

N° d'ordre : 657

50376
1985
83

50376
1985
83

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Yves DRUELLE



CONTRIBUTION A LA COMPREHENSION DE
FONCTIONNEMENTS PARTICULIERS DU TRANSISTOR
BIPOLAIRE EN HYPERFREQUENCES

Soutenue le 14 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

M.M. E. CONSTANT, Président
Y. CROSNIER, Rapporteur
G. REY, Rapporteur
G. SALMER, Rapporteur
A. SCAVENNEC, Rapporteur
M. ARMAND, Examineur

A mes parents

REMERCIEMENTS

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

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

J'exprime ma profonde gratitude à Messieurs les Professeurs Y. CROSNIER et G. SALMER, pour l'aide constante et efficace qu'ils m'ont apportée tout au long de ce travail. Je tiens à les assurer de ma très sincère reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur G. REY de l'Université Paul Sabatier de Toulouse et Monsieur A. SCAVENNEC, Chef de Département au CNET de Bagnaux, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail et pour leur participation à la commission d'examen. Je leur en suis vivement reconnaissant.

Monsieur M. ARMAND, ingénieur à la THOMSON-C.S.F., me fait le plaisir de participer à mon jury. Je l'en remercie.

Qu'il me soit permis de remercier particulièrement Monsieur M. LEFEBVRE pour sa grande compétence scientifique et pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ce travail.

Je tiens également à remercier Messieurs R. ALLAM, C. ALLET J.C. DE JAEGER, H. GERARD, G. HALKIAS, F. HELIODORE, R. KOZLOWSKI, J. PRIBETICH, A. VANOVERSCHELDE, C. VERSNAEYEN, J. WYRWINSKI, pour la sympathie et l'amitié qu'ils m'ont témoignées et pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Y. TINEL pour l'amitié qu'il m'a témoignée et pour l'aide technique qu'il m'a apportée.

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

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel technique et administratif de l'U.E.R. et plus particulièrement ceux qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail :

- Madame E. DELOS et Monsieur E. PLAYEZ pour l'aide apportée dans l'étude expérimentale.

- Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN, MICHON pour leurs participations techniques.

Je ne saurais terminer sans remercier ceux qui ont assuré la réalisation matérielle de ce mémoire, Madame CHARVET pour la dactylographie, Messieurs DEHORTER, FAUQUEMBERGUE, PLUQUET, VANOOSTEN pour l'impression de cet ouvrage.

CONTRIBUTION A LA COMPREHENSION DE FONCTIONNEMENTS PARTICULIERS

DU TRANSISTOR BIPOLAIRE EN HYPERFREQUENCES

	<u>Page</u>
<u>AVANT-PROPOS</u>	1
<u>I^{ère} PARTIE : ETUDE DE LA FAISABILITE D'UN DISPOSITIF A RESISTANCE NEGATIVE, A INJECTION THERMOIONIQUE ET TEMPS DE TRANSIT</u>	5
<u>INTRODUCTION</u>	7
<u>I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS A INJECTION ET TEMPS DE TRANSIT</u>	11
I.1. Rappel des dispositifs à injection et temps de transit.....	12
I.1.1. Hypothèses de fonctionnement des dispositifs à résis- tance négatives en microondes	12
I.1.2. Dispositifs à injection et temps de transit	14
I.1.2.1. Principe de fonctionnement de la zone de transit.....	14
I.1.2.2. La zone d'injection est une jonction en régime d'avalanche	16
I.1.2.3. La zone d'injection est un transistor bipolaire sans connexion extérieure de base (BARITT)....	18
I.1.2.4. La zone d'injection est un transistor bipolaire avec une connexion extérieure de base (T.T.T.)	21
I.2 Représentation vectorielle des courants et des tensions présents dans le transistor à temps de transit en régime linéaire.....	23
I.2.1. Prise en compte des courants particuliers	26
I.2.2. Prise en compte des courants de déplacement.....	26

III - ETUDE EXPERIMENTALE DU TRANSISTOR A TEMPS DE TRANSIT.

<u>VERIFICATION DES PREVISIONS THEORIQUES</u>	65
III.1. Etude préliminaire du circuit de base.....	66
III.1.1. Schéma équivalent du transistor réel	66
III.1.1.1. Définition de la capacité passive C_{BC}	66
III.1.1.2. Impédance de la zone d'entrée.....	69
III.1.1.3. Résistance série du substrat collecteur	73
III.1.2. Schéma équivalent du circuit de base	73
III.1.3. Influence du circuit de base sur l'impédance Z_{EC}	75
III.1.4. Conclusion.....	78
III.2. Description des échantillons	78
III.2.1. Profil de dopage des différentes couches du transistor à temps de transit.....	78
III.2.2. Topologie des échantillons	80
III.2.3. Définition de la géométrie de la zone diffusée de base	82
III.2.3.1. Zone de base non délimitée	82
III.2.3.2. Zone de base délimitée	82
III.2.3.2.1. Echantillons de surface active égale à $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$	82
III.2.3.2.2. Echantillons de surface active égale à $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$	84
III.2.4. Conclusion.....	84
III.3. Description du dispositif de mesures.....	86
III.3.1. Description de la cellule de mesure	86
III.3.2. Effet du boîtier d'encapsulation.....	89
III.4. Méthode de mesure de l'impédance du transistor.....	93
III.4.1. Méthode de mesure de l'impédance en régime linéaire..	93
III.4.2. Méthode de mesure de l'impédance en régime non linéaire.....	94

III.5. Résultats expérimentaux	97
III.5.1. Résultats expérimentaux en régime linéaire	98
III.5.2. Résultats expérimentaux en régime non linéaire.....	102
III.5.3. Résultats en puissance de sortie.....	104
III.6. Conclusion.....	106
IV - <u>ETUDE DES LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU TRANSISTOR</u>	
<u>A TEMPS DE TRANSIT.....</u>	107
IV.1. Limitations d'origine intrinsèque.....	108
IV.1.1. Influence de la concentration d'impuretés dans la base.....	110
IV.1.2. Influence du profil de dopage dans la base	113
IV.1.3. Conclusion.....	119
IV.2. Limitations liées aux éléments parasites du circuit de base..	119
IV.2.1. Simulation d'une conductance dans le circuit de base	120
IV.2.2. Influence de la résistance série de collecteur R_S	124
IV.2.3. Influence de la capacité C_{BC}	129
IV.2.4. Conclusion.....	132
IV.3. Résultats expérimentaux des échantillons avec base délimitée.	134
IV.3.1. Résultats expérimentaux de la série T 140	134
IV.3.2. Résultats expérimentaux de la série T 175	139
IV.4. Conclusion.....	143
<u>CONCLUSION.....</u>	144
<u>BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIERE PARTIE</u>	149

2ème PARTIE

INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE DU COLLECTEUR SUR LE PHENOMENE

D'ELARGISSEMENT DE BASE ET SUR LES LIMITATIONS EN PUISSANCE

EN AMPLIFICATION CLASSE C ET B

	<u>Page</u>
<u>INTRODUCTION</u>	155
<u>I - RAPPEL DU MECANISME D'ELARGISSEMENT DE LA BASE</u>	157
I.1. Rappel des équations définissant la région de collecteur.....	157
I.2. Cas des faibles injections $n(x) < N_D$	161
I.3. Cas des fortes injections $n(x) > N_D$	161
I.4. Calcul du courant collecteur à l'apparition de la zone de base induite.....	162
I.5. Conclusion.....	164
<u>II - INFLUENCE D'UN PROFIL DE DOPAGE DE COLLECTEUR DE TYPE "HI-LO"</u> <u>SUR LE PHENOMENE DE RECU DE BASE - APPROCHE EXPERIMENTALE</u>	167
II.1. Conditions expérimentales.....	167
II.2. Description des échantillons.....	168
II.3. Résultats expérimentaux	169
II.4. Conclusion.....	174
<u>III - SIMULATION NUMERIQUE DU FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE DE LA REGION</u> <u>DE COLLECTEUR EN REGIME CLASSE B ET C</u>	177
<u>COMPARAISON DES PROFILS "HI-LO" ET DU PROFIL "PLAT"</u>	
III.1. Description de la simulation numérique	177

III.1.1. Description des équations fondamentales.....	178
III.1.2. Hypothèse de fonctionnement en régime classe B ou C.....	182
III.1.3. Description de la méthode numérique utilisée.....	184
III.2. Description des structures simulées	187
III.2.1. Description de la structure à profil "plat".....	189
III.2.2. Description de la structure à profil "Hi-Lo".....	190
III.3. Résultats de la simulation en régime classe C	190
III.3.1. Résultats de la simulation pour la structure à profil plat	192
III.3.1.1. Profil de champ électrique.....	192
III.3.1.2. Répartition des porteurs mobiles.....	195
III.3.1.3. Courant particulaire extérieur.....	195
III.3.2. Résultats obtenus pour le profil de dopage "Hi-Lo"	197
III.3.2.1. Profil de champ électrique.....	197
III.3.2.2. Répartition des porteurs mobiles.....	199
III.3.2.3. Représentation des courants extérieurs pour le profil "Hi-Lo".....	199
III.3.3. Comparaison des puissances de sortie en régime classe C en fonction du profil de dopage du collecteur.....	203
III.4. Simulation numérique du collecteur en régime classe B.....	206
Comparaison des deux types de structures	
III.4.1. Représentation du champ électrique dans les structures.....	206
III.4.1.1. Structure à profil de dopage "plat".....	206
III.4.1.2. Structure à profil de dopage "Hi-Lo".....	208
III.4.2. Comparaison des performances en puissance en régime classe B.....	208
 <u>CONCLUSION</u>	 213
 <u>BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIEME PARTIE</u>	 217

3ème PARTIEANALYSE DE LA DEFOCALISATION DANS LES TRANSISTORS BIPOLAIRESEN FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE CLASSE C

<u>INTRODUCTION</u>	221
<u>I - RAPPEL DE PHENOMENES DE FOCALISATION - DEFOCALISATION EN STATIQUE</u> ...	225
I.1. Description du schéma électrique équivalent.....	225
I.2. Phénomène de défocalisation.....	228
I.3. Phénomène de focalisation.....	231
<u>II - DESCRIPTION DU MODELE DYNAMIQUE</u>	235
II.1. Description des éléments du schéma équivalent.....	237
II.1.1. Générateur de courant émetteur.....	238
II.1.2. Générateur de courant collecteur.....	239
II.1.3. Courant de déplacement collecteur.....	241
II.1.4. Courant de déplacement émetteur base.....	242
II.1.5. Résistance de base.....	243
II.2. Equations mathématiques du modèle.....	244
<u>III - ANALYSE DU PHENOMENE DE DEFOCALISATION EN FONCTIONNEMENT</u> <u>CLASSE C</u>	249
III.1. Introduction.....	249
III.2. Analyse du phénomène de défocalisation dans un transistor à homojonction au silicium.....	252
III.2.1. Résultats et analyse de la simulation.....	252

	<u>Page</u>
III.2.2. Influence des effets de haute injection.....	262
III.2.3. Influence du dosage de base.....	265
III.2.4. Conclusion.....	268
III.3. Analyse du phénomène de défocalisation dans un transistor bipolaire à hétérojonction GaAlAs/GaAs (TBH).....	270
III.3.1. Structure et avantage pour un transistor de puissance	270
III.3.2. Calcul de la résistance de base.....	272
III.3.3. Calcul de la capacité émetteur base.....	274
III.3.4. Effet du courant d'injection.....	275
III.3.5. Résultats de la simulation.....	276
III.3.6. Conclusion.....	282
 IV - <u>OPTIMISATION DES DIMENSIONS D'EMETTEUR POUR UN TBH DE PUISSANCE</u>	 283
IV.1. Introduction.....	283
IV.2. Evolution de la défocalisation avec la largeur d'émetteur...	285
IV.3. Optimisation de la largeur du doigt d'émetteur à 3 GHz.....	287
IV.4. Optimisation à une fréquence de 5 GHz.....	289
IV.5. Conclusion.....	291
 V - <u>TENTATIVE DE VERIFICATION EXPERIMENTALE</u>	 295
V.1. Principe de mise en évidence de la défocalisation.....	295
V.2. Résultats expérimentaux.....	299
V.2.1. Choix d'un composant test.....	299

	<u>Page</u>
V.2.2. Dispositif de mesure et mode opératoire.....	301
V.2.3. Résultats expérimentaux de R_d (Sat).....	303
V.3. Influence des effets parasites sur R_d (Sat).....	305
V.3.1. Influence de la résistance d'accès.....	305
V.3.2. Influence de R_E	309
V.4. Conclusion.....	310
<u>CONCLUSION</u>	311
<u>BIBLIOGRAPHIE DE LA TROISIEME PARTIE</u>	315
<u>ANNEXES</u>	319

AVANT-PROPOS

Depuis l'apparition du transistor bipolaire et les premières études théoriques effectuées par Shockley dès 1949, ce composant n'a cessé de progresser, bénéficiant de l'évolution des techniques de réalisation et des travaux théoriques menés dans de nombreux laboratoires, pour comprendre les phénomènes physiques en présence. Ces études ont permis la réalisation de composants de plus en plus performants, notamment aux fréquences élevées. C'est ainsi que se sont développés les transistors bipolaires microondes.

Malgré la forte concurrence du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium, il apparaît aujourd'hui, que le transistor bipolaire reste un composant très compétitif pour les applications en amplification de puissance en régime classe B ou C, jusqu'à des fréquences de l'ordre de 6 GHz.

Par ailleurs le développement des circuits intégrés VLSI, pour lesquels la technologie de réalisation doit être de plus en plus fine, permet actuellement la fabrication de transistors bipolaires silicium

très performants, ayant une fréquence de transition de l'ordre de 10 GHz, destinés à la réalisation de circuits intégrés pour des applications micro-ondes ou en logique rapide.

Parallèlement au développement des procédés de réalisation des échantillons, l'évolution des technologies de fabrication des matériaux a permis l'apparition d'un nouveau type de composant bipolaire, utilisant une hétérojonction base-émetteur, proposé par Kroemer. Le transistor bipolaire à hétérojonction ainsi réalisé permet d'envisager une extension des performances du transistor à homojonction au silicium.

Ainsi, le transistor bipolaire à homojonction ou à hétérojonction, reste un composant très compétitif et offre des solutions pratiques très intéressantes pour beaucoup d'applications microondes à venir.

Une activité "transistors bipolaires" existe, depuis de nombreuses années, au laboratoire et a conduit au développement de plusieurs études portant d'une part, sur des applications en sources hyperfréquences de type dipole et d'autre part, sur des problèmes fondamentaux et des nouvelles utilisations concernant l'amplification de puissance. Ces études ont fait l'objet d'une collaboration étroite successivement avec le L.C.R. de Thomson (Corbeville), la Radiotechnique-Compelec (Caen), le L.A.A.S. (Toulouse) et le centre du C.N.E.T. de Bagnaux.

L'étude que nous présentons dans ce mémoire est une contribution à la compréhension de fonctionnements particuliers du transistor bipolaire en hyperfréquences et comporte trois parties distinctes se rapportant à trois aspects différents :

Dans une première partie, nous analysons la faisabilité d'un dispositif à résistance négative à injection thermique et temps de transit, créé par un transistor bipolaire utilisé en dipole entre l'émetteur et le collecteur.

Dans une deuxième partie, nous étudions l'influence du profil de dopage de la zone de collecteur, sur le phénomène d'élargissement de la base et sur les limitations en puissance du transistor, en amplification classe B et C.

Enfin, dans une troisième partie, nous présentons une analyse de la défocalisation dans les transistors en fonctionnement dynamique classe C. Nous avons appliqué cette analyse au cas d'un transistor à homojonction au Silicium et au cas d'un transistor à hétérojonction GaAlAs/GaAs.

Ière PARTIE

ETUDE DE LA FAISABILITE D'UN DISPOSITIF A RESISTANCE

NEGATIVE A INJECTION THERMOIONIQUE ET TEMPS DE TRANSIT



INTRODUCTION

Dans le domaine des hyperfréquences, les composants à injection et temps de transit ont fait l'objet de nombreuses études. Ils sont principalement utilisés pour la production d'oscillations hyperfréquences. Parmi ces composants, la diode à avalanche et à temps de transit (diode IMPATT) occupe une place importante grâce à sa capacité à fournir des puissances importantes à des fréquences de plus en plus hautes [1].

D'autres composants à injection et temps de transit ont été imaginés et étudiés mais n'ont pas eu, dans les applications, le développement de la diode à avalanche. Il s'agit tout d'abord de la diode BARITT [2], dans laquelle la zone d'injection est une jonction PN, et non une zone d'avalanche ; elle présente des performances en bruit plus intéressantes que celles de la diode IMPATT, mais la puissance fournie est moins élevée. Dans le même esprit, une tentative a été faite avec une utilisation tout à fait particulière du transistor bipolaire. L'idée était d'utiliser le transit dans la base pour renforcer l'effet de résistance négative de la BARITT et avoir des performances en puissance plus proches de celles de la diode IMPATT mais avec un bruit moindre.

Dans le cadre de l'activité du laboratoire dans le domaine des

transistors bipolaires et d'une collaboration avec le Laboratoire Central de Recherches (LCR) de THOMSON C.S.F., nous avons été amené à étudier cet aspect particulier du fonctionnement du transistor en dipole à résistance négative.

Dès 1956, WEINREICH [3] a proposé l'utilisation d'un transistor bipolaire classique, fonctionnant à des fréquences où l'angle de transit dû au déplacement des porteurs minoritaires à travers la base est supérieur ou égal à π , afin de produire une résistance négative entre l'émetteur et le collecteur. Roberts et Hyde [4] en 1964, ont étudié expérimentalement la faisabilité de ce dispositif mais n'ont pas obtenu de manifestation de résistance négative et ont attribué cet échec à la prédominance des pertes du dispositif.

