écart suffisamment important entre les performances du C.A.T.T. et du transistor bipolaire pour que le C.A.T.T. puisse s'imposer de façon indiscutable, compte tenu de la plus grande complexité.

Outre une compréhension physique profonde des mécanismes fondamentaux et des limitations essentielles des transistors à avalanche contrôlée et temps de transit, notre étude a permis d'obtenir un certain nombre de résultats dont les retombées pourraient s'avérer

intéressantes.

Sur le plan théorique, nous avons mis au point une modélisation qui peut être appliquée, moyennant quelques modifications à l'analyse générale du fonctionnement des transistors bipolaires micro-ondes et plus particulièrement à l'étude des effets de focalisation-défocalisation et de réaction de charge d'espace en régime dynamique classe C, ce qui à notre connaissance n'a pas encore été fait de façon complète.

Du point de vue technologique, un nouveau type de profil de collecteur a été conçu et, grâce à une excellente maîtrise des techniques de prévention des claquages périphériques, a permis d'obtenir des tensions d'avalanche beaucoup plus élevées que celles des transistors bipolaires usuels.

Un autre avantage de cette nouvelle technologie a été de permettre à la fois une tension de polarisation et une excursion de tension de sortie élevées, entraînant la production de puissance de sortie supérieure à celle des transistors bipolaires avec des gains comparables.

Par ailleurs, la structure C.A.T.T. s'est révélée plus résistante aux effets destructifs liés au claquage : cette propriété étant, semble-t-il, une conséquence de la plus grande progressivité de la mise en avalanche.

Si donc en règle générale, les avantages potentiels du C.A.T.T. ne sont pas suffisants pour justifier une plus grande complexité

de la technologie, les structures correspondantes pourraient constituer une solution intéressante dans le cas où la recherche de performance optimale est prioritaire.

## BIBLIOGRAPHIE

=====

G. REY, P. LETURCO

"Théorie approfondie du transistor bipolaire"

Masson 1972.

Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Fundamental limitations of the controlled avalanche transit time transistor (CATT)"

Solid St Elect. (à paraître).

P.L. HOWER, W.G. EINTHOVEN

"Emitter current crowding in high voltage transistors"

IEEE Trans. ED 25, pp. 465-471, 1978.

S.M. SZE

"Physics of semiconductor devices"

Wiley, 1969.

R.L. PRITCHARD

"Electrical characteristic of transistors"

Mc Graw Hill, 1967.

A. NGUYEN QUANG

"Small signal equivalent circuit for impatts transistors"

Electron. Lett. Vol. 11, pp. 503-504, 1975.

S.P. YU, W.R. CADY, J.R. ESHBACH, W. TANTRAPORN

"Hot hole effects and experimental results on the CATT at S-band"

IEEE Trans. ED 22, p. 1066, 1975.

S.P. GAUR

"Avalanche multiplication region operation of npn-n<sup>+</sup> power transistors"

Elec. Letters, Vol. 12, n° 7, 1976.

J.E. CARROLL, A.M. WINSTANLEY, P.J. HORSBURG

"Experimental and theoretical studies of avalanche transistors"  
5th European Microwave Conference, Hambourg, 1975.

M. ARMAND, G. SALMER, Y. CROSNIER, Y. DRUELLE

"Etude et réalisation de dispositifs hyperfréquences à temps de transit et injection par effet transistor"  
Rapport final, Contrat D.G.R.S.T. 75 70685.

M. BONIS, Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Etude d'un transistor hyperfréquence en silicium à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T."  
1er Compte-Rendu, Déc. 1977, Contrat DRET 77 34 104.

M. BONIS, Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Etude d'un transistor hyperfréquence en silicium à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T."  
2e Compte-Rendu, Mars 1978, Contrat DRET 77 34 104.

M. BONIS, Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Etude d'un transistor hyperfréquence en silicium à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T."  
3e Compte-Rendu, juin 1978, Contrat DRET 77 34 104.

M. BONIS, G. GIMINE, Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance en silicium à avalanche contrôlée et à temps de transit C.A.T.T."  
4e Compte-Rendu, Octobre 1978, Contrat DRET, 77 34 104.

M. BONIS, G. GIMINE, P. PARIS, Y. CROSNIER, H. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER

"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance en silicium à avalanche contrôlée et à temps de transit C.A.T.T."  
5e Compte-Rendu, Janvier 1979, Contrat DRET 77 34 104.