En 1967, WRIGHT [5] a repris l'idée de Roberts et Hyde en ajoutant une zone de transit supplémentaire constituée par la zone désertée du collecteur. Théoriquement ce type de structure devait présenter une résistance négative intéressante, permettant de réaliser un oscillateur aux très hautes fréquences [6],[7],[8]. Ce dispositif paraissait très attrayant, comparé à la diode BARITT et à la diode à avalanche, car la présence de l'électrode de base ouvrait la possibilité d'une commande et d'une modulation de l'oscillation.

L'étude que nous présentons ici a été menée en relation avec M. ARMAND du L.C.R. qui, dans le cadre d'une étude plus générale des dispositifs à injection et à temps de transit [9], a posé les bases théoriques du régime linéaire et a proposé des exemples de réalisation.

Pour notre part, nous avons étudié le fonctionnement du transistor à temps de transit, en régime non linéaire, tant sur le plan théorique

que sur le plan expérimental. Pour cela nous avons établi une théorie analytique pour exprimer l'impédance en régime non linéaire et pour calculer les performances potentielles du dispositif.

Les résultats comparés des mesures expérimentales et des simulations théoriques tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire, nous ont conduit à mettre en évidence les principales causes des limitations fondamentales du transistor à temps de transit.

C'est cette étude que nous détaillerons ici.

Dans un premier chapitre nous rappelons le principe de fonctionnement des dispositifs à injection et à temps de transit.

Dans un second chapitre nous donnons une première approche théorique permettant d'évaluer l'impédance présentée par le dispositif, en régime linéaire et en régime non linéaire. Cette étude théorique, se limitant au transistor intrinsèque, fait apparaître l'influence des paramètres opératoires : courant de polarisation et fréquence.

Dans un troisième chapitre, nous donnons l'évolution théorique de l'impédance du transistor placé dans les conditions expérimentales, puis nous décrivons le mode opératoire et les méthodes expérimentales utilisées. Enfin dans ce chapitre, après avoir décrit les différentes séries d'échantillons qui ont été spécialement réalisés pour cette étude par l'équipe de Mr. Armand au L.C.R., nous donnons les résultats expérimentaux concernant des exemples typiques de composants et nous les comparons aux prévisions théoriques approchées décrites dans le second chapitre afin de vérifier la faisabilité du dispositif et la validité du modèle théorique utilisé.

Dans un quatrième chapitre, nous donnons une analyse systématique des différentes causes de limitations des performances liées d'une part au composant intrinsèque et d'autre part au circuit extérieur. Nous décrivons enfin les différentes modifications technologiques à apporter à la structure en vue d'optimiser ses performances.

CHAPITRE I

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS

A INJECTION ET TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

Avant d'étudier le fonctionnement très particulier du transistor à temps de transit en tant que dipôle à résistance négative, il nous semble intéressant de rappeler le principe général des dispositifs à injection et temps de transit et de situer le composant étudié par rapport aux autres composants de ce type que sont la diode IMPATT et la diode BARITT. Pour faciliter la compréhension des principes fondamentaux de fonctionnement de ces dispositifs en oscillateur hyperfréquence, nous ferons dans ce chapitre une analyse qualitative des phénomènes sur des structures idéales.

Dans une première partie, nous présenterons le principe de fonctionnement des dispositifs à injection et temps de transit en analysant les différents modes possibles d'injection et les formes d'ondes associées. Nous envisagerons le cas de l'injection par avalanche avec la diode IMPATT, puis le cas de l'injection thermoionique avec le transistor bipolaire sans connexion de base qu'est la diode BARITT, puis enfin le cas de l'injection thermoionique avec le transistor bipolaire ayant une connexion de base, c'est à dire le

transistor à temps de transit (T.T.T.).

Dans la seconde partie du chapitre, nous montrerons qualitativement les conditions nécessaires à donner aux courants et aux tensions pour que le T.T.T. présente une résistance négative.

I.1. RAPPEL SUR LES DISPOSITIFS A INJECTION ET TEMPS DE TRANSIT

Ces dispositifs, de type dipole, sont utilisés le plus souvent en oscillateur à des fréquences très élevées. Dans ces conditions, l'impédance du dipole équivalent au dispositif doit présenter une partie réelle négative aux fréquences d'oscillation. Avant de présenter le fonctionnement des dispositifs, nous allons considérer les hypothèses couramment admises sur les formes de courant et de tension utilisées dans les composants microondes.

I.1.1. HYPOTHESES DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS A RESISTANCE NEGATIVE EN MICROONDES .

Un oscillateur doit pouvoir fournir la puissance la plus élevée possible à une fréquence déterminée, c'est à dire qu'il est nécessaire d'éliminer les composantes harmoniques du signal de sortie. Pour réaliser cette condition, le circuit résonnant qui est associé au composant actif pour former l'oscillateur, doit présenter un coefficient de qualité élevé. Les dispositifs de charge qui sont généralement utilisés en microonde présentent des impédances très faibles pour les composantes harmoniques du signal, ce qui revient à considérer la tension de sortie purement sinusoïdale. De ce fait, la forme du courant circulant dans le circuit, peut être choisie de manière à obtenir une puissance maximale et un rendement optimal. De plus, comme dans tout dispositif actif fournissant de la puissance, tension et courant de sortie doivent être en opposition de phase. Les conditions idéales seraient réalisées avec un courant particulière en forme d'impulsion et en opposition de phase avec la tension alternative v aux bornes du dispositif actif, comme le montre le schéma de la figure I.1. Ces conditions idéales

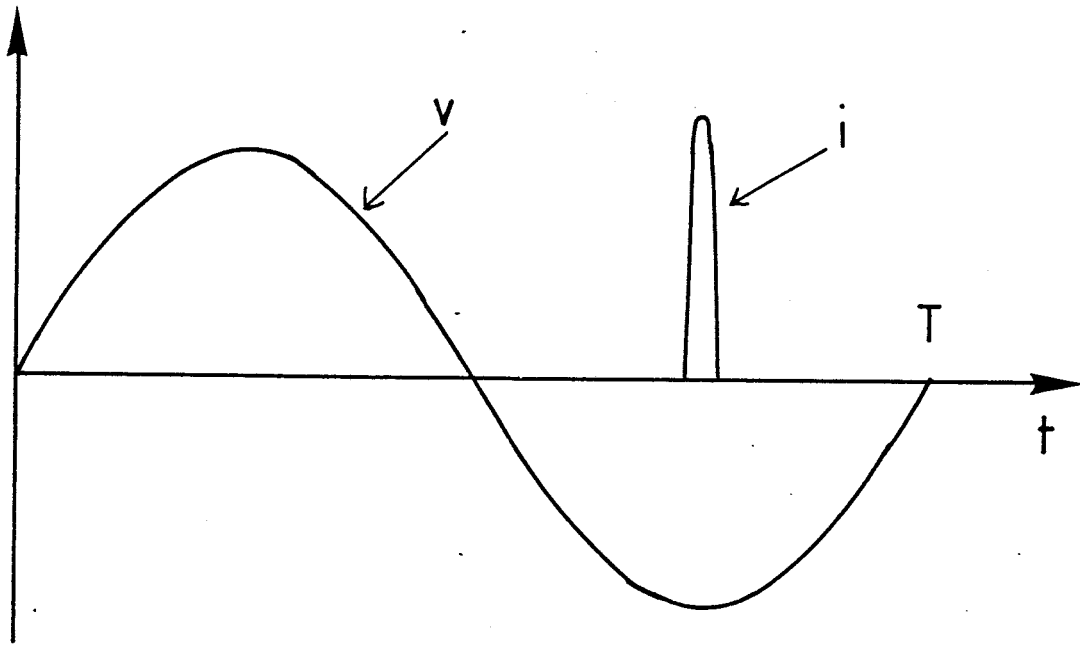


FIGURE I.1 : Formes idéales du courant et de la tension
aux bornes d'un dispositif actif fournissant une puissance maximale

(impulsion de DIRAC) conduiraient à un rendement proche de 100 % comme pour la classe C.

Dans les dispositifs à injection et temps de transit, le courant est effectivement produit sous forme d'une impulsion au niveau de la zone d'injection, mais cette impulsion ne se trouve pas en opposition de phase avec la tension aux bornes du dispositif et c'est à la zone de transit que revient le rôle de modifier cette impulsion initiale, de manière à réaliser le mieux possible l'opposition de phase entre tension et courant à la sortie du dispositif. Différentes configurations se présentent concernant la position de l'impulsion de courant d'injection par rapport à la tension totale selon le phénomène physique choisi pour l'injection. Nous allons présenter ces différents cas dans les paragraphes suivants.

I.1.2. DISPOSITIFS A INJECTION ET TEMPS DE TRANSIT

Dans ces dispositifs, la zone de transit se comporte de la même manière quelque soit le système d'injection utilisé. Nous allons, d'abord, décrire le fonctionnement de la zone de transit.

I.1.2.1. Principe de fonctionnement de la zone de transit

Un schéma élémentaire d'un dispositif à injection et temps de transit est représenté sur la figure I.2 (a). La zone de transit est constituée par un semiconducteur faiblement dopé et de longueur W_c . Il en résulte que l'application d'une tension aux extrémités du dispositif, produit dans la zone de transit, un champ électrique presque uniforme (figure I.2 (b)) ; si la valeur de celui-ci est suffisante, les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation. Lorsqu'une impulsion de courant est injectée à l'entrée de la zone de transit, il en résulte, à la sortie de celle-ci, un courant induit qui est constant tant que la charge électrique injectée se déplace dans le semiconducteur. En appliquant le théorème de Ramo-Shockley [10], ce courant extérieur s'exprime par :

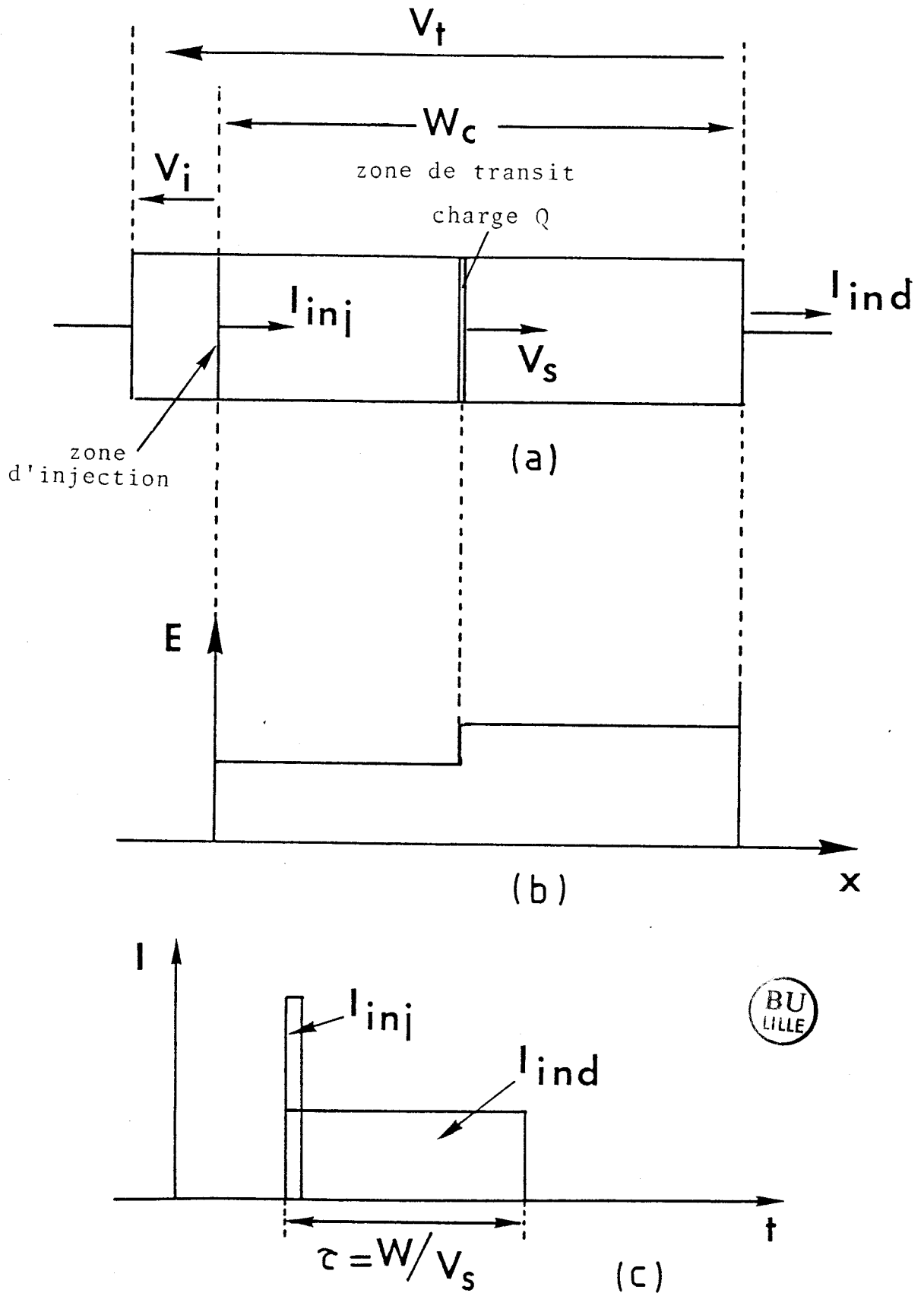


FIGURE I.2 : Dispositif à injection et temps de transit
(a) principe du dispositif
(b) champ électrique dans la zone de transit
(c) formes idéales des courants

$$i_{ind} = \frac{Q v_s}{W_c}$$

où Q est la charge injectée

v_s est la vitesse de saturation des porteurs

W_c est la longueur de la zone de transit.

La forme idéale du courant induit ainsi obtenu, par rapport à l'impulsion de courant initial, est représenté sur la figure I.2 (c). La durée du créneau de courant est égale à $\tau = W_c / v_s$. Elle peut être ajustée en modifiant la longueur W_c .

En fonctionnement dynamique, l'impédance équivalente à la zone de transit s'apparente à une capacité :

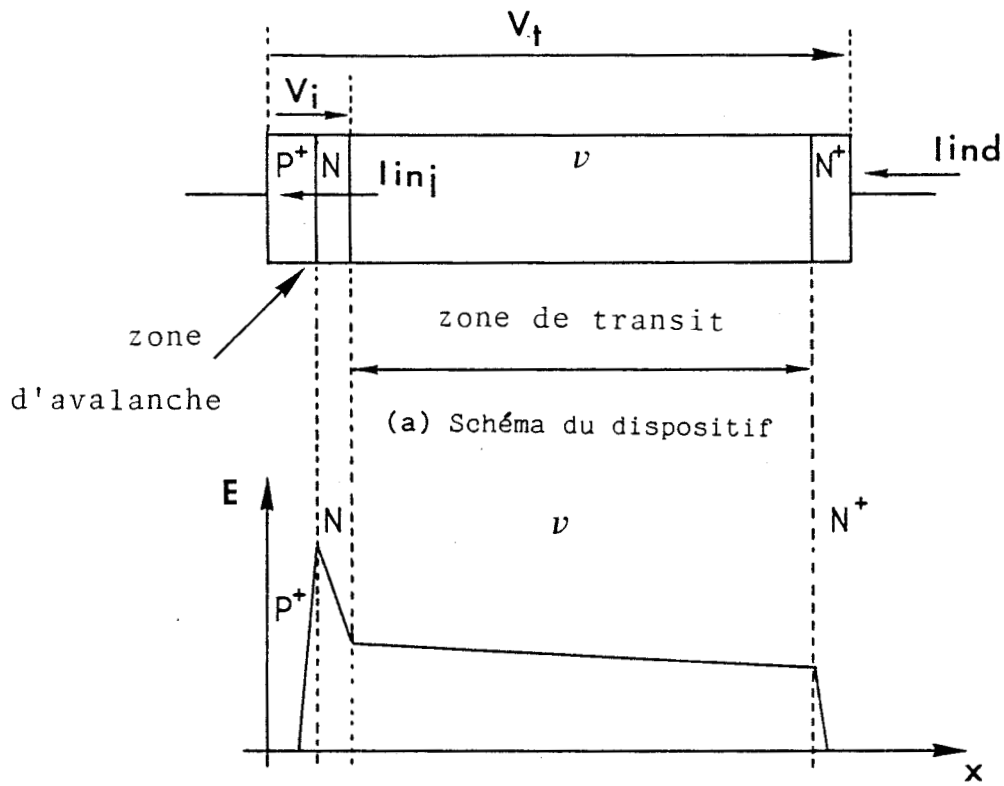
$$C = \frac{\epsilon S}{W_c}$$

où S est la surface de la zone active du dispositif et ϵ la permittivité du semiconducteur.

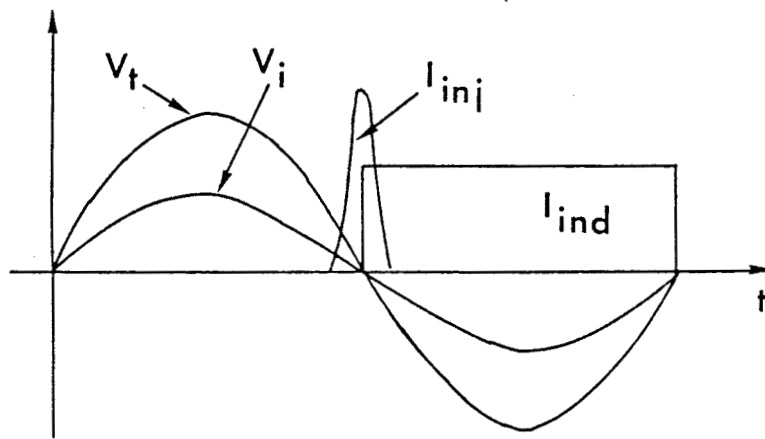
I.1.2.2. La zone d'injection est une jonction en régime d'avalanche

Read proposa en 1958 [11] une structure où la zone d'injection est constituée par une jonction PN polarisée en inverse à l'avalanche. Les études élaborées à partir de la structure de Read ont conduit au développement de la diode IMPATT. La figure I.3-a montre un schéma élémentaire de la structure idéale de Read.