M. BONIS

"Etude d'un transistor hyperfréquence de puissance en silicium à avalanche contrôlée et à temps de transit C.A.T.T."  
6e Compte-Rendu, Mai 1979, Contrat DRET, 77 34 104.

## ANNEXE I

### TRAITEMENT NUMERIQUE DE LA DIODE A.T.T. AVEC COURANT D'INJECTION

#### TRAITEMENT DE LA ZONE D'AVALANCHE

La zone d'avalanche est caractérisée par l'équation de LEE  
comme nous l'avons indiqué dans notre travail. Cette équation s'écrit :

$$\frac{\exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_n + \alpha_p)} \frac{dI_c}{dt} = I_c \left[ \frac{\alpha_p}{\alpha_n - \alpha_p} (\exp(\alpha_n - \alpha_p) - 1) \right] + I_s(t) \exp(\alpha_n - \alpha_p) \delta$$

En divisant la période T en N éléments  $\Delta t$  nous obtenons  
à l'instant  $t = k\Delta t$  une équation aux différences finies.

$$\frac{\exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_n^k - \alpha_p^k)} \frac{I_c^k - I_c^{k-1}}{\Delta t} = I_c^k \left[ \frac{\alpha_p^k}{\alpha_n^k - \alpha_p^k} (\exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta - 1) \right] + I_s^k \exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta$$

ou encore :

$$I_c^k = \left\{ \frac{I_c^{k-1}}{\Delta t} \frac{\exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta}{(v_n + v_p)(\alpha_n^k - \alpha_p^k)} + I_s^k \exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta \right\} /$$

$$\frac{1}{\Delta t} \frac{\exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k)}{(v_n + v_p)(\alpha_n^k - \alpha_p^k)} - \frac{\alpha_n^k}{\alpha_n^k - \alpha_p^k} (\exp(\alpha_n^k - \alpha_p^k) \delta - 1)$$

Rappelons que  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont des fonctions du champ électrique  $E(t)$  régnant dans la zone d'avalanche.

Dans cette équation, le courant  $I_c$  doit satisfaire à deux conditions :

- sa périodicité est telle que  $I_c(T) = I_c(0)$
- sa valeur moyenne doit être égale au courant de polarisation.

Pour connaître le courant à l'instant  $t$ , il est nécessaire de la connaître à l'instant  $t-1$ . Ceci nous conduit à imposer une condition initiale à l'instant  $t = 0$ . En considérant que la zone d'avalanche est du point de vue électrique équivalente à une self et à une résistance nous prenons la valeur  $I_c(0) = 0$  qui correspond à la valeur du courant à l'instant initial lors de la fermeture de l'interrupteur d'un circuit

comprenant une self, une résistance et une source de tension ; ce circuit étant initialement au repos. Pour obtenir le régime permanent, c'est-à-dire  $I_c(T) = I_c(0)$ , il faut calculer pendant un temps  $t$  égal à quelques périodes.

Une fois cette égalité obtenue nous calculons la valeur moyenne  $\langle I_c \rangle$  de  $I_c(t)$  que nous comparons à la valeur du courant de polarisation  $I_0$ . Si elles sont différentes, nous faisons varier le champ électrique d'une valeur  $\pm \Delta E$  suivant que  $I_c$  moyen est supérieur ou inférieur à  $I_0$ . L'organigramme ci-dessous résume la méthode de calcul.

#### TRAITEMENT DE LA ZONE DE TRANSIT

A partir de l'équation de Poisson

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = - \frac{q}{\epsilon} [N_D(x) - n(x,t)]$$