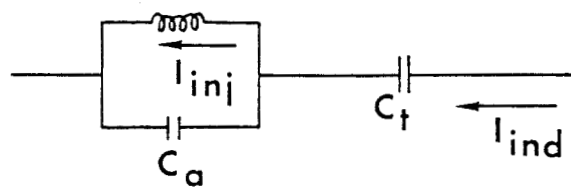
On applique une tension continue de polarisation v_0 à la structure pour que le champ électrique (figure I.3-b) dans la zone d'injection soit proche du champ critique permettant l'ionisation des porteurs. En superposant à cette tension v_0 une composante sinusoïdale, on réalise une génération de



(b) profil de champ électrique dans la structure



(c) représentation des courants et des tensions



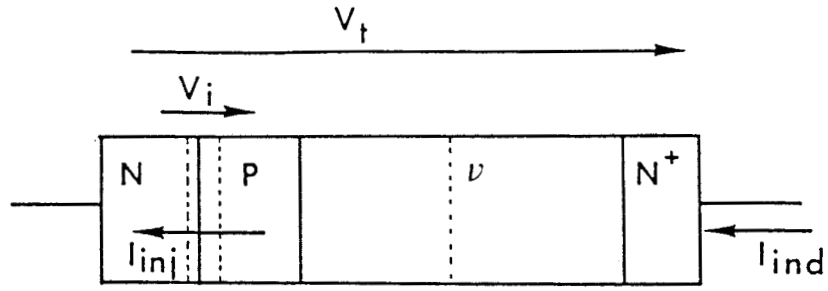
(d) Schéma équivalent

FIGURE I.3 : Dispositif à injection par avalanche et temps de transit

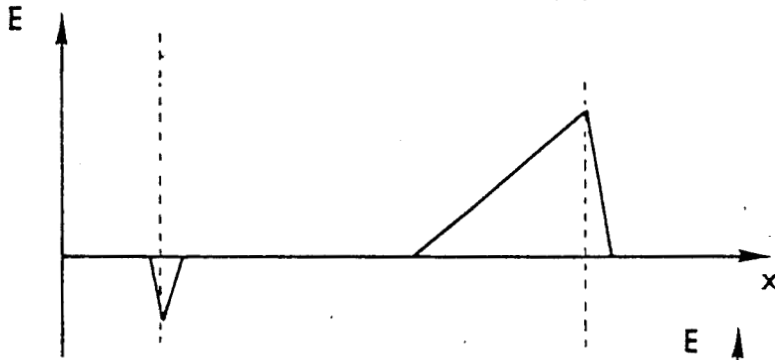
porteurs par ionisation pendant la demi-alternance positive. Il faut que la tension appliquée au dispositif devienne inférieure à la tension statique v_0 pour supprimer l'ionisation dans la zone d'injection. A cause des effets inductifs de l'injection par avalanche, l'impulsion de courant qui est créée, est retardée de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la tension v_i aux bornes de la zone d'injection. La figure I.3-c représente la tension aux bornes du dispositif et la forme du courant injecté et du courant extérieur. A injection de courant particulière pas trop élevée, l'impédance dynamique présentée par la zone d'avalanche est essentiellement capacitive (figure I.3-d) (capacité de la jonction P-N), de ce fait la tension alternative aux bornes de cette zone est pratiquement en phase avec la tension sinusoïdale totale (figure I.3-c). Pour réaliser les conditions idéales de déphasage entre le courant induit et la tension totale, il suffit que la zone de transit introduise un retard $\omega\tau$ égal à π . Les conditions idéales de déphasage entre l'injection et la tension aux bornes du dispositif, entraînent de bonnes performances en puissance et en rendement pour ces structures, puisque des puissances supérieures à 10 W sont obtenues en bande X. Le développement actuel de la diode IMPATT évolue vers les fréquences de plus en plus élevées et même jusqu'aux fréquences de l'ordre de 100 GHz. Pour un fonctionnement en mode entretenu, des résultats relevés dans la littérature font mention de puissance de l'ordre de 3 W pour un rendement de 18 % dans une gamme de fréquences variant de 15 à 20 GHz [12] . Il faut cependant noter que la génération par avalanche ne permet pas d'obtenir des performances en bruit intéressantes. Dans la bande X, on mesure des facteurs de bruit de l'ordre de 30dB pour des diodes GaAs [13] .

I.1.2.3. La zone d'injection est un transistor bipolaire sans connexion extérieure de base (BARITT).

Dans cette structure, la zone d'injection est constituée par une jonction PN polarisée en direct. Un schéma est donné sur la figure I.4-a.

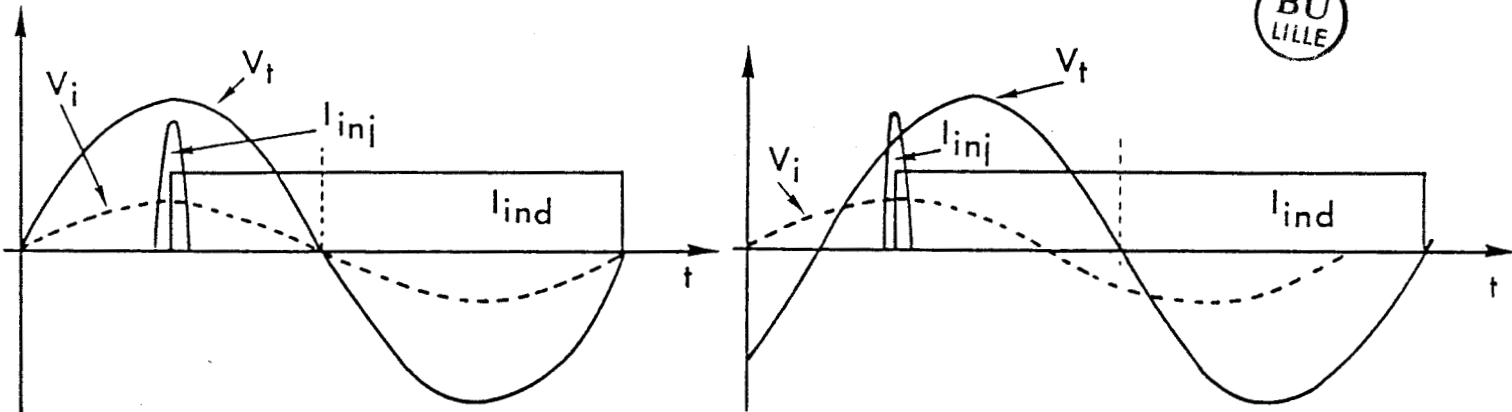
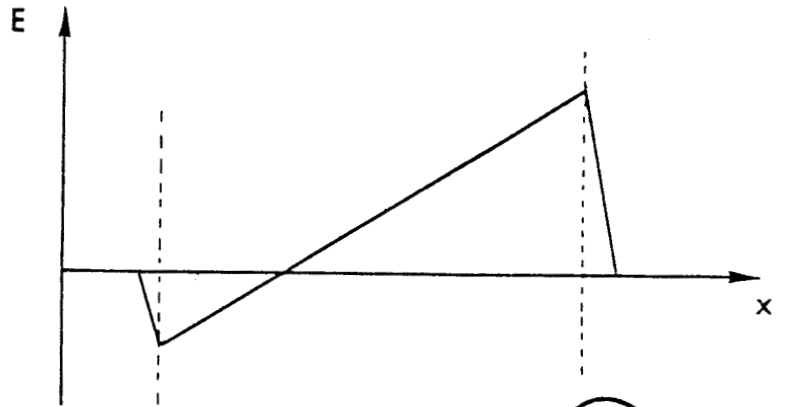


(a) Schéma du dispositif



(b) Profil du champ électrique dans le cas où $V < V_p$

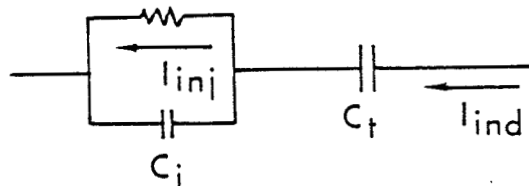
(c) Profil du champ électrique pour $V > V_p$



Représentation des courants et des tensions

(d) en régime linéaire.

(e) en régime non linéaire



(f) Schéma équivalent

FIGURE I.4 : Disposition à injection thermofonionique et temps de transit

Lorsqu'on applique une tension de polarisation aux bornes du dispositif, celle-ci se reporte d'une part aux bornes de la zone d'injection qui devient une jonction polarisée en direct, et d'autre part aux bornes de la zone désertée d'une jonction polarisée en inverse qui constitue la zone de transit.

Un courant ne peut circuler dans la structure qu'en présence d'un champ électrique d'entraînement sur toute la longueur, ce qui nécessite que les zones désertées des deux jonctions se rejoignent (figure I.4-b). Cette condition est obtenue pour une tension appelée : tension de perçage v_p .

L'injection des porteurs est de nature thermoïonique et le courant à la sortie de la zone d'injection I_{inj} est en phase avec la tension alternative v_i aux bornes de celle-ci. En régime linéaire, la tension totale v_t aux bornes de la structure et la tension v_i sont pratiquement en phase, tant que le courant particulaire de la jonction est inférieur au courant de déplacement ; par conséquent, les conditions idéales du dipole à résistance négative sont obtenues lorsque le retard de phase introduit par la zone de transit est égal à $\omega\tau = \frac{3\pi}{2}$, comme le montre la figure I.4-c. Comme on peut le constater sur cette figure, le courant induit a une durée supérieure à la demi-période de la tension totale, ce qui constitue une condition peu favorable à la production d'une puissance importante.

Par ailleurs, en oscillation, lorsque le régime devient non linéaire, la résistance dynamique de la zone d'injection diminue fortement (figure I.4-e), et la tension totale v_t est retardée par rapport à la tension d'injection v_i , ce qui diminue encore le bilan énergétique (figure I.4-d). C'est pourquoi les diodes BARITT présentent des performances beaucoup moins intéressantes en puissance et en rendement que les diodes IMPATT. On relève des puissances de l'ordre de 100 mW en bande X pour un rendement de 3 %.

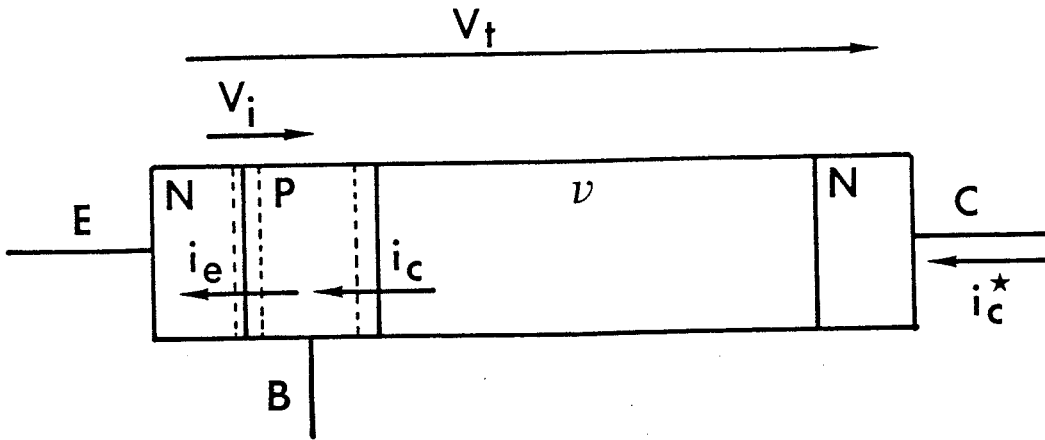
Des résultats à des fréquences supérieures de l'ordre de 20 GHz donnent des puissances de quelques mW avec un rendement inférieur à 1 % [14].

L'injection thermoionique est cependant très favorable aux bonnes caractéristiques de bruit et donne de meilleurs résultats que la diode IMPATT. On obtient un facteur de bruit de 10dB en bande X. Avec ces performances, la diode BARITT constituait un composant pour des applications à faible puissance et facteur de bruit moyen.

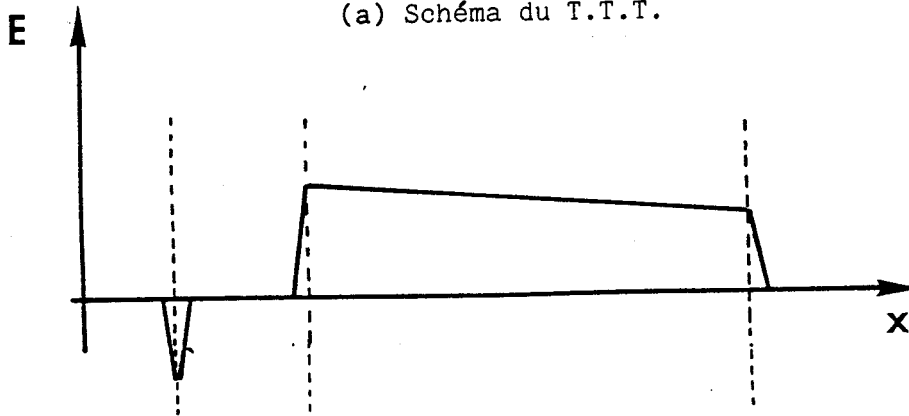
I.1.2.4. La zone d'injection est un transistor bipolaire avec une connexion extérieure de base (transistor à temps de transit).

C'est la structure proposée pour le transistor à temps de transit (T.T.T.) et dont un schéma est donné sur la figure I.5-a. Cette structure diffère de celle de la BARITT par la présence d'une connexion de base qui permet de polariser la jonction N-P en direct comme celle d'un transistor classique, mais, qui du point de vue H.F., est fermée sur une très grande impédance de manière à annuler la composante alternative du courant de base. La jonction collecteur-base est normalement polarisée en inverse (figure I.5-b). A condition que le courant particulaire reste toujours inférieur aux courants de déplacement, la tension alternative base-émetteur est pratiquement en phase avec la tension totale v_t .

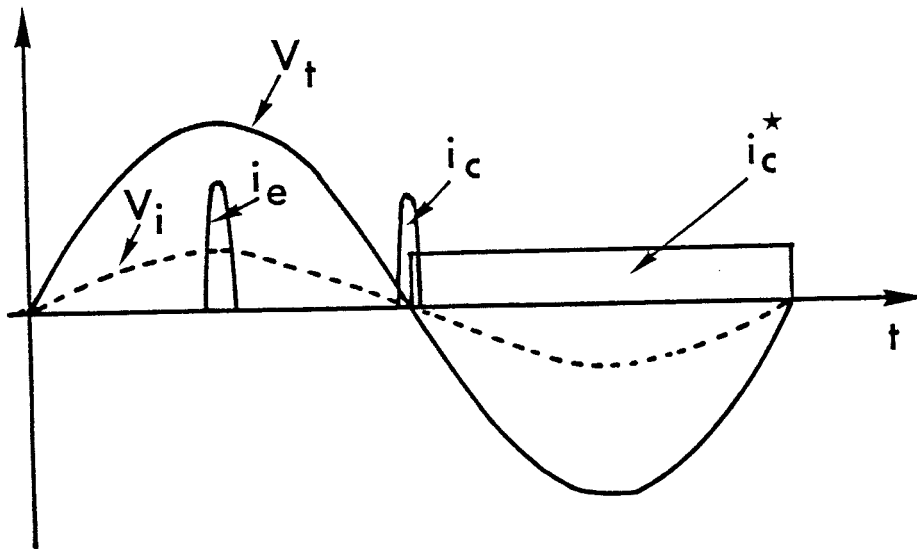
Le courant émetteur i_e , injecté dans la base est en phase avec la tension base-émetteur (v_i) (figure I.5-c). Ce courant se propage à travers la base sous l'effet de la diffusion et d'un champ électrique interne et arrive retardé à l'entrée de la zone de transit (i_c). Ce retard peut être égalé à un quart de période par un choix judicieux de l'épaisseur de la base. On peut ainsi retrouver les conditions idéales d'injection qui existent dans la structure à injection par avalanche. Les porteurs sont injectés dans la zone de transit, au début de l'alternance négative



(a) Schéma du T.T.T.



(b) Champ électrique dans la structure



(c) Représentation des courants et des tensions

FIGURE I.5 : Transistor à temps de transit

de la tension totale v_t et la longueur de cette zone permet de faire coïncider la durée du courant induit avec celle de l'alternance négative de v_t .

Il faut remarquer l'avantage procuré par cette structure idéale, car elle permet d'obtenir les conditions énergétiques optimales de la diode IMPATT, tout en bénéficiant des meilleures performances en bruit que procure, par rapport à l'ionisation, l'injection thermoionique.

Dans le paragraphe suivant, nous présenterons plus en détail la structure du T.T.T. et nous montrerons comment il est théoriquement possible d'obtenir une résistance négative avec cette structure.