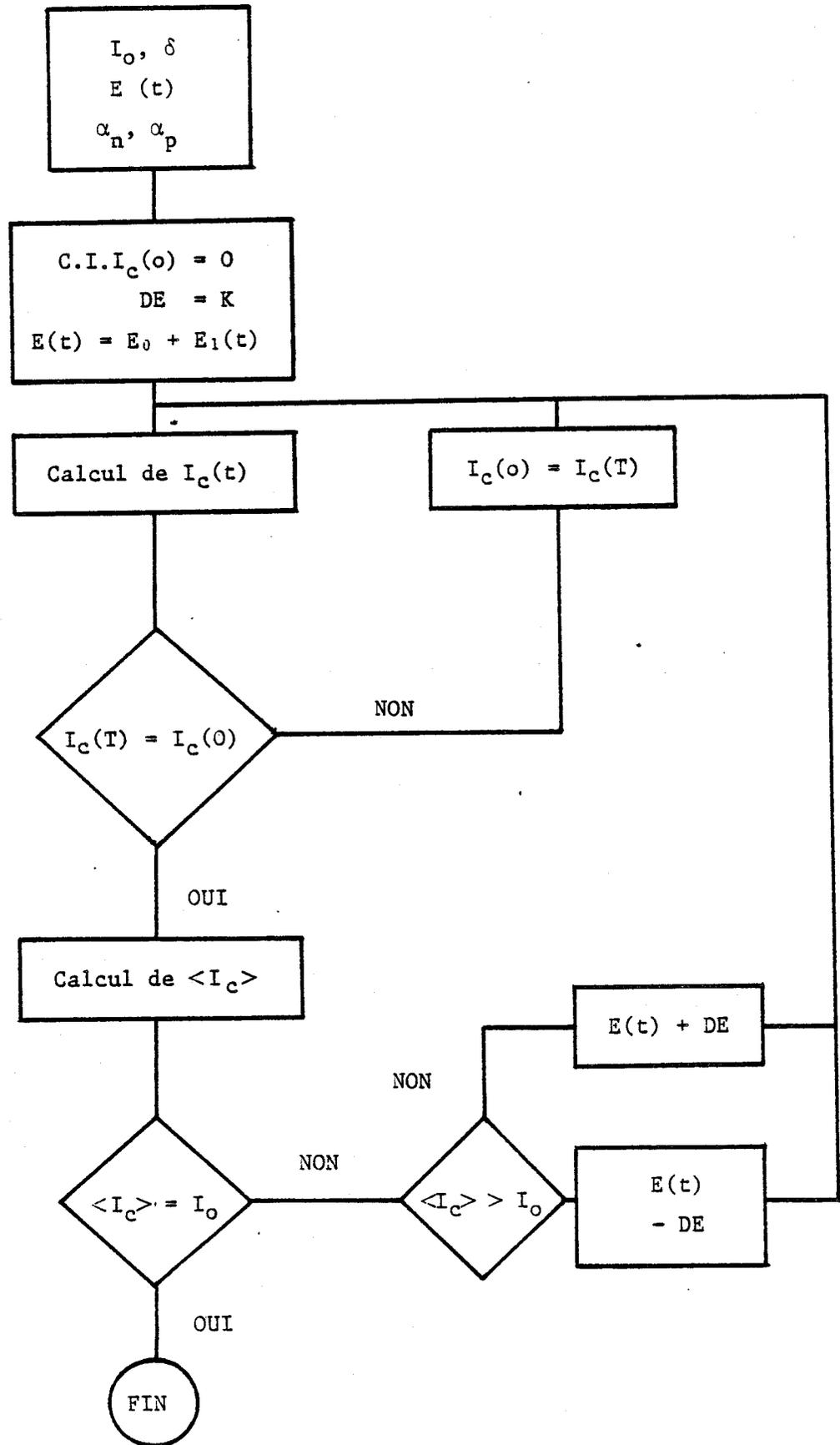
et de l'équation de conservation de la densité de courant total

$$J_T(t) = J_n(x,t) + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$$

où  $J_n(x,t)$  représente la densité du courant de conduction

$$J_n(x,t) = qn(x,t) v[E(x,t)] - qD[E(x,t)] \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$$

et  $\epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial x}$  la densité du courant de déplacement.



En ne conservant que le champ électrique, nous obtenons :

$$J_T(t) = qv [E(x,t)] \left\{ N_D(x) + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \right\} - qD [E(x,t)]$$

$$\left\{ \frac{dN_D(x)}{dx} + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} \right\} + \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$$

Cette équation non linéaire aux dérivées partielles, où la seule inconnue est le champ électrique, peut se mettre sous la forme d'une équation aux différences finies suivant la méthode indiquée au chapitre III. Pour les mêmes raisons, l'équation peut ensuite être mise sous la forme matricielle

$$[T_{ij}^{k-1}] [E_i^k] = [\delta_i^{k-1}]$$

et résolue par la méthode du double balayage décrite dans l'annexe suivante.