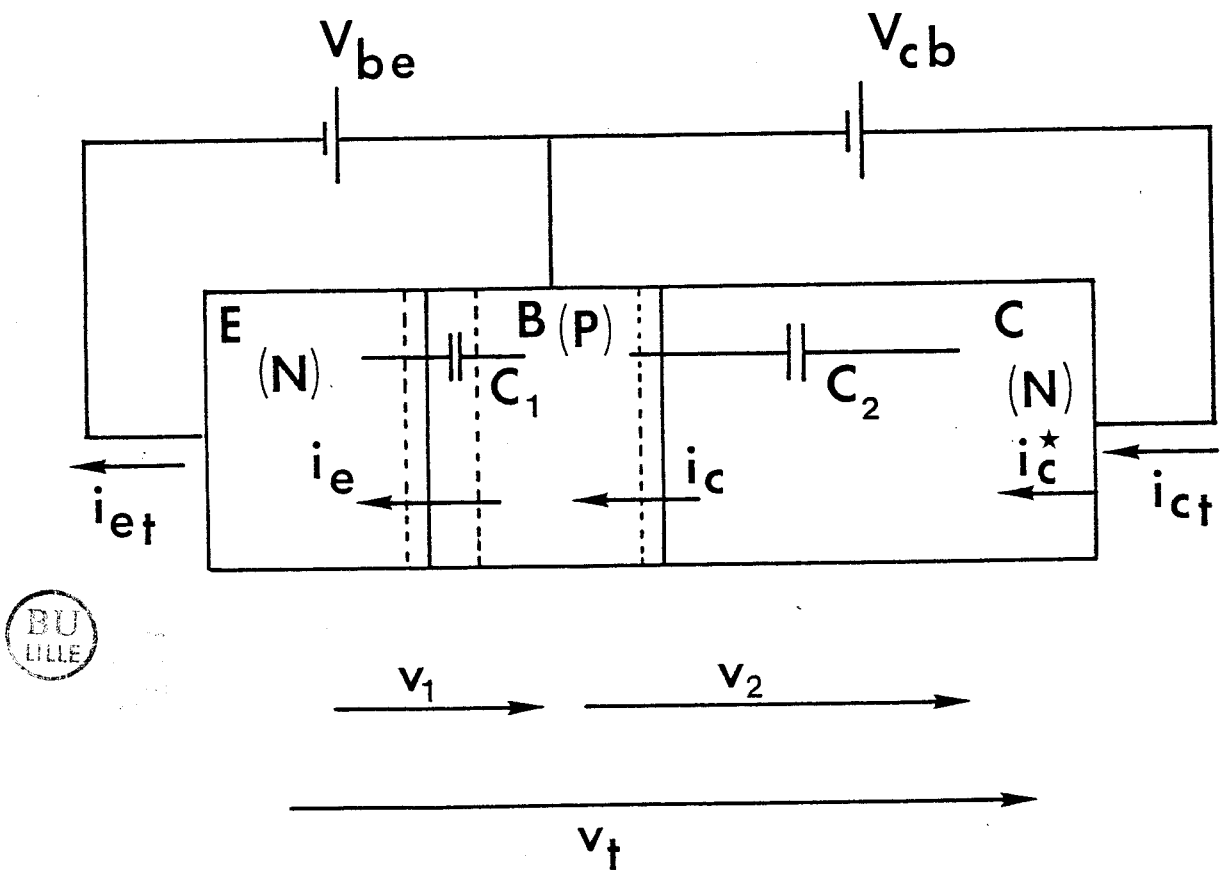
I.2. REPRESENTATION VECTORIELLE DES COURANTS ET DES TENSIONS PRESENTS DANS LE TRANSISTOR A TEMPS DE TRANSIT EN REGIME LINEAIRE.

Considérons un transistor bipolaire de type NPN, où la zone désertée de collecteur s'étend sur une longueur W_c , constituant ainsi une zone de transit. La jonction base-émetteur est polarisée normalement passante et la jonction collecteur-base non passante. La figure I.6 représente le schéma du dispositif.

Nous supposerons que les phénomènes de transport sont unidimensionnels dans la base du transistor et nous y négligerons la chute de tension dans le sens longitudinal, (direction émetteur-collecteur) en raison de la faible valeur du champ électrique interne et de la faible épaisseur de cette zone.

La représentation vectorielle des courants et des tensions dans le plan complexe est donnée sur la figure I.7.

Appelons V_T la tension sinusoïdale aux bornes de la structure, entre le collecteur et l'émetteur. Cette tension se répartit en deux tensions



BU
LILLE

FIGURE I.6 : Schéma du transistor à temps de transit

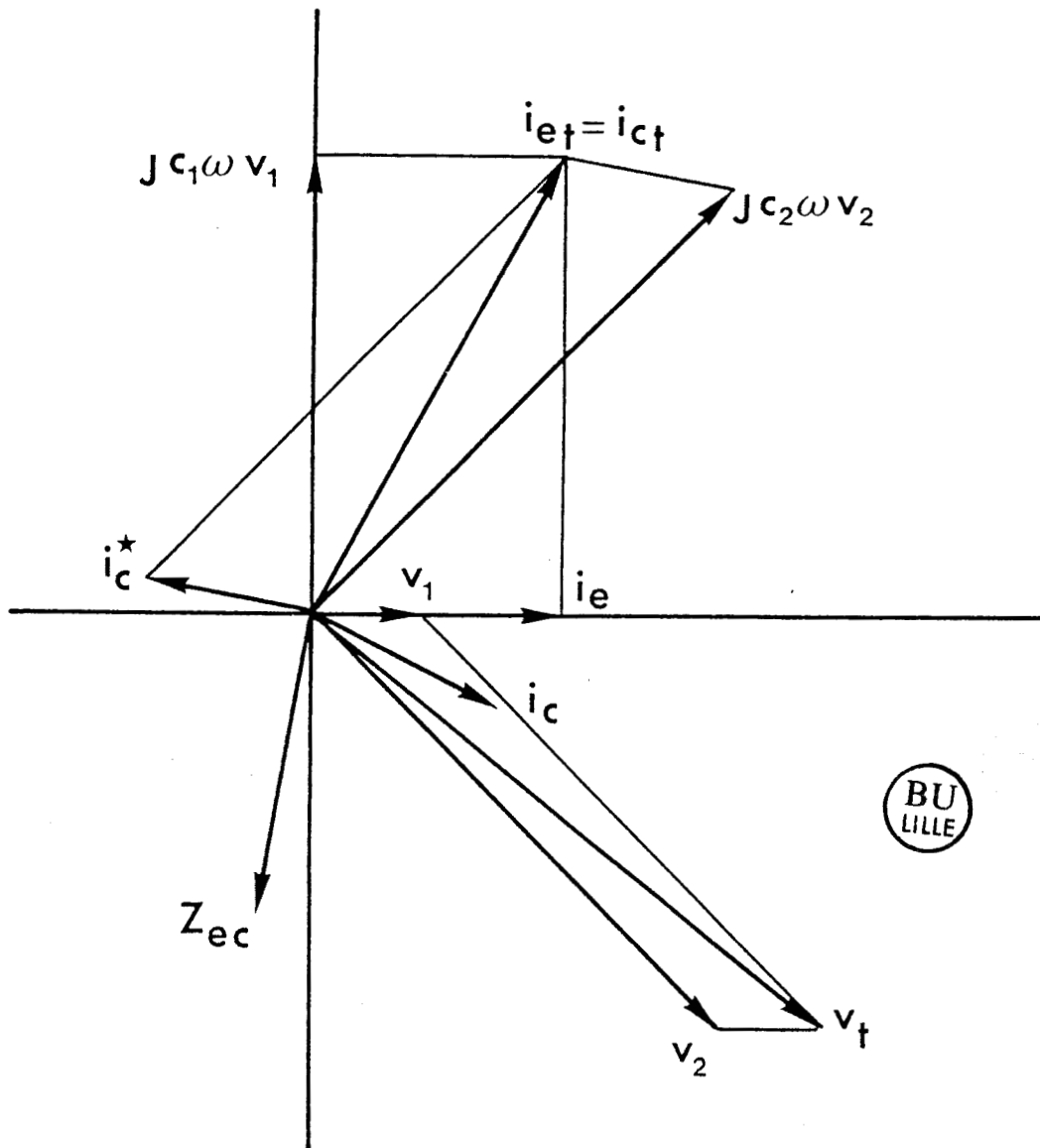


FIGURE I.7 : Diagramme vectoriel représentant les amplitudes et les phases des tensions et des courants dans un transistor à temps de transit.

v_1 et v_2 où v_1 est la tension base-émetteur et v_2 la tension collecteur-base. On a :

$$V_T = v_1 + v_2$$

I.2.1. PRISE EN COMPTE DES COURANTS PARTICULAIRES

La composante fondamentale du courant particulaire émetteur i_e , à l'entrée de la zone de base, est en phase avec la tension base émetteur v_1 . Le courant collecteur i_c à la sortie de la zone de base s'exprime en fonction du courant émetteur par la relation :

$$i_c = \alpha i_e$$

où α est le facteur traduisant le transport des porteurs à travers la base. On reporte sur le diagramme vectoriel de la figure I.7, le courant i_c qui est en retard de phase de $\omega\tau = \gamma$ par rapport au courant émetteur i_e .

A la sortie de la base, les porteurs mobiles sont injectés dans la zone désertée du collecteur. En supposant que cette zone correspond à une zone de transit de longueur W_c , où les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation v_s , l'amplitude de la composante fondamentale du courant induit extérieur i_c^* s'exprime par la relation (annexe III) :

$$i_c^* = \frac{1 - \exp(-j\theta)}{j\theta} i_c = X i_c$$

où $\theta = \frac{\omega W_c}{v_s}$ qui définit l'angle de transit, représente le déphasage entre la composante fondamentale du courant i_c^* et celle du courant i_c .

I.2.2. PRISE EN COMPTE DES COURANTS DE DEPLACEMENT

En considérant la capacité de transition C_2 de la zone désertée de collecteur et en introduisant le courant de déplacement correspondant, la composante fondamentale du courant collecteur total dans le circuit extérieur s'exprime par :

$$i_{CT} = i_C^* + j c_2 \omega v_2$$

$$\text{avec } C_2 = \frac{\epsilon S}{W_C}$$

où S représente la surface active du transistor,
et ϵ la permittivité du semiconducteur.

Le courant de déplacement émetteur-base $j\omega c_1 v_1$ se trouve en quadrature avance par rapport à v_1 et le courant total émetteur est donné par :

$$i_{eT} = i_e + j\omega c_1 v_1$$

où c_1 représente la capacité de la zone désertée émetteur-base.

Avec l'hypothèse fondamentale que la composante alternative du courant base est nulle, les courants extérieurs émetteur et collecteur sont égaux :

$$i_{eT} = i_{CT} = i_C^* + j c_2 \omega v_2$$

L'impédance Z_{EC} du transistor entre l'émetteur et le collecteur peut ainsi être calculée en écrivant le rapport entre la composante fondamentale de la tension v_T et du courant total i_{CT} . Pour que la partie réelle de cette impédance soit négative, il faut que la composante fondamentale du courant i_{CT} présente, par rapport à celle de la tension v_T , un écart angulaire supérieur à 90° .

La jonction émetteur-base étant polarisée en direct et la jonction collecteur-base en inverse, la capacité c_1 de la zone désertée émetteur-base est beaucoup plus grande que la capacité de la zone désertée collecteur base c_2 . En admettant que les courants de déplacements sont plus grands que les courants particuliers, la composante fondamentale de la tension v_2 aux bornes de la zone de transit est peu différente de la composante totale v_T .

Comme le courant de déplacement de la jonction collecteur-base, $jC_2\omega v_2$ est en quadrature avance par rapport à la tension v_2 et par conséquent par rapport à la tension totale v_T en première approximation, la partie réelle de l'impédance Z_{EC} sera négative si le courant particulaire i_C^* est pratiquement en opposition de phase par rapport à v_T , comme le montre le diagramme vectoriel de la figure I.7. Ceci impose un angle de transit θ de l'ordre de 180° pour que la composante fondamentale du courant collecteur extérieur vérifie la relation :

$$i_{CT} = i_C^* + jC_2\omega v_2$$

Cette analyse qualitative, prenant en compte les différentes composantes des courants et des tensions du T.T.T., montre qu'il est théoriquement possible de réaliser un dipole à résistance négative avec cette structure. Nous nous proposons dans le chapitre suivant, d'établir la formulation analytique de l'impédance Z_{EC} .

CHAPITRE II

=====

FORMULATION DE L'IMPÉDANCE DU TRANSISTOR À TEMPS DE TRANSIT ENTRE ÉMETTEUR ET COLLECTEUR EN RÉGIMES LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE.

INTRODUCTION

Nous nous proposons d'établir l'expression analytique de l'impédance hyperfréquence du transistor, considéré comme un dipole entre l'émetteur et le collecteur, en supposant que le circuit de base se présente comme un circuit ouvert pour les hautes fréquences.

Dans l'hypothèse du régime petits signaux, nous démontrerons l'existence potentielle d'une résistance négative, puis nous étudierons l'évolution de cette résistance en fonction du niveau H.F.

II.1. FORMULATION DE L'IMPEDANCE EN REGIME LINEAIRE

Nous reprenons le schéma simplifié du transistor à temps de transit, de type NPN, représenté sur la figure II.1. Les capacités C_1 et C_2 sont respectivement les capacités équivalentes des zones désertées des jonctions base-émetteur et collecteur-base. La zone désertée collecteur base est considérée

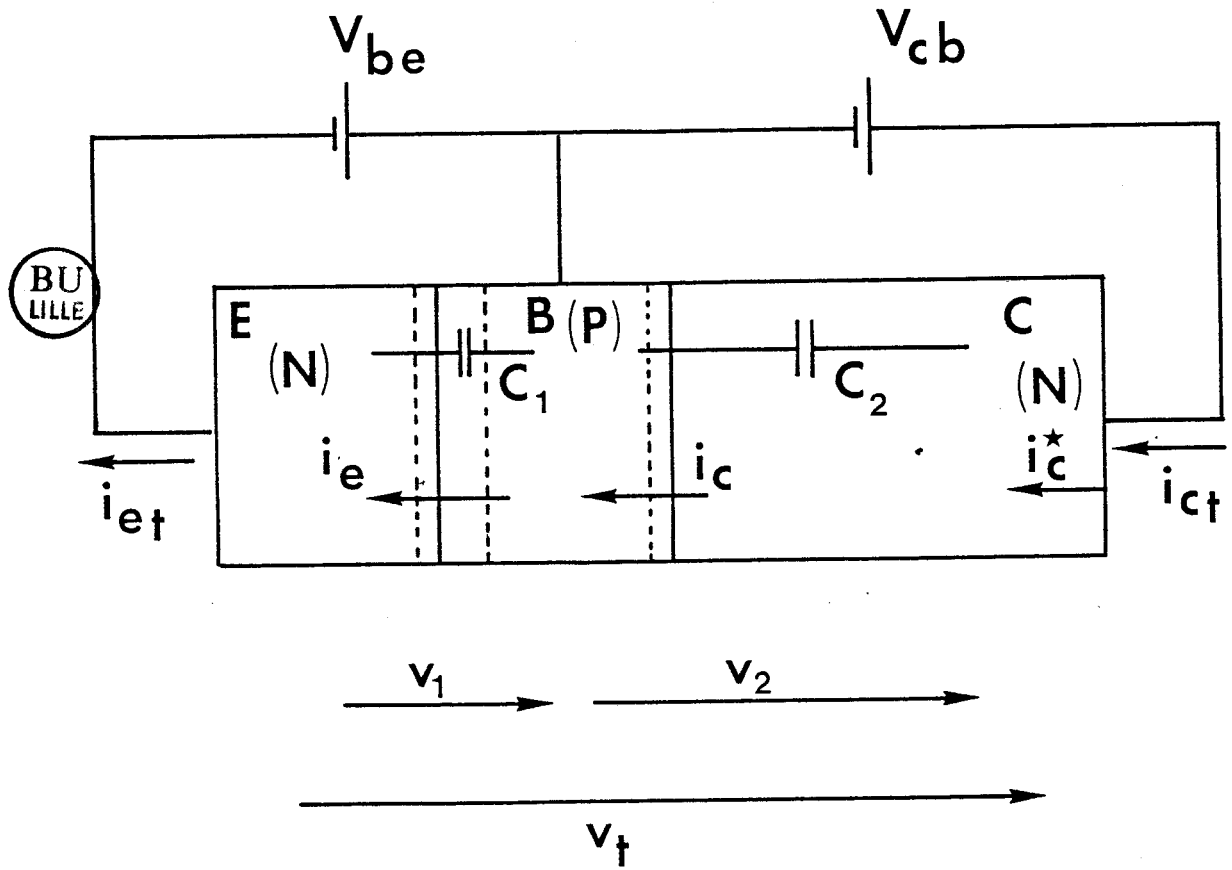


FIGURE II.1 : Schéma du transistor à temps de transit

comme une zone de transit où les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation. Nous allons exprimer les relations définissant les courants particuliers en chaque point du transistor.

II.1.1. Relations caractéristiques de la zone de base

En appelant respectivement V_1 et V_2 les tensions sinusoïdales base émetteur et base collecteur, on écrit les composantes fondamentales du courant particulaire i_e et i_c , à l'entrée et à la sortie de la base (figure II.1), sous une forme matricielle classique :

$$i_e = y_{11} V_1 + y_{12} V_2 \quad (1)$$

$$i_c = y_{21} V_1 + y_{22} V_2 \quad (2)$$

où y_{11} représente l'admittance d'entrée de la jonction base-émetteur

y_{21} représente la transadmittance liée à l'effet transistor, y_{12} et y_{22} sont des termes qui dépendent directement de l'effet Early, c'est à dire de la modulation de la largeur de base sous l'influence de la tension de sortie [20].

Les paramètres y_{ij} sont calculés à partir de l'évolution de la densité de porteurs minoritaires en tout point de la base, obtenue par intégration des équations de continuité selon les méthodes utilisées par Kroemer, Rey et Leturcq [15],[16], [17]. Ces paramètres dépendent à la fois des données géométriques du composant, de la répartition des atomes d'impuretés dans la base du transistor, de la fréquence du signal et de la polarisation statique. La démarche analytique utilisée est donnée dans l'annexe I.