## ANNEXE II

### TRAITEMENT NUMERIQUE DU SYSTEME D'EQUATIONS (III-11)

Le système III-11 est un système de M équations linéaires comportant M + 2 inconnues ; ce système est donc complété par les deux conditions aux limites que nous rappelons

$$x = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

$$x = l \quad V(l, t) = V_{BE}(t)$$

Pour faire apparaître plus aisément l'algorithme de calcul, nous allons écrire l'équation III-10 sous une forme normalisée en multipliant tous les membres par la quantité  $-\frac{\Delta t}{R_b C U_T}$  où  $U_T$  est le potentiel thermodynamique

$$\begin{aligned} & \frac{V_{i+1}^k}{U_T} \left( -\frac{\Delta t}{\Delta x^2 R_b C} \right) + \frac{V_i^k}{U_T} \left( 1 + \frac{2\Delta t}{\Delta x^2 R_b C} \right) + \frac{V_{i-1}^k}{U_T} \left( -\frac{\Delta t}{\Delta x^2 R_b C} \right) \\ & = \frac{V_i^{k-1}}{U_T} + \frac{\Delta t}{C U_T} (J_{C_i}^{k-1} - J_{E_i}^{k-1}) - \frac{L\varepsilon}{W C U_T} (V_{cB}^k - V_{cB}^{k-1}) \end{aligned}$$

en posant  $\frac{V}{U_T} = \bar{V}$      $\alpha_i = -\frac{\Delta t}{\Delta x^2 R_b C}$      $\beta_i = 1 + 2\frac{\Delta t}{\Delta x^2 R_b C}$      $\gamma_i = -\frac{\Delta t}{\Delta x^2 R_b C}$

$$\delta_i^{k-1} = \frac{V_i^{k-1}}{U_T} + \frac{\Delta t}{CU_T} (J_{c_i}^{k-1} - J_{E_i}^{k-1}) - \frac{L\epsilon}{WCU_T} (V_{cB}^k - V_{cB}^{k-1})$$

Nous obtenons alors

$$\bar{V}_{i+1}^k \gamma_i^{k-1} + \bar{V}_i^k \beta_i^{k-1} + \bar{V}_{i-1}^k \alpha_i^{k-1} = \delta_i^{k-1}$$

la matrice  $[T_{ij}^{k-1}]$  est une matrice tridiagonale ce qui permet une résolution rapide par la méthode dite du double balayage.

A l'instant  $t = k$  t écrivons les équations pour  $i = 1, 2, 3, \dots, n$  (nous ne tiendrons plus compte des indices  $k$  et  $k-1$ ).

$i = 1$

$$\alpha_1 \bar{V}_0 + \beta_1 \bar{V}_1 + \gamma_1 \bar{V}_2 = \delta_1$$

$$\bar{V}_1 = \frac{\delta_1 - \alpha_1 \bar{V}_0}{\beta_1} - \frac{\gamma_1}{\beta_1} \bar{V}_2$$

$$\bar{V}_1 = A_1 + B_1 \bar{V}_2$$

$$\text{avec } A_1 = \frac{\delta_1 - \alpha_1 \bar{V}_0}{\beta_1} \quad \text{et } B_1 = -\frac{\gamma_1}{\beta_1}$$

$$\underline{i = 2}$$

$$\alpha_2 \bar{V}_1 + \beta_2 \bar{V}_2 + \gamma_2 \bar{V}_3 = \delta_2$$

$$\alpha_2 (A_1 + B_1 \bar{V}_2) + \beta_2 \bar{V}_2 + \gamma_2 \bar{V}_3 = \delta_2$$

$$\alpha_2 A_1 + (\alpha_2 B_1 + \beta_2) \bar{V}_2 + \gamma_2 \bar{V}_3 = \delta_2$$

$$\bar{V}_2 = \frac{\delta_2 - \alpha_2 A_1}{\alpha_2 B_1 + \beta_2} - \frac{\gamma_2}{\alpha_2 B_1 + \beta_2} \bar{V}_3$$

$$\bar{V}_2 = A_2 + B_2 \bar{V}_3$$

$$\text{avec } A_2 = \frac{\delta_2 - \alpha_2 A_1}{\alpha_2 B_1 + \beta_2}$$

$$B_2 = - \frac{\gamma_2}{\alpha_2 B_1 + \beta_2}$$

$$\underline{i = 3}$$

$$\bar{V}_3 = \frac{\delta_3 - \alpha_3 A_2}{\alpha_3 B_2 + \beta_3} - \frac{\gamma_3}{\beta_3 + \alpha_3 B_2} \bar{V}_4$$

$$\underline{i = n - 1}$$

$$\bar{V}_{n-1} = A_{n-1} + B_{n-1} \bar{V}_n$$

$$\underline{i = n}$$

$$\bar{V}_n = A_n + B_n V_{n+1}$$

avec

$$A_n = \frac{\delta_n - \alpha_n A_{n-1}}{\alpha_n B_{n-1} + B_n}$$

$$B_n = - \frac{\gamma_n}{\alpha_n B_{n-1} + B_n}$$

Nous obtenons ainsi des relations reliant les tensions  $V_i$  et  $V_{i+1}$  pour toutes les valeurs de  $i$  comprises entre 0 et  $M$ . Il s'agit maintenant à partir des conditions aux limites de déterminer les valeurs des tensions pour toutes les valeurs de  $i$ .

$$\underline{i = 0}$$

$$A_0 = \bar{V}_0$$

$$B_0 = 0$$

$$\underline{i = m + 1}$$

$$\bar{V}_{m+1} = \bar{V}_m$$

Nous avons alors :

$$\gamma_m \bar{V}_{m+1} + \beta_m \bar{V}_m + \alpha_m \bar{V}_{m-1} = \delta_m$$

$$(\gamma_m + \beta_m) \bar{V}_m + \alpha_m \bar{V}_{m-1} = \delta_m$$

or

$$\bar{V}_{m-1} = A_{m-1} + B_{m-1} \bar{V}_m$$

$$(\gamma_m + \beta_m + \alpha_m B_{m-1}) \bar{V}_m = \delta_m - \alpha_m A_{m-1}$$

d'où

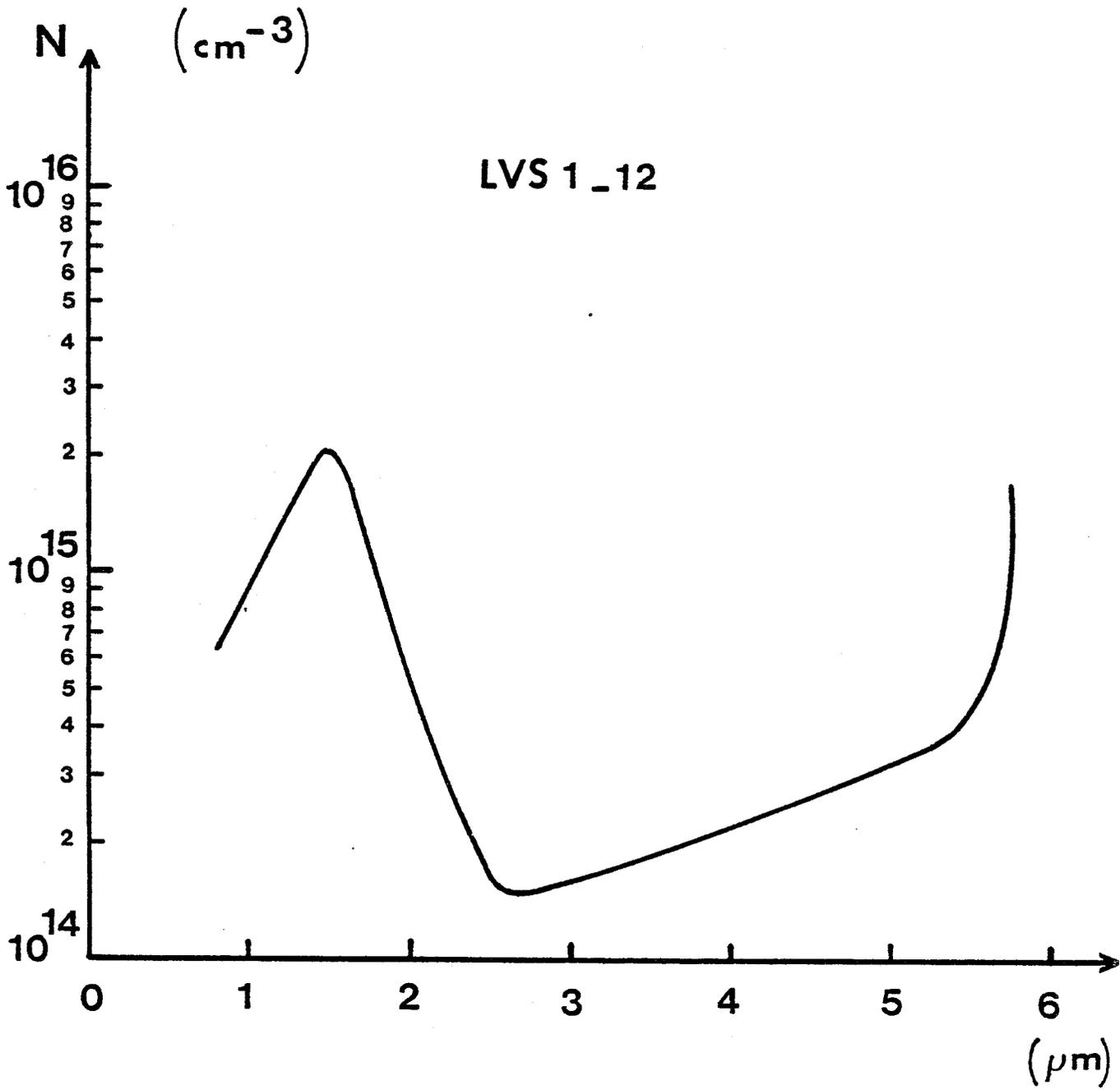
$$\bar{V}_m = \frac{\delta_m - \alpha_m A_{m-1}}{\beta_m + \gamma_m + \alpha_m B_{m-1}}$$