II.1.2. FORMULATION ANALYTIQUE DE L'IMPEDANCE Z_{EC}

Aux courants particuliers, il convient d'ajouter les courants de déplacement respectifs et de tenir compte du transit des porteurs dans le collecteur, afin d'établir l'expression de l'impédance Z_{EC} du transistor. La contribution du terme y_{12} reste négligeable devant celle des autres termes dans pratiquement tous les cas étudiés. De ce fait, dans toutes les simulations que nous ferons, nous ne tiendrons compte de l'effet Early que par le terme y_{22} et nous supposerons nul y_{12} . Le calcul détaillé de l'impédance Z_{EC} est donné dans l'annexe III et conduit à l'expression suivante :

$$Z_{EC} = \frac{1}{y_{11} + jC_1\omega} + \frac{1}{y_{22} + jC_2\omega} \left\{ 1 + \frac{y_{22} (1 - X)}{j C_2\omega} - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1\omega} \right\} \quad (3)$$

où X est le terme introduit par la zone de transit qui traduit la transformation apportée par cette zone, à la composante fondamentale i_C du courant particulier. Son expression s'écrit :

$$X = \frac{1 - \exp(-j\theta)}{j\theta} \quad (4)$$

où, rappelons-le, $\theta = \frac{\omega W_C}{v_S}$ exprime l'angle de transit.

II.1.3. DISCUSSION

En première approximation, si nous négligeons totalement l'effet Early, l'expression (3) de l'impédance Z_{EC} devient :

$$Z_{EC} = \frac{1}{y_{11} + jC_1 \omega} + \frac{1}{j C_2 \omega} \left\{ 1 - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \right\} \quad (5)$$

En introduisant le facteur $\alpha = Y_{21} / Y_{11}$ traduisant le transport des porteurs à travers la base, cette expression peut encore s'écrire :

$$Z_{EC} = \frac{1}{y_{11} + jC_1 \omega} + \frac{1}{j C_2 \omega} \left\{ 1 - \frac{\alpha X}{1 + j \frac{C_1 \omega}{y_{11}}} \right\} \quad (6)$$

On remarque sur cette relation, que si la partie imaginaire du terme $\frac{\alpha X}{1 + j \frac{C_1 \omega}{y_{11}}}$ est positive, son produit par le terme $\frac{1}{j C_2 \omega}$

permet à la partie réelle de Z_{EC} de devenir négative. Ceci traduit donc l'existence d'une résistance négative. On observe alors l'importance du produit αX qui est déterminant pour la résistance négative du transistor. A titre d'illustration, nous donnons, par la courbe 1 de la figure II.2, un exemple d'évolution du gain en courant α , dans le plan complexe, en fonction de la fréquence. On remarque l'influence de la zone de transit par l'évolution du produit αX , représentée par la courbe 2.

Dans cet exemple, la simulation a été faite en supposant que le profil d'impuretés dans la base du transistor est de type exponentiel et que la longueur de la zone de transit de collecteur est égale à 5 μm .

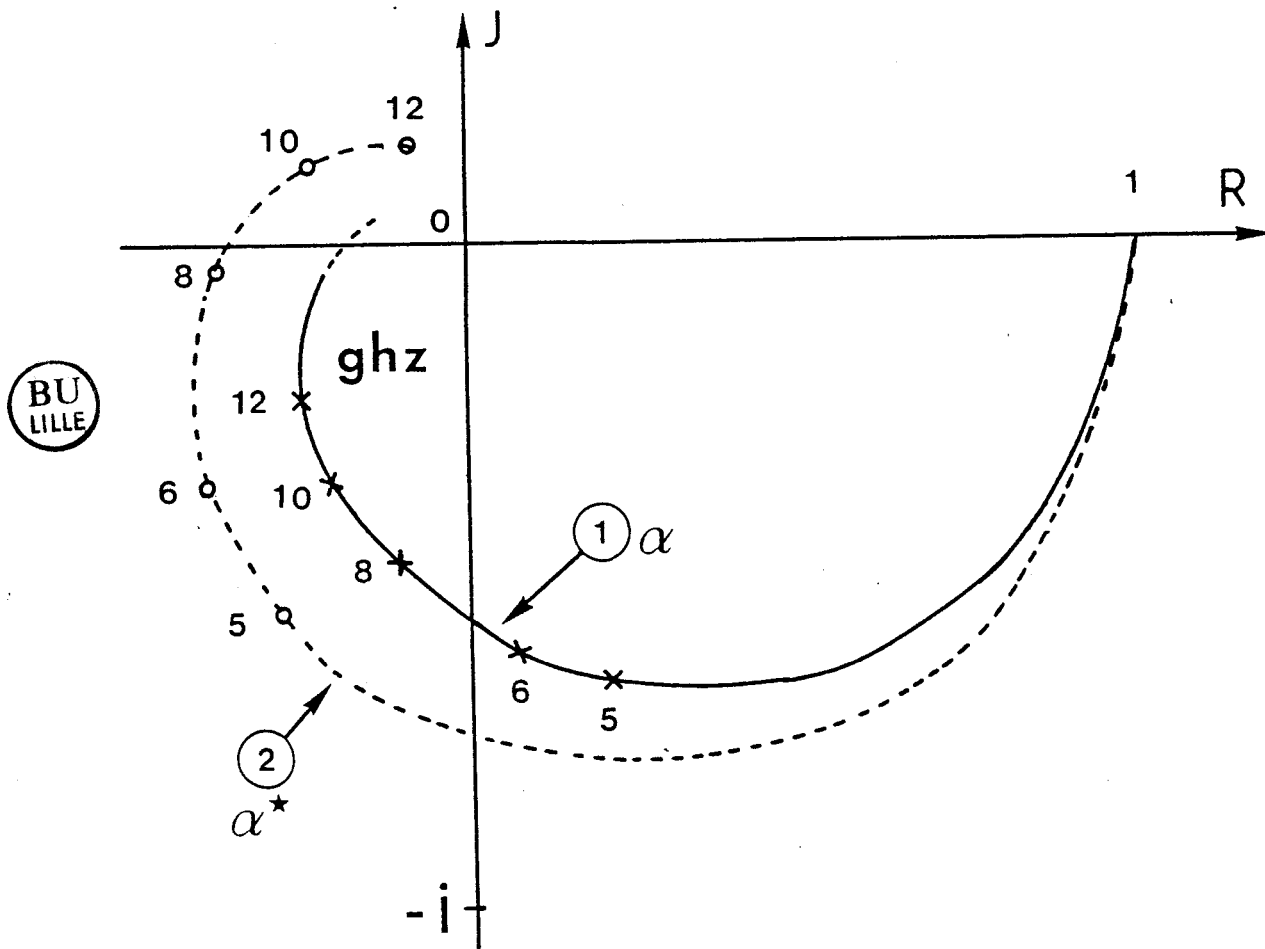


FIGURE II.2 : Evolution du gain en courant α en fonction de la fréquence dans le plan complexe.

Courbe 1 : gain en courant sans zone de transit α

Courbe 2 : gain en courant avec une zone de transit α^*

On observe nettement le déphasage supplémentaire apporté par le terme de transit X . En effet, dans cet exemple, pour une fréquence de l'ordre de 10 GHz, le retard de phase du courant de conduction collecteur par rapport au courant injecté, dû à la zone de base seule, est égal à environ -120° , alors que ce retard dépasse -180° en tenant compte de l'effet du transit dans le collecteur. Cette figure montre que de 8 à 12 GHz la partie imaginaire de αX est positive et que son produit par $\frac{1}{jC_2\omega}$ donne un signe négatif à la partie réelle de Z_{EC} . Toutefois, il importe de remarquer que, dans l'expression de Z_{EC} , le produit αX est divisé par le terme $1 + j \frac{C_1 \omega}{y_{11}}$, ce

qui doit modifier l'analyse très approchée faite en prenant en compte uniquement le produit αX . Néanmoins cette analyse de l'évolution fréquentielle de l'impédance Z_{EC} , faite en première approximation, et montrant que le déphasage entre la composante fondamentale du courant particulaire émetteur et celle du courant collecteur extérieur, doit dépasser -180° , confirme les indications fournies précédemment par le diagramme vectoriel de la figure I.7.

Un tel dispositif peut donc se comporter comme un dipole à résistance négative [18], compte tenu d'un certain nombre de contraintes à respecter au cours de l'élaboration du composant.

Afin de mieux étudier le comportement en fonction de la fréquence, de l'impédance Z_{EC} présentée par le transistor, et afin de déterminer quantitativement l'amplitude potentielle de la résistance négative, nous avons simulé la relation analytique (3) sur ordinateur. Nous présentons les résultats que nous avons obtenus pour une structure typique mais qui n'est pas nécessairement une structure optimale.

II.1.4. SIMULATION DE L'IMPEDANCE Z_{EC} DU TRANSISTOR

II.1.4.1. *Description de la structure simulée*

Le calcul des paramètres admittance y_{ij} nécessite la connaissance de la répartition des atomes d'impuretés dans la base du transistor. Les composants qui seront testés et que nous étudierons dans le chapitre suivant, sont réalisés à partir des techniques classiques de diffusion dans une zone épitaxiée. La concentration d'impuretés dans la base du transistor est alors une fonction décroissante créant ainsi un champ électrique interne, accélérateur pour les porteurs mobiles, ce qui est bénéfique pour l'évolution du gain en courant α avec la fréquence. Pour les besoins du calcul analytique des paramètres admittance, nous approximerons le profil d'impuretés dans la base par une loi exponentielle, que nous définissons par la relation suivante :

$$N_B(x) = N_{BM} \exp - \frac{x}{x_b} \quad (7)$$

où N_{BM} est la concentration d'atomes d'impuretés dans la base au niveau de la jonction métallurgique émetteur-base, et x_b représente le décrement logarithmique du profil d'impuretés.

Ces deux paramètres suffisent à définir le composant à simuler pour calculer les paramètres admittance. La longueur électrique de la base est déterminée compte-tenu de la polarisation de la jonction base collecteur et du profil d'impuretés dans la base, en résolvant l'équation de Poisson dans la zone désertée de la jonction base-collecteur. La longueur électrique

de la base s'exprime par la relation (annexe II) :

$$W_{Bo} = xb \log_e \frac{W_c q xb N_{BM}}{V_{CB} \cdot \epsilon} \quad (8)$$

où V_{CB} est la tension de polarisation statique de la jonction base-collecteur.

Les caractéristiques du composant que nous avons simulé sont les suivantes :

$S = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ est la surface active du composant

$N_{BM} = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$

$xb = 0,2 \text{ } \mu\text{m}$

$W_c = 5 \text{ } \mu\text{m}$

$C_1 = 20 \text{ pF}$ est la capacité de la zone désertée de la jonction émetteur-base. Nous avons considéré une valeur moyenne au voisinage du seuil de conduction.

$C_2 = 0,15 \text{ pF}$ est la capacité de la zone désertée de la jonction collecteur base qui est définie par la relation :

$$C_2 = \frac{\epsilon S}{W_c}$$

où ϵ est la permittivité du milieu.

Les expressions des paramètres admittance dans le cas d'un profil de dopage dans la base de type exponentiel sont reportées dans l'annexe II.

Il est intéressant de représenter l'impédance Z_{EC} dans le plan complexe, en valeurs normalisées par rapport à l'impédance présentée par

la capacité équivalente de la zone désertée de la jonction base-collecteur $\frac{1}{C_2 \omega}$. Cette représentation normalisée de l'impédance permet de mettre en évidence le facteur de qualité du dipole actif : $Q = \frac{1}{R_T C_2 \omega}$.

Par ailleurs, en première approximation et pour des courants pas trop élevés, tels que l'on puisse négliger l'influence de la jonction base-émetteur, le produit de la partie réelle de Z_{EC} par l'admittance équivalente de la capacité de la zone désertée de collecteur : $R_T C_2 \omega$, s'exprime simplement à partir de la relation (6), par :

$$R_T C_2 \omega \approx \text{partie réelle} \left\{ 1 - \frac{\alpha X}{1 + j \frac{C_1 \omega}{y_{11}}} \right\} \quad (9)$$

Cette relation, très approximative, montre néanmoins que $R_T C_2 \omega$ est pratiquement indépendant de la surface du composant, et qu'il rend compte rapidement de l'importance du produit αX , terme prépondérant pour obtenir une résistance négative. Cette représentation permet, par conséquent, d'apprécier rapidement les résistances négatives optimales des échantillons testés ou simulés.

Les résultats obtenus pour l'exemple proposé précédemment, sont donnés sur la figure II.3. Cette figure montre l'évolution de l'impédance Z_{EC} en fonction du courant de polarisation, pour différentes fréquences. Les courbes en trait continu correspondent aux résultats lorsque l'effet Early est négligé ($y_{22} = 0$) ; les résultats incluant l'effet Early ($y_{22} \neq 0$) sont représentés en trait discontinu.

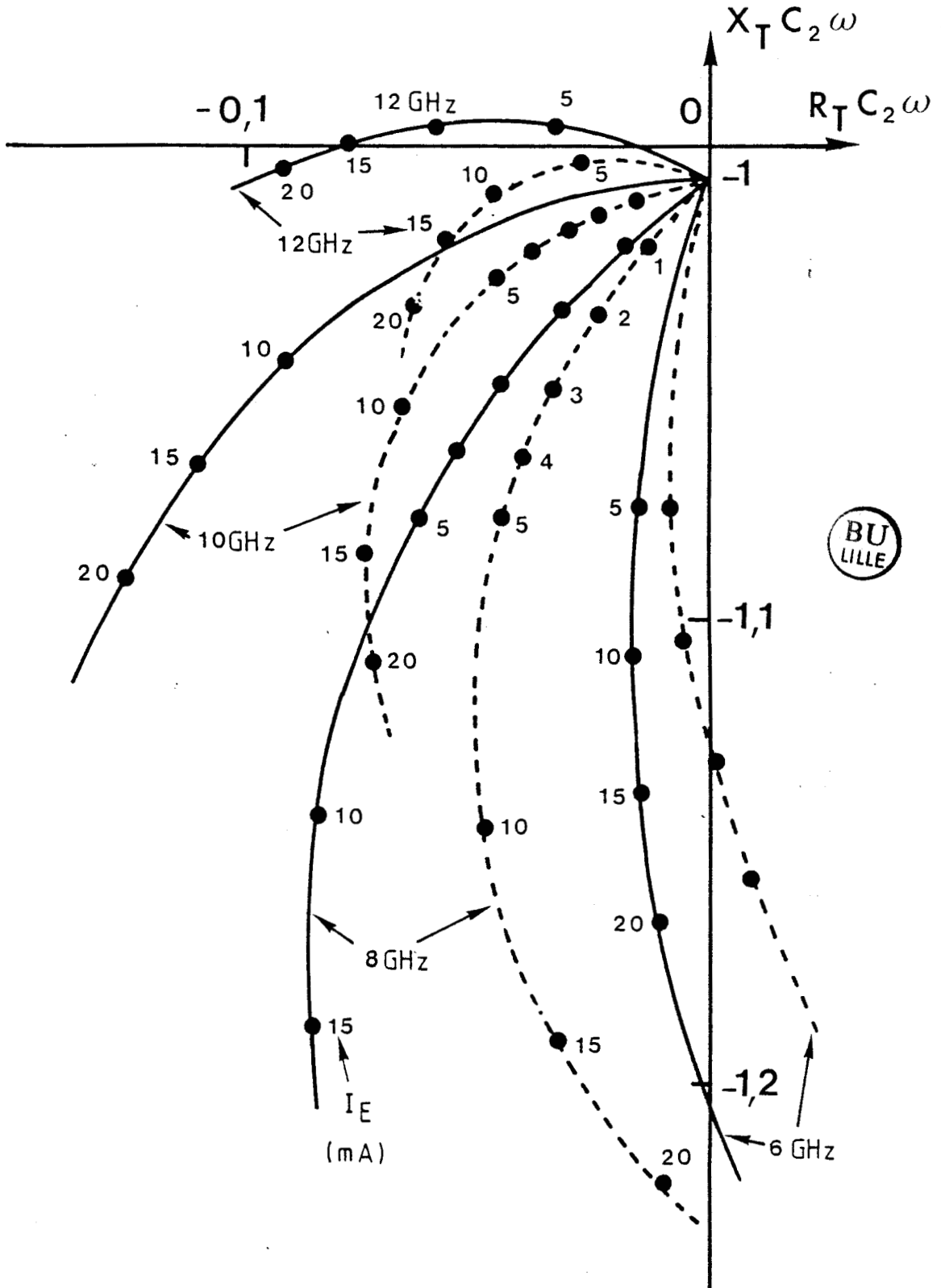


FIGURE II.3 : Evolution de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. à courant HF de base nul ; influence de l'effet Early.

----- avec effet Early ($y_{22} \neq 0$)

_____ sans effet Early ($y_{22} = 0$)

On observe que le terme $R_T C_2 \omega$ est négatif et que son amplitude augmente avec la fréquence pour devenir optimal vers 10 GHz. Ceci est dû à l'effet bénéfique du retard de phase du courant collecteur induit par rapport au courant émetteur, retard apporté par la zone de transit, dont la longueur ($W_c = 5 \mu\text{m}$) a été choisie pour donner un angle de transit de 180° à 10 GHz. L'évolution de l'impédance Z_{EC} est sensible au courant de polarisation et surtout à l'effet Early ; nous allons analyser l'influence de chacun de ces deux paramètres.

II.1.4.2. Influence du courant de polarisation

A une fréquence donnée, on constate que la résistance négative passe par un maximum en fonction du courant de polarisation. En effet les paramètres admittances de la base sont proportionnels au courant de polarisation (annexe II) ; tant que y_{11} reste négligeable devant $c_1 \omega$ dans l'expression (3) de Z_{EC} , la résistance négative est proportionnelle à y_{21} et par conséquent augmente avec le courant de polarisation. Par contre, lorsque celui-ci est suffisamment élevé pour que y_{11} ne soit plus négligeable, l'impédance de la jonction base-émetteur modifie sensiblement les conditions de déphasage entre les tensions respectives v_1 et v_2 aux bornes des deux jonctions du transistor, entraînant une diminution de la résistance négative.

II.1.4.3. Influence de l'effet Early

On observe d'autre part, sur les courbes de la figure II.3 la nette réduction de la résistance négative due à la prise en compte de l'effet Early. Cette réduction est d'autant plus importante que la fréquence et le courant de polarisation sont plus élevés.

Il semble que cet effet soit un élément limitatif important pour

le transistor à temps de transit.

Pour comprendre comment intervient l'effet Early sur le calcul de l'impédance émetteur collecteur Z_{EC} , revenons à l'expression (3) de Z_{EC} en fonction des paramètres admittance. En omettant la zone d'injection base émetteur, l'impédance présentée par la zone de transit du collecteur seule s'écrit :

$$Z_{BC} = \frac{1}{y_{22} + j C_2 \omega} \left\{ 1 + \frac{y_{22} (1 - X)}{j C_2 \omega} - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \right\} \quad (10)$$

Négligeons l'effet Early en posant $y_{22} = 0$, l'expression précédente devient :

$$y_{BC} = \frac{1}{Z_{BC}} = \frac{j C_2 \omega}{1 - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega}} \quad (11)$$

qui s'écrit en première approximation ; en considérant que le terme en y_{21} du dénominateur est nettement inférieur à 1 :

$$y_{BC} \approx j C_2 \omega \left\{ 1 + \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \right\} \quad (12)$$

A partir de cette expression, on définit un schéma équivalent très simplifié de la zone de collecteur (figure II-4a), constitué d'une capacité C_2

en parallèle sur un dipole $G + jB$, dont la partie réelle est négative.

$$G + jB = \frac{j C_2 \omega y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \quad (13)$$

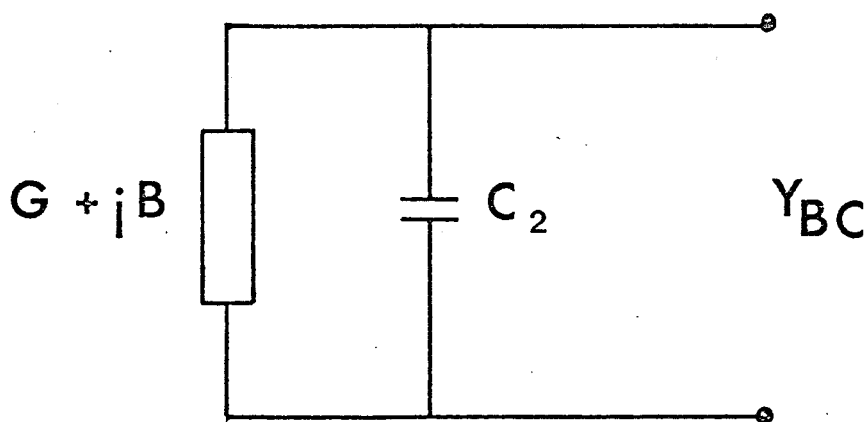


figure. II-4a

Si on réintroduit le terme y_{22} , l'expression (11) qui donne l'admittance de la zone de collecteur s'écrit :

$$y_{BC} = \frac{y_{22} + j C_2 \omega}{1 + \frac{y_{22} (1 - X)}{j C_2 \omega} - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega}} \quad (14)$$

Le paramètre admittance y_{22} apparaît à deux niveaux dans cette expression. Au dénominateur d'abord, le terme :

$$E = \frac{y_{22} (1 - X)}{j C_2 \omega} \quad (15)$$

tend à minimiser l'importance du terme $\frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega}$ activant l'effet

de résistance négative. En fait l'exemple que nous avons simulé montre que ce terme E est peu important vis-à-vis de $\frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega}$ comme le

montre les valeurs numériques consignées dans les colonnes I et II du Tableau II.1.

En première approximation, en négligeant le terme E, on trouve que l'admittance base collecteur y_{BC} devient :

$$y_{BC} = \frac{y_{22} + j C_2 \omega}{1 - \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega}} \quad (16)$$

que l'on peut encore écrire d'une manière très approchée :

$$y_{BC} = (y_{22} + j C_2 \omega) \left\{ 1 + \frac{y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \right\} \quad (17)$$

Sur cette expression qui, soulignons-le encore, découle d'un raisonnement très approximatif, on observe que l'admittance y_{22} vient d'une part modifier l'admittance active du dipole qui s'écrit :

BU
LILLE

		I	II	III	IV
				Sans Effet Early	Avec Effet Early
Fréquence F	Courant de polarisation I _C	$A = (1 - \frac{y_{21} X}{y_{11} + jC_1 \omega})$	$A + \frac{y_{22} (1-X)}{jC_2 \omega} = D$	$y_{BC} = \frac{j C_2 \omega}{A}$	$y_{BC} = \frac{y_{22} + j C_2 \omega}{D}$ avec effet Early
8 GHz	10 mA	1,14 - j 0,86 10 ⁻¹	1,17 - j 0,76 10 ⁻¹	- 5,91 10 ⁻⁴ + j 7,86 10 ⁻³	- 3,85 10 ⁻⁴ + j 7,87 10 ⁻³
8 GHz	20 mA	1,22 - j 0,84 10 ⁻¹	1,29 - j 0,65 10 ⁻¹	- 5 10 ⁻⁴ + j 7,3 10 ⁻³	- 1,39 10 ⁻⁴ + j 7,38 10 ⁻³
10 GHz	10 mA	1,04 - j 0,93 10 ⁻¹	1,08 - j 0,91 10 ⁻¹	- 9,6 10 ⁻⁴ + j 1,08 10 ⁻²	- 7,35 10 ⁻⁴ + j 1,07 10 ⁻²
10 GHz	20 mA	1,08 - j 0,13	1,16 - j 0,12	- 1,20 10 ⁻³ + j 1,03 10 ⁻²	- 7,64 10 ⁻⁴ + j 1,02 10 ⁻²
12 GHz	10 mA	1,01 - j 0,6 10 ⁻¹	1,05 - j 0,66 10 ⁻¹	- 7,99 10 ⁻⁴ + j 1,34 10 ⁻²	- 6,31 10 ⁻⁴ + j 1,33 10 ⁻²
12 GHz	20 mA	1,00 - j 0,94 10 ⁻¹	1,08 - j 0,11	- 1,26 10 ⁻³ + j 1,35 10 ⁻²	- 8,93 10 ⁻⁴ + j 1,32 10 ⁻²

TABLEAU II.1 - AMPLITUDES DES DIFFERENTS TERMES DE L'ADMITTANCE DE LA ZONE BASE COLLECTEUR
DEFINIE PAR L'EXPRESSION (14).

$$G' + j B' = \frac{(y_{22} + j C_2 \omega) y_{21} X}{y_{11} + j C_1 \omega} \quad (18)$$

et que, d'autre part, y_{22} vient en parallèle sur la capacité c_2 (figure II.4b).

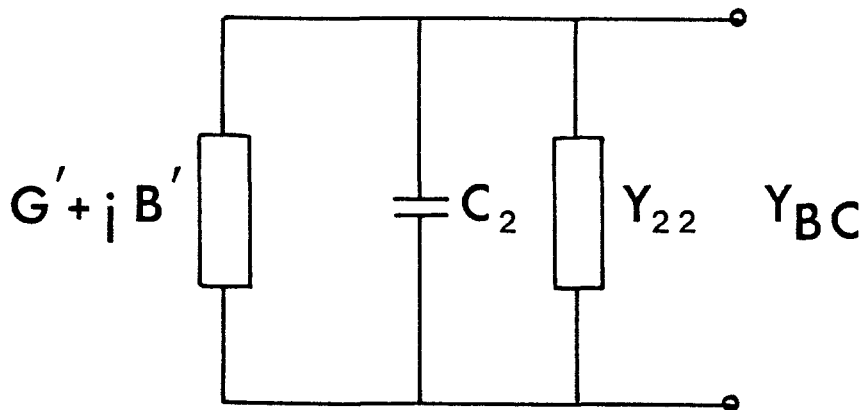


figure II-4b

Tous ces effets cumulés de y_{22} contribuent à la diminution globale de la résistance négative présentée par le transistor.

Cette analyse très grossière de l'influence de y_{22} est confirmée quantitativement par les valeurs des différents termes de l'expression de l'admittance base collecteur, qui sont regroupées dans le tableau II.1 et que nous avons calculées pour l'exemple simulé précédemment.

On observe bien une diminution très nette de la partie réelle de l'admittance y_{BC} calculé avec l'effet Early ($y_{22} \neq 0$) (colonne IV du tableau), par rapport au calcul fait sans effet Early ($y_{22} = 0$) (colonne III du tableau). On observe aussi, d'autre part, que l'effet Early agit essentiellement sur la partie réelle de l'admittance y_{BC} et que

la partie imaginaire reste pratiquement inchangée.

II.1.5. CONCLUSION

Après avoir établi la formulation de l'impédance Z_{EC} présentée, en régime linéaire, par le transistor à temps de transit, nous avons montré l'existence d'une résistance négative, à partir d'une simulation de l'impédance, effectuée pour un exemple de structure. Les résultats ont donné une résistance négative optimale, en valeur normalisée, $R_T C_2 \omega = - 0,073$ pour une fréquence de 10 GHz et pour un courant de polarisation de 15 mA, soit une densité de courant de 200 A/cm^2 . Compte tenu du choix d'une surface active égale à $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$, la valeur absolue de la résistance négative est de l'ordre de 7 à 8 Ω . Cette valeur, obtenue en tenant compte de l'effet Early, semble être un maximum pour la structure que nous avons simulée qui, rappelons-le, n'est pas spécialement optimisée et ne constitue qu'un exemple typique.

En d'autres termes, ce résultat se traduit par un coefficient de qualité du dipole actif :

$$Q = \frac{1}{[R_T C_2 \omega]} \quad \text{de l'ordre 14.}$$

Pour former un oscillateur, le dipole actif doit être couplé à un circuit accordé extérieur dont le coefficient de qualité propre est supérieur à celui du dipole actif, de manière à ce que les pertes du circuit d'accord puissent être compensées totalement par la résistance négative du dipole actif. Compte tenu des difficultés pratiques à réaliser des circuits d'accord à très faibles pertes, il faut que le coefficient de qualité du dipole actif ne soit pas trop élevé, de manière à obtenir facilement le démarrage et l'entretien des oscillations. A titre de comparaison, le

coefficient de qualité d'une diode IMPATT est typiquement de l'ordre 10.

Il semble donc, d'après cette première simulation, que le transistor à temps de transit nécessitera, par rapport à la diode IMPATT, un circuit d'accord à plus faibles pertes, s'il s'avère impossible d'augmenter de manière conséquente la résistance négative optimale de la structure.

Le paramètre admittance y_{21} , dont dépend essentiellement la résistance négative, est proportionnel à la surface active S_A du transistor ; on peut donc penser jouer sur ce paramètre pour accroître l'amplitude de cette résistance négative ; cependant, il faut noter que la capacité C_2 augmente aussi avec la surface S_A et que la résistance négative est inversement proportionnelle à C_2 . Il faut donc trouver un compromis quant au choix de la surface du composant. Il semble a priori qu'une surface supérieure à celle choisie pour cette simulation, soit mieux adaptée.

Nous allons présenter dans le paragraphe suivant, le comportement de l'impédance Z_{EC} en fonction de l'amplitude de la composante H.F. de la tension.

II.2. FORMULATION DE L'IMPEDANCE Z_{EC} EN REGIME NON LINEAIRE

L'augmentation de la tension H.F. aux bornes du composant entraîne l'existence de phénomènes non linéaires qui modifient fortement l'expression analytique de l'impédance Z_{EC} .

Une solution exacte consisterait à résoudre numériquement les équations fondamentales des semiconducteurs dans l'ensemble du composant mais cela nécessiterait un traitement particulièrement lourd et coûteux.

Il est cependant possible d'établir, en première approximation, des expressions analytiques comparables à celles obtenues en régime linéaire, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, entre autres que le transistor n'est jamais en régime de haute injection et que les tensions base-émetteur v_1 et collecteur base v_2 restent quasi sinusoïdales.

Les effets non linéaires essentiels que nous allons prendre en compte sont relatifs à la loi d'injection thermique du courant émetteur et à la modulation de la largeur électrique de la base.

II.2.1. FORMULATION THEORIQUE DE L'IMPEDANCE

Avant de reformuler l'expression de l'impédance du transistor à temps de transit en régime non linéaire, nous allons présenter les effets de chacune des non-linéarités prises en compte.

II.2.1.1. Non linéarité d'injection

La tension base-émetteur est définie par la relation :

$$V_{BE} = V_0 + V_1 \cos \omega t \quad (19)$$

où V_0 est l'amplitude de la polarisation statique et

où V_1 est l'amplitude de la composante alternative.

Le courant particulier injecté par l'émetteur dans la base est de la forme :

$$J_E = J_S \exp \left\{ \frac{(V_0 + V_1 \cos \omega t)}{U_T} \right\} \quad (20)$$

soit encore :

$$J_E = J_0 \exp \left\{ \frac{v_1 \cos \omega t}{U_T} \right\} \quad (21)$$

où $J_0 = J_S \exp \frac{V_0}{U_T}$ est la densité du courant émetteur en régime statique

et où $U_T = \frac{k T}{q}$ représente l'unité thermodynamique.

En appliquant la théorie des fonctions de Bessel, l'expression (21) se transforme aisément et devient, en se limitant à la composante continue et à la composante fondamentale du courant [19] :

$$J_E = J_0 I_0(x) \left\{ 1 + 2 \frac{I_1(x)}{x I_0(x)} \frac{v_1}{U_T} \cos \omega t \right\} \quad (22)$$

où $I_0(x)$ et $I_1(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de 1ère espèce et d'ordres 0 et 1.

L'argument x est défini par $x = \frac{v_1}{U_T}$.

Le détail de l'approche théorique est donné en annexe IV.

Pour le régime linéaire, c'est-à-dire lorsque l'amplitude de $\frac{v_1}{U_T}$ reste petite, l'expression (20) représentant le courant émetteur devient :

$$J_E = J_0 \left(1 + \frac{v_1}{U_T} \cos \omega t \right) \quad (23)$$

où J_0 est la composante continue

et où $J_0 \frac{v_1}{U_T}$ est la composante fondamentale du courant. L'effet de

l'injection non linéaire à la jonction base émetteur exprimé par la relation (22) se traduit d'une part sur la composante continue du courant :

$$J_{E0} = J_0 \cdot I_0(x) \quad (24)$$

et d'autre part sur la composante fondamentale du courant :

$$J_{E1} = \left\{ \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \frac{v_1}{U_T} \right\} J_{E0} \quad (25)$$

II.2.1.1.1. Modification apportée à la composante continue

La modification apportée à la composante continue du courant entraîne une variation de la polarisation de la jonction base émetteur par rapport au régime linéaire. En effet, dans le mode opératoire du T.T.T., le courant de polarisation statique émetteur est maintenu constant, ce courant s'écrit en régime linéaire :

$$J_0 = \left\{ J_s \exp \frac{V_0}{U_T} \right\} = \text{cte}$$

L'augmentation de la tension v_1 tend à faire croître la composante continue du courant qui devient :

$$J_{E0} = \left(J_s \exp \frac{V_0}{U_T} \right) \cdot I_0(x) \quad (27)$$

puisque $I_0(x) > 1$. Pour maintenir $J_{E0} = J_0 = \text{cte}$, il est nécessaire de diminuer la tension continue V_0 aux bornes de la jonction base-émetteur. Ce processus est décrit sur le schéma représenté sur la figure II.5.

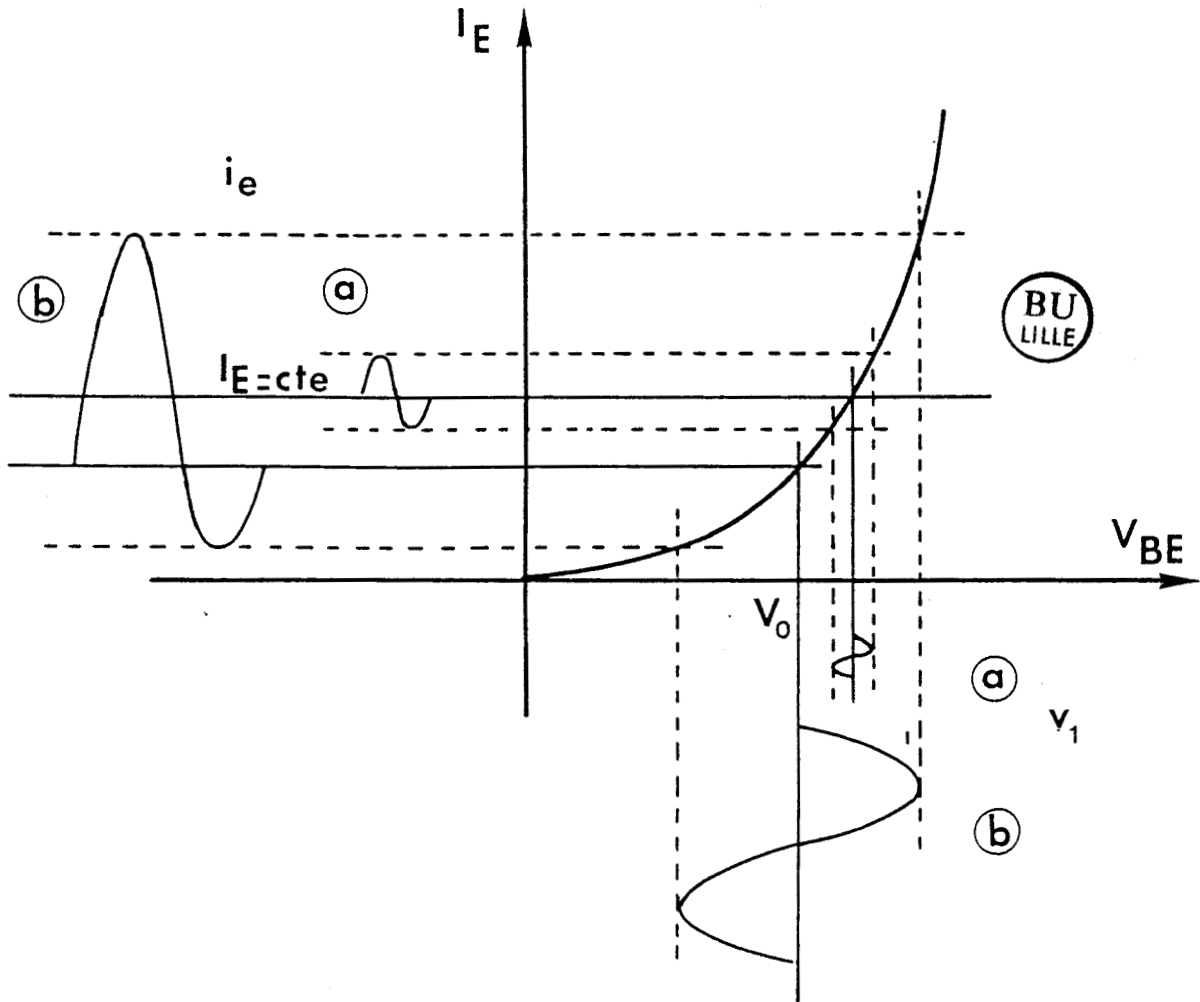


FIGURE II.5 : Comparaison de la polarisation statique V_{BE} en régime linéaire et non linéaire à $I_E = Cte$
a) petit signal b) grand signal

La tension continue V_0 diminue d'autant plus que l'amplitude de V_1 est élevée. Comme le montre le figure II.5, pour que la jonction base-émetteur reste passante pendant la période entière du signal, il faut que l'amplitude de v_1 reste inférieure à environ 0,5 v (jonction silicium). Il en résulte que la variable $x = \frac{V_1}{U_T}$ doit rester inférieure à 20.