Nous voyons donc que nous pouvons connaître  $\bar{V}_m$  à partir de  $\bar{V}_{m+1}$  et ainsi de suite en remontant de  $i = m$  à  $i = 1$ . L'algorithme que nous venons de détailler pour  $t = k\Delta t$  est appliqué à tous les instants  $t$ .

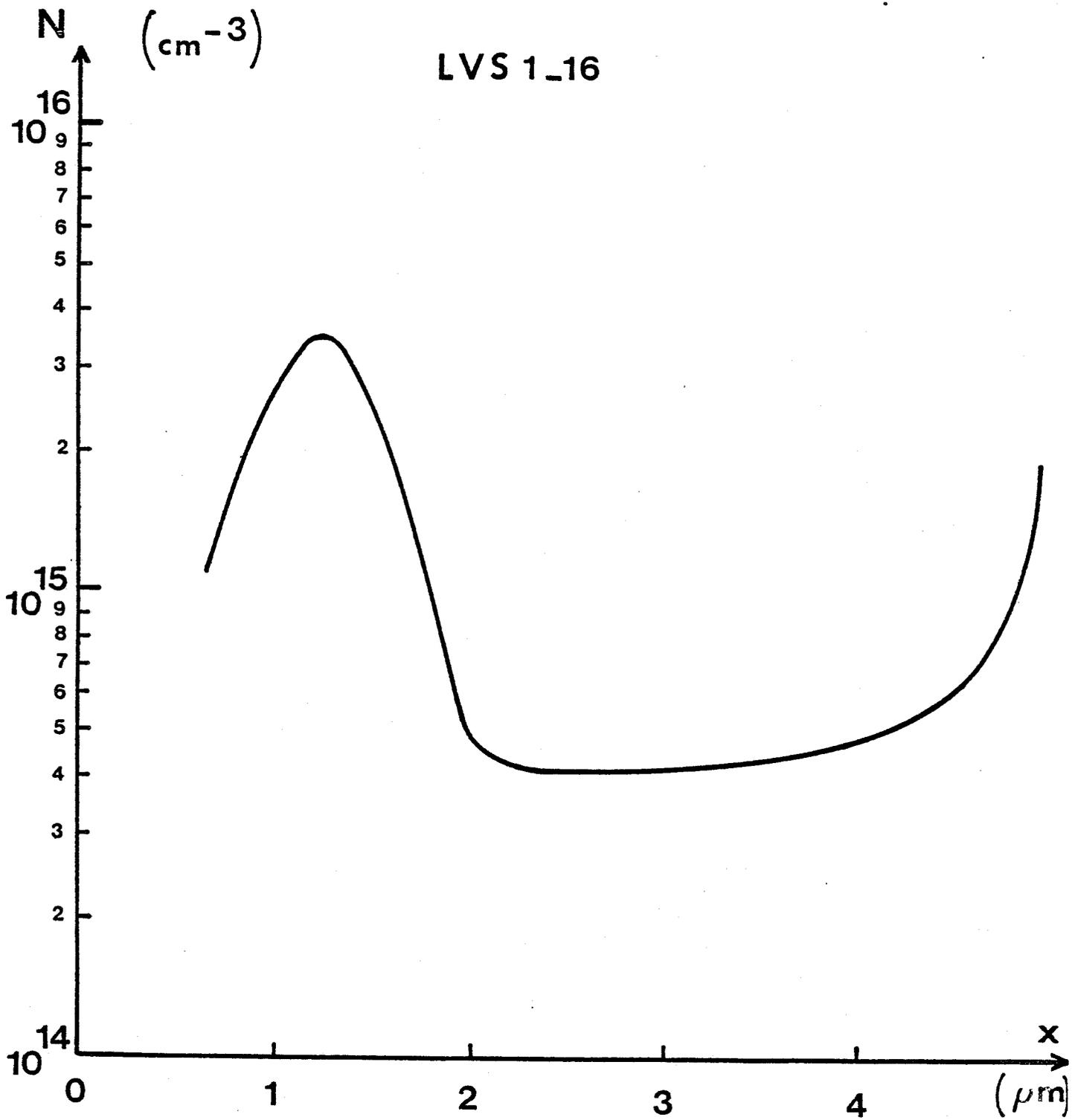
ANNEXE III

PROFIL DE DOPAGE DU COLLECTEUR DES C.A.T.T.

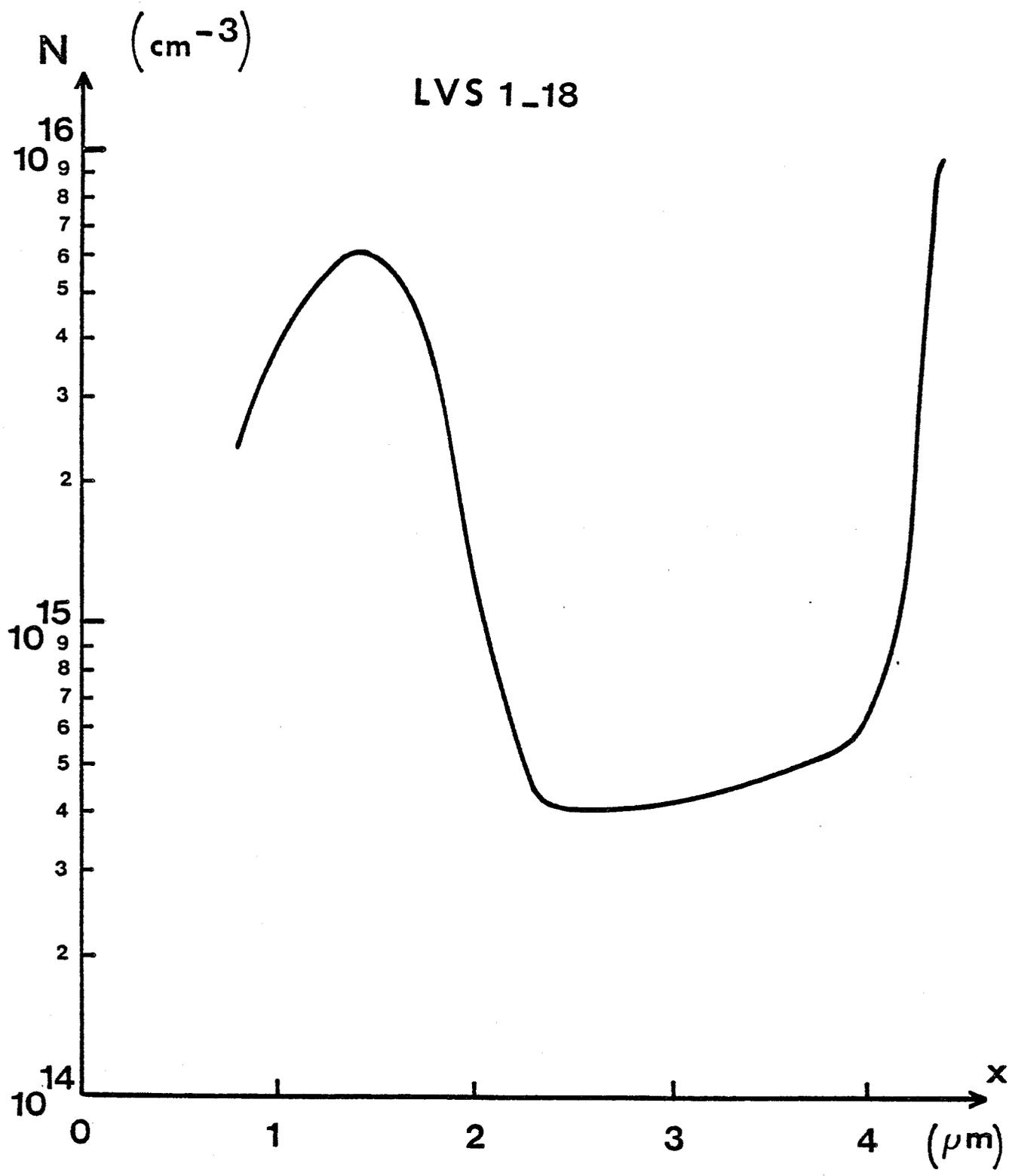
Série LVS 1-12	LVS 1-16	LVS 1-18	Structure Lo Hi Lo
Série LVS 2-1	LVS 2-2	LVS 3-2	Structure Hi Lo