II.2.1.1.2. Modification apportée à la composante fondamentale

Rappelons l'expression de la composante fondamentale du courant émetteur en régime non linéaire :

$$J_{E1} = \left\{ \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \right\} \frac{v_1}{U_T} J_{E0} \quad (25)$$

Cette expression se déduit de celle obtenue en régime linéaire en multipliant cette dernière par la fonction $\Gamma(x)$:

$$\Gamma(x) = \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \quad (28)$$

$\Gamma(x)$ est une fonction décroissante de x [21], dont l'évolution est représentée sur la figure II.6. Lorsque x tend vers zéro, $\Gamma(x)$ tend vers 1. On remarque que l'expression de la composante fondamentale du courant en régime non linéaire (22) se confond avec celle du régime linéaire (23) lorsque x tend vers zéro.

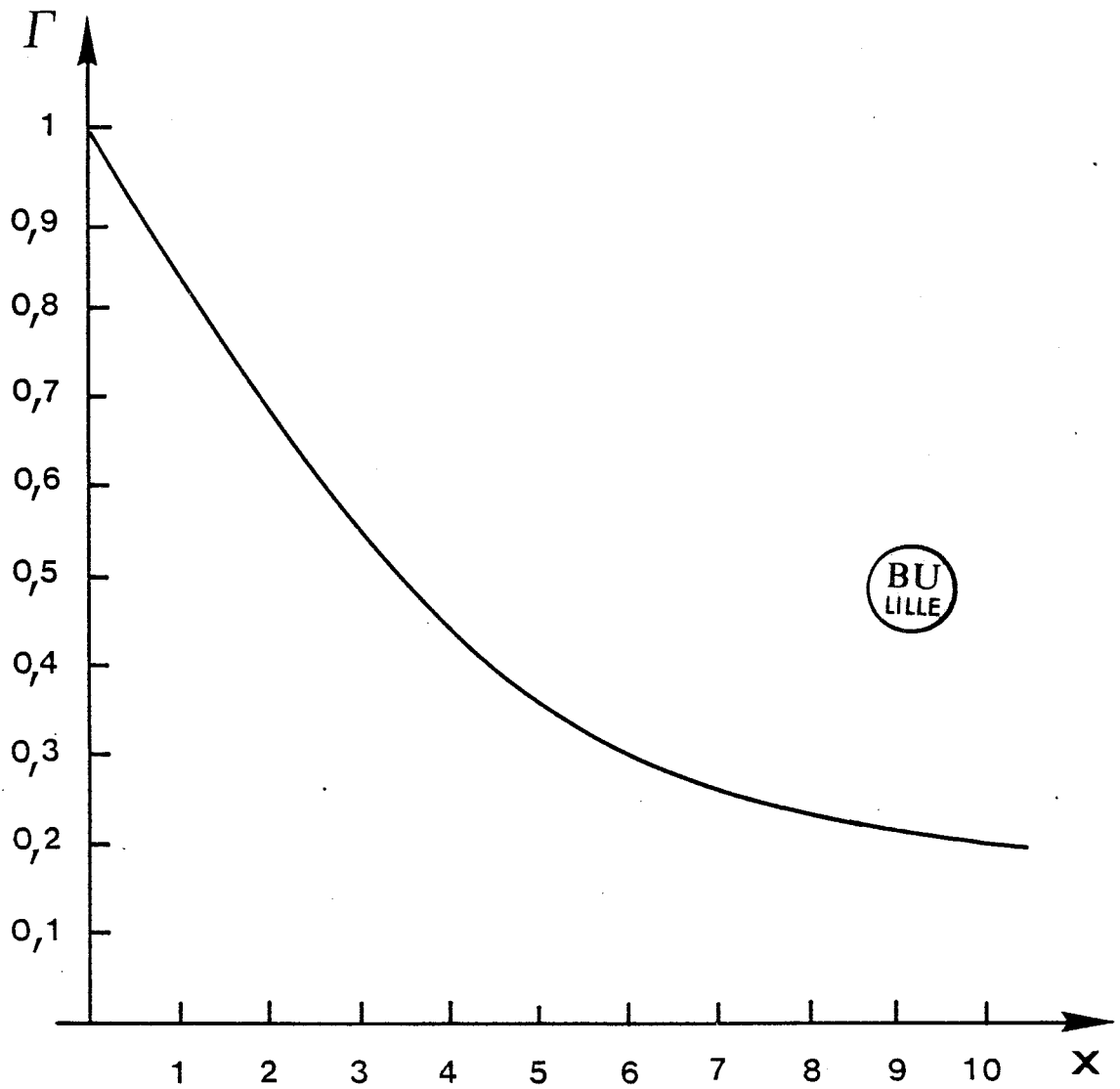


FIGURE II.6 : Evolution de la fonction $\Gamma(x) = \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)}$

L'effet fondamental est observé pour les fortes valeurs de x , car $\Gamma(x)$ étant décroissante, elle entraîne une diminution de la composante fondamentale du courant émetteur en régime non linéaire.

Par ailleurs, la similitude des deux expressions de la composante fondamentale du courant en régime linéaire et non linéaire, nous permet d'écrire ce courant à l'entrée et à la sortie de la base, à partir des paramètres admittance caractéristiques de la base du transistor. Il suffit de prendre en compte la diminution apparente du courant :

$$\frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} J_{E0} \quad (29)$$

dans l'admittance d'entrée y_{11} et dans la transadmittance y_{21} . (La formulation des paramètres admittance est donnée en annexe IV).

II.2.1.2. Modulation de la longueur électrique de base

Lorsque l'amplitude de la composante fondamentale de la tension collecteur base V_2 augmente fortement, le champ électrique associé à la jonction collecteur base varie sensiblement et entraîne une modulation de la longueur électrique de la base par la tension V_2 . Cette modulation est plus grande que celle prise en compte par l'effet Early en régime linéaire et il y a lieu de reformuler l'expression de la longueur électrique de base.

Dans l'hypothèse d'un profil de dopage de la base de type exponentiel, la longueur électrique de la base s'exprime en régime non linéaire

et en première approximation, par la relation : (annexe IV)

$$W_B = W_{B0} + \frac{x_b V_2^2}{4 V_{BC}^2} - \frac{x_b V_2}{V_{BC}} \left\{ 1 + \frac{V_2^2}{6 V_{BC}^2} \right\} \cos \omega t \quad (30)$$

où W_{B0} est la longueur électrique de base à $V_2 = 0$

V_{BC} est la tension de polarisation statique de la jonction collecteur-base.

x_b est le décrément de la fonction exponentielle du profil de base.

V_2 est la tension HF base collecteur.

Le comportement non linéaire de la base apparaît sur l'expression (30) par deux phénomènes distincts :

- une augmentation de la longueur électrique moyenne de la base, qui devient :

$$W_{B \text{ moy}} = W_{B0} + \frac{x_b V_2^2}{4 V_{BC}^2}$$

- une augmentation de l'effet Early qui apparaît dans le terme :

$$b = - \frac{x_b V_2}{V_{BC}} \left\{ 1 + \frac{V_2^2}{6 V_{BC}^2} \right\} \quad (32)$$

Dans l'hypothèse où on écrit la longueur électrique de base sous la forme :

$$W_B = W_{B0} + b_1 E (W_{B0}) e^{j\omega t} \quad (33)$$

le terme b_1 , caractérisant l'effet Early, s'écrit pour le régime linéaire (annexe II) :

$$b_1 = - \frac{W_c x_b}{V_{BC}} \quad (34)$$

En régime non linéaire, ce terme b_1 est augmenté de la quantité (annexe IV) :

$$- \frac{W_c x_b}{V_{BC}} \left(\frac{v_2^2}{6 V_{BC}^2} \right) \quad (35)$$

II.2.2. FORMULATION DE L'IMPEDANCE Z_{EC} EN REGIME NON LINEAIRE

De l'analyse qui précède il ressort, qu'à condition de limiter l'amplitude de la tension HF V_1 (à environ $20 U_T$), on peut formuler l'impédance Z_{EC} , en régime non linéaire, avec la même expression qu'en régime linéaire moyennant les modifications suivantes dans les paramètres admittance y_{11} , y_{12} , y_{21} et y_{22} traduisant le comportement de la base.

- La longueur électrique de la base W_{B0} doit être remplacée dans la formulation des quatre paramètres admittance par :

$$W_{B0} + \frac{x_b V_2^2}{4 V_{BC}^2} \quad (36)$$

- le paramètre b_1 caractéristique de la modulation de la longueur de base (effet Early) doit être exprimé dans les paramètres y_{12} et y_{22} par :

$$b_1 = - \frac{x_b W_c}{V_{BC}} \left\{ 1 + \frac{V_2^2}{6 V_{BC}^2} \right\} \quad (37)$$

Les formulations des paramètres admittance ainsi modifiées pour le régime non linéaire, sont résumées dans l'annexe IV pour un profil de dopage de base de type exponentiel.

L'expression analytique (3) de l'impédance Z_{EC} du transistor en base ouverte, peut encore être utilisée à condition de considérer les nouvelles valeurs des paramètres admittance modifiés.

Enfin, en ce qui concerne la dépendance de la composante H.F. de la tension collecteur base V_2 , par rapport à celle de la tension base émetteur V_1 , nous avons toujours fait l'hypothèse que les courants de conduction sont très inférieurs aux courants de déplacement, ce qui correspond assez bien aux conditions expérimentales ; dans ce cas, la tension V_2 se déduit aisément de la tension V_1 , en première approximation, dans le rapport des capacités des deux jonctions :

$$\frac{V_2}{V_1} \# \frac{C_1}{C_2}$$

II.2.3. SIMULATION DE L'IMPEDANCE Z_{EC} EN REGIME NON LINEAIRE

Nous avons simulé le comportement de l'impédance Z_{EC} du transistor en régime non linéaire, pour un exemple de structure que nous avons présenté en régime linéaire au paragraphe II.1.4.1.

Nous donnons figure II.7 l'évolution de l'impédance Z_{EC} , en coordonnées normalisées, à 8 GHz, en fonction du courant de polarisation extérieur, pour plusieurs niveaux de tension HF : V_2 .

On observe une diminution constante de la résistance optimale négative en fonction du niveau HF, par rapport aux résultats obtenus en régime linéaire, que nous avons rappelés par la courbe 1 de la figure II.7.

L'interprétation de cette évolution peut être effectuée à partir de l'analyse présentée au paragraphe précédent : lorsque le niveau HF augmente, les paramètres admittance sont tous multipliés par le terme :

$$\Gamma(x) = 2 \frac{I_1(x)}{x I_0(x)} \quad (38)$$

Or, comme nous l'avons vu dans l'analyse du régime linéaire, le paramètre admittance y_{21} intervient de façon prépondérante dans l'expression de la résistance négative. A courant extérieur de polarisation constant, $\Gamma(x)$ diminue lorsque le niveau de V_2 augmente, il en est de même pour la résistance négative.

Pour récupérer l'amplitude de la résistance négative du régime linéaire, on pourrait penser qu'il suffit d'augmenter le courant de polarisation afin de compenser la diminution du facteur $\Gamma(x)$. Malheureu-

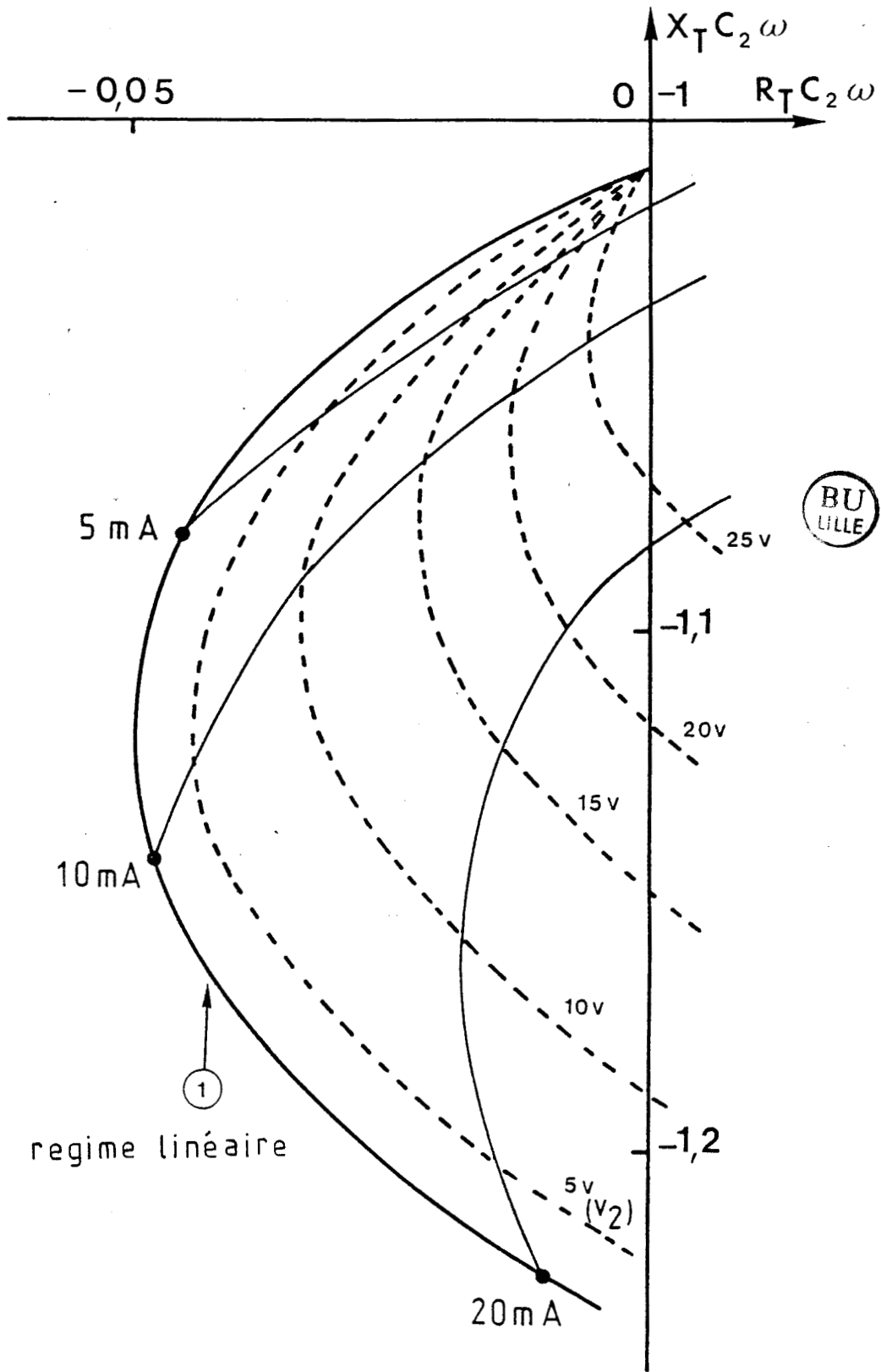


FIGURE II.7 : Evolution de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. en fonction de la tension HF collecteur base V_2 à 8 GHz

sement, cette compensation est rendue impossible par l'augmentation de y_{22} .

En effet, d'une part, l'augmentation du courant de polarisation entraîne l'augmentation de y_{22} , et d'autre part, à niveau H.F. élevé, l'amplification de l'effet Early contribue aussi à une augmentation de y_{22} . Ces deux augmentations cumulées de y_{22} finissent par annihiler complètement la résistance négative à niveau H.F. très élevé, quelque soit l'amplitude du niveau de polarisation.

II.3. PERSPECTIVES EN OSCILLATION

A partir des résultats donnés par la simulation en régime non linéaire, nous avons évalué la puissance disponible P du transistor en fonction du niveau H.F. V_2 .