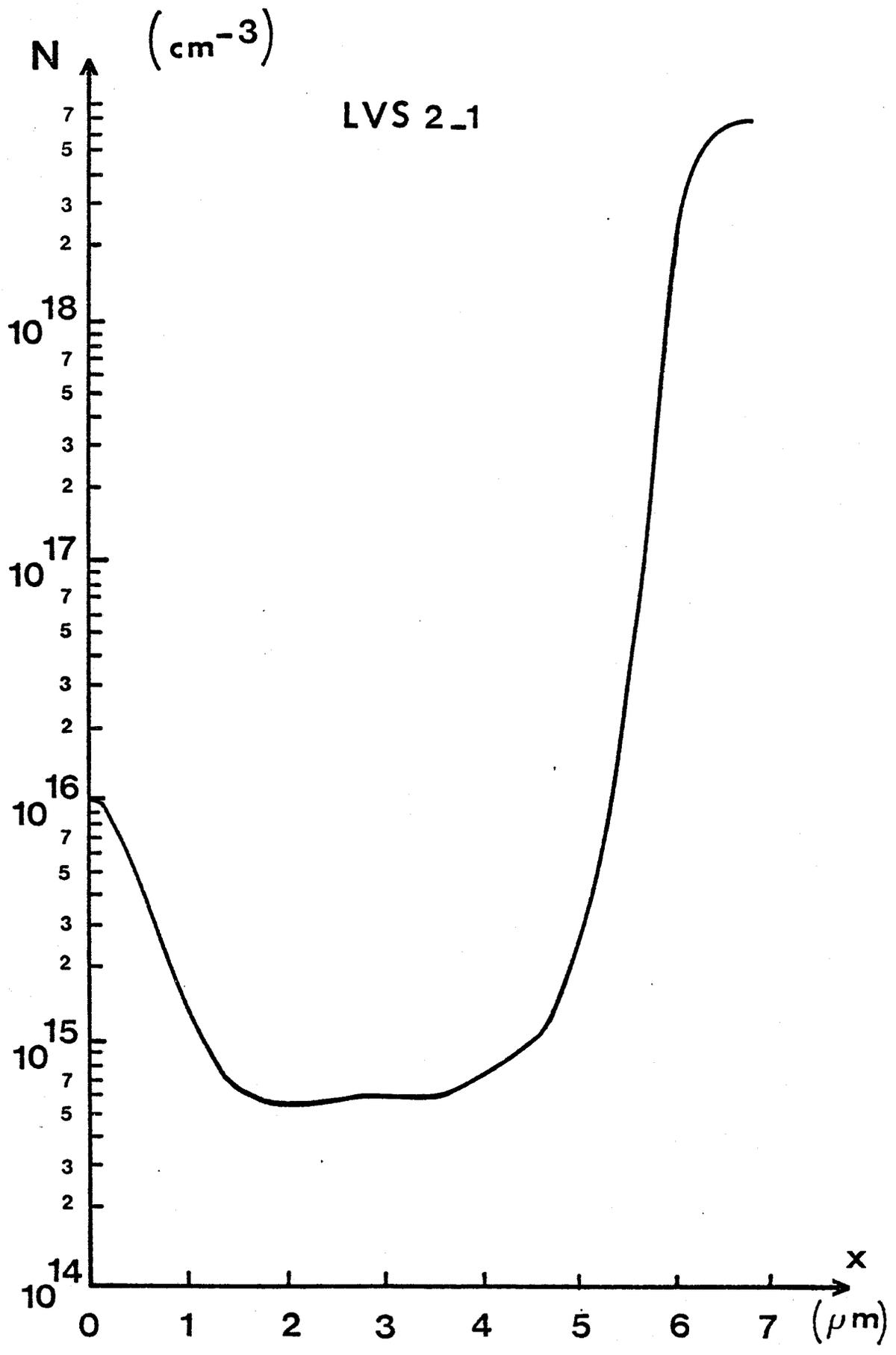


BUS  
LILLE



BUS  
LILLE





BUS  
LILLE