Celle-ci est donnée par la relation :

$$P = \frac{1}{2} R i^2 \quad (39)$$

où R est la résistance négative

i est l'amplitude de la composante fondamentale du courant.

En première approximation, avec l'hypothèse que la partie résistive de Z_{EC} est petite devant la partie réactive $\frac{1}{C_2 \omega}$, ce qui sera

vérifié par la suite, la composante fondamentale du courant i s'écrit :

$$i \approx V_2 C_2 \omega \quad (40)$$

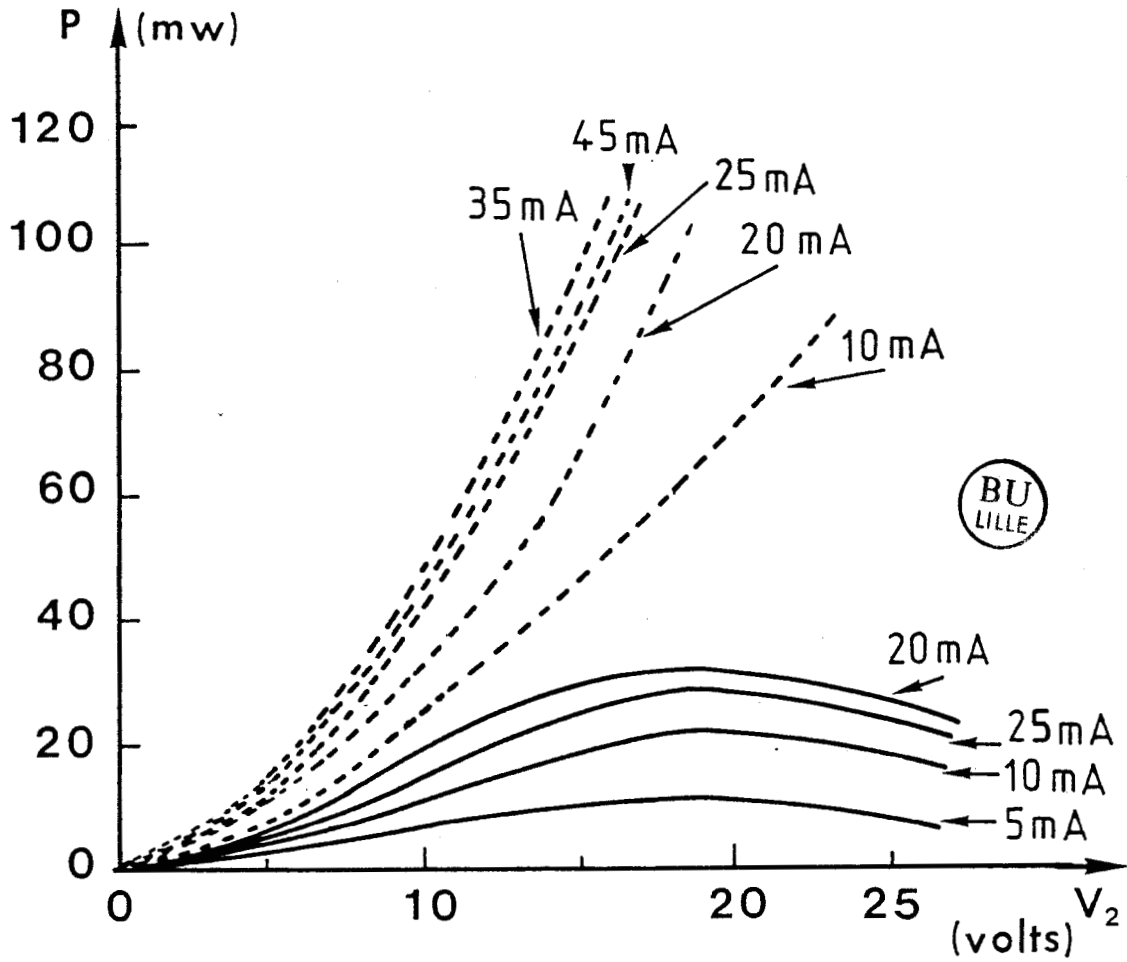


FIGURE II.8 : Evolution de la puissance disponible du T.T.T. en fonction de la tension HF collecteur base V_2 à 10 GHz.

--- sans effet Early
— avec effet Early

La figure II.8 montre, pour une fréquence de 10 GHz, l'évolution de la puissance disponible P en considérant ou non l'effet Early. Ces courbes montrent que pour un courant de polarisation donné, la puissance émise passe par un maximum si l'on tient compte de l'effet Early, alors qu'elle est une fonction croissante du niveau si l'on néglige ce dernier. Par ailleurs, à courant de polarisation variable, s'il n'y avait pas d'effet Early, le maximum de puissance serait obtenu avec un courant de 35 mA environ alors qu'en tenant compte de cet effet, le courant optimal devient égal à 20 mA pour l'exemple simulé.

Il faut noter que la puissance devient très limitée à cause de l'effet Early, ce qui correspond à la chute de la résistance négative avec le niveau HF, observée sur l'évolution de l'impédance Z_{EC} en régime non linéaire, en présence de l'effet Early.

Pour cette simulation, nous avons relevé une puissance émise théorique maximale de 30 mW à 20 mA avec un taux de modulation de l'ordre de 60%. Le rendement correspondant est de $\eta = 5 \%$ et la surface active de la structure est égale à $S = 0,8 \star 10^{-8} \text{ m}^2$.

Au paragraphe II.1.5., nous avons envisagé l'augmentation de la surface active afin d'accroître la résistance négative optimale en régime linéaire. Cette augmentation serait également bénéfique pour les performances en puissance, mais il est indispensable, pour la puissance, de maintenir la résistance négative en régime non-linéaire. Pour cela, il faut minimiser l'effet Early.

II.4. CONCLUSION

Nous avons montré à l'aide d'une théorie simple, qu'un transistor bipolaire considéré comme un dipole entre l'émetteur et le collecteur présente, sous certaines conditions de fonctionnement, une impédance dont la partie réelle est négative. En particulier, la longueur de la zone désertée de collecteur et la longueur de base doivent être calculées pour que la composante fondamentale du courant particulaire émis au collecteur, soit en retard de phase d'au moins 180° par rapport au courant émetteur injecté.

Les simulations que nous avons présentées tant en régime linéaire que non linéaire ont permis de préciser l'ordre de grandeur possible de la résistance négative et ont montré l'évolution de l'impédance Z_{EC} en fonction du courant et de la fréquence pour un exemple de structure de T.T.T..

D'autre part, nous avons évalué la puissance disponible du composant et en avons donné l'évolution en fonction du niveau H.F. Nous avons calculé une puissance optimale de 30 mW avec un rendement de 5 % pour un courant de polarisation de 20 mA, ce qui correspond à une densité de courant de 260 A/cm^2 pour une surface active qui n'a pas été optimisée. Rappelons que l'ensemble des données physiques que nous avons utilisées pour simuler le T.T.T. dans ce chapitre ne sont pas les plus optimales, mais qu'elles correspondent à des valeurs possibles pour la réalisation d'échantillons.

Tous ces résultats ont été obtenus dans l'hypothèse d'une composante alternative du courant de base nulle. Cette condition sera difficile à réaliser expérimentalement ; d'autre part, il faut tenir compte des éléments parasites qui vont apparaître sur le comportement réel.

Enfin, nous avons observé que l'effet Early est un phénomène limitatif très important, ce qui impose un choix de structure de composant qui minimise cet effet.

Nous présenterons dans le chapitre suivant, une étude expérimentale indispensable pour valider les prévisions théoriques que nous venons de présenter.

CHAPITRE III

ETUDE EXPÉRIMENTALE DU TRANSISTOR A TEMPS DE TRANSIT

VÉRIFICATION DES PRÉVISIONS THÉORIQUES

Introduction

L'étude théorique que nous avons présentée au chapitre II a été établie dans l'hypothèse où la composante alternative du courant de base est nulle. Pour réaliser cette condition du point de vue expérimental, il faut placer dans le circuit extérieur de la base, une impédance quasi-infinie. Or, comme nous allons le voir, les éléments parasites du transistor lui-même et le circuit de base extérieur empêchent cette condition idéale d'être réalisée.

Dans ce chapitre, après avoir introduit ces problèmes et montré la diminution de la résistance négative qui en résulte nécessairement, nous décrivons l'évolution de la technologie au cours de la réalisation des différentes séries d'échantillons et les tentatives qui ont été faites pour réduire au maximum les éléments parasites.

Nous abordons ensuite les problèmes posés par la mesure de l'impédance du transistor à temps de transit et la mise en évidence de la résistance négative. Enfin, nous donnons des résultats typiques obtenus expérimentalement tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire.

III.1. ETUDE PRELIMINAIRE DU CIRCUIT DE BASE

Pour réaliser expérimentalement une impédance quasi-infinie dans la base du transistor, nous plaçons entre la base et le collecteur une ligne court-circuitée, de longueur variable. La figure III.1 montre la disposition schématique des éléments du dispositif expérimental. On remarque les deux Tés de polarisation, situés de part et d'autre de la cellule de mesure contenant l'échantillon et le circuit de base terminé par la ligne court-circuitée. Afin de définir les éléments à prendre en compte pour établir un schéma électrique équivalent au circuit de base, nous allons considérer le transistor réel et ses éléments parasites.

III.1.1. SCHEMA EQUIVALENT DU TRANSISTOR REEL

Les échantillons que nous testerons au cours de l'étude expérimentale, sont réalisés selon une géométrie interdigitée, de manière à éviter tout phénomène de défocalisation du courant émetteur. Un transistor élémentaire est alors constitué par un doigt d'émetteur et par deux doigts de base situés de part et d'autre. La figure III.2-a montre une coupe schématique d'une cellule élémentaire en géométrie interdigitée.

III.1.1.1. Définition de la capacité passive C_{BC}

Lorsque le transistor est polarisé normalement, c'est à dire lorsque la jonction base collecteur est polarisée en inverse, la zone

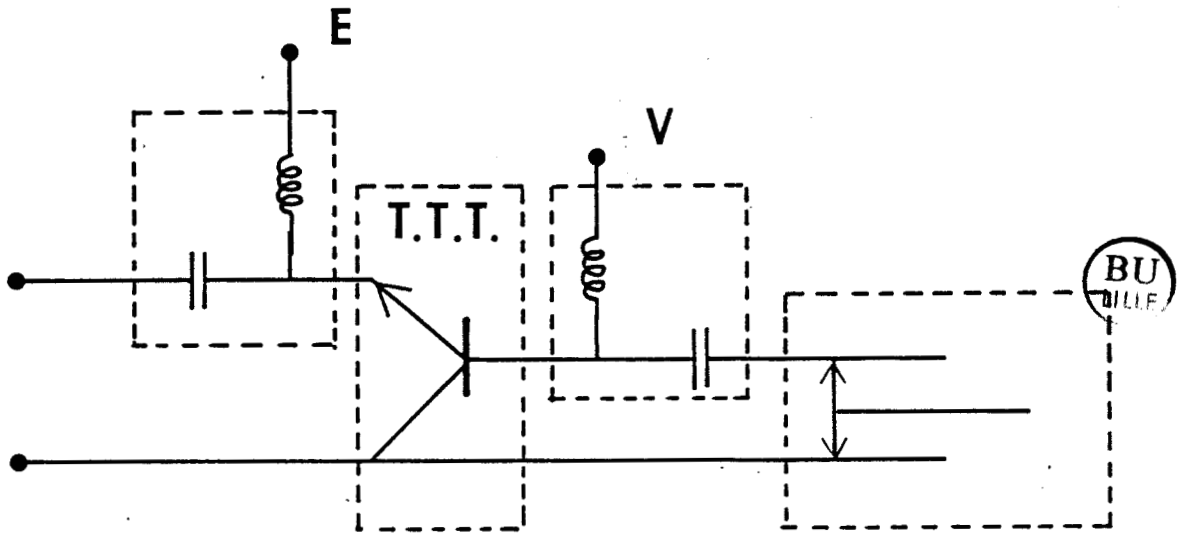
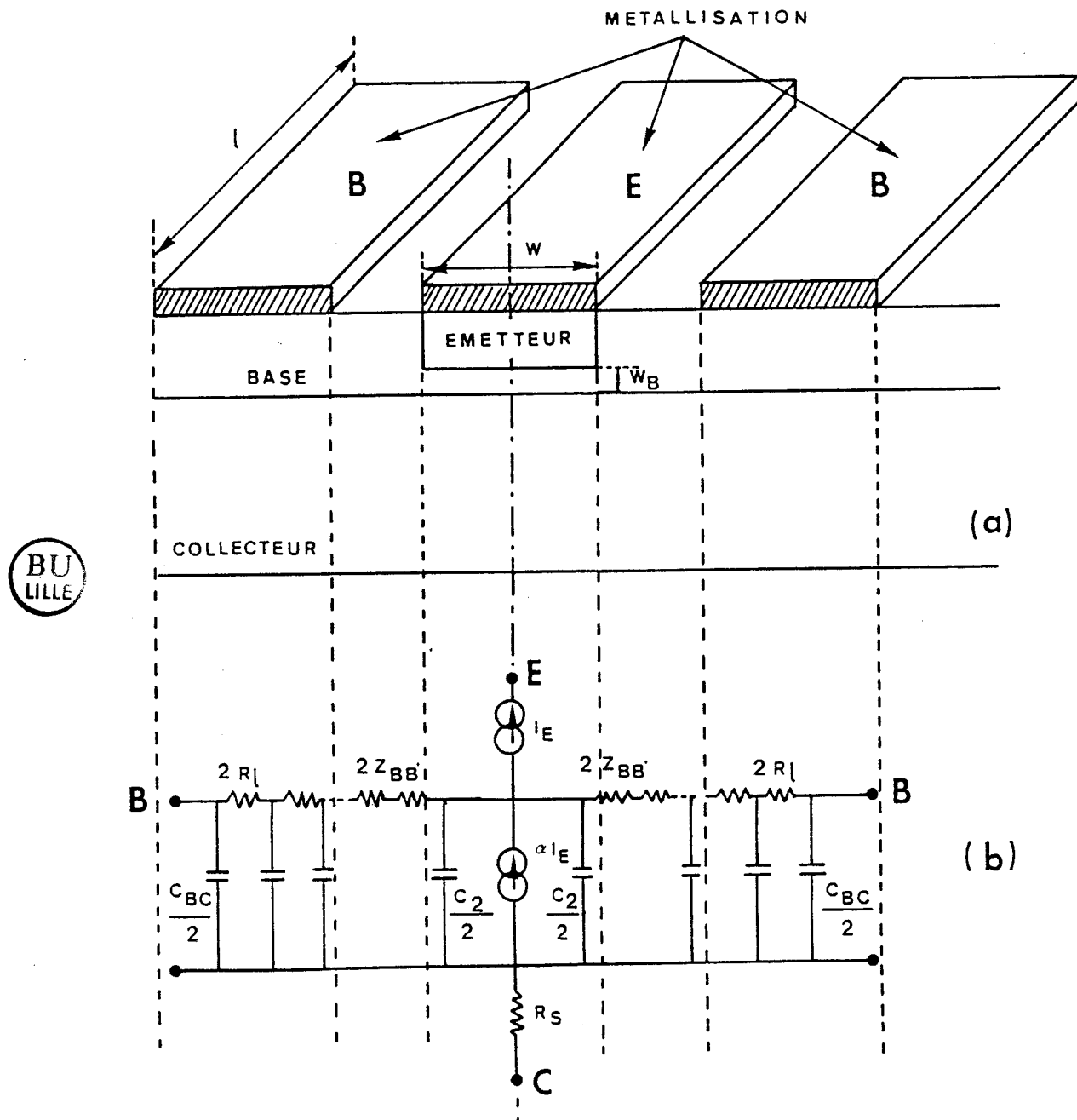


FIGURE III.1 : Schéma du dispositif expérimental



BU
LILLE

FIGURE III.2 : Schéma équivalent du transistor
 a) Coupe d'une cellule élémentaire
 b) Schéma électrique équivalent

désertée relative à cette jonction s'étend sur toute la surface de la base. La capacité équivalente de cette zone désertée se décompose en plusieurs éléments correspondant chacun à une zone déterminée du transistor. On distingue la capacité active C_2 , relative à la zone désertée située sous l'émetteur, et la capacité passive C_{BC} qui correspond à la capacité de la zone désertée située en dehors de la zone active [22]. Le schéma électrique équivalent au transistor est représenté sur la figure III.2-b.

III.1.1.2. Impédance de la zone d'entrée

L'impédance Z_{BB} , située entre la capacité active base collecteur et la capacité passive base collecteur, est une impédance équivalente qui prend en compte les effets de défocalisation de la composante fondamentale du courant sous l'émetteur.

En effet, la zone P, située sous l'émetteur et qui constitue la base du transistor, présente une dimension transversale, égale à la largeur du doigt d'émetteur, beaucoup plus grande que son épaisseur W_B . Il faut donc considérer le caractère bidimensionnel de cette zone et par conséquent il faut tenir compte d'un courant de base transversal sous l'émetteur. Le détail de la mise en équations et de la résolution de ces équations est donnée dans l'annexe V [16], [23].

On montre dans ce cas que tout se passe comme si la composante fondamentale de la tension extérieure base émetteur, appliquée au transistor réel était appliquée à un transistor idéal considéré sans défocalisation, à travers une impédance Z_{BB} , en série avec la base. L'expression de l'impédance Z_{BB} s'écrit :

$$Z_{BB'} = \frac{1}{2} \left[\frac{\frac{r \frac{W}{2}}{\operatorname{th} r \frac{W}{2}} - 1}{(y_{11} + j C_1 \omega) - a_1 (X y_{21} - y_{22} + j C_2 \omega)} \right]$$

$$\text{où : } r = \left\{ \frac{2\rho}{W \cdot W_B l} \left\{ (y_{11} + j C_1 \omega) - a_1 (X y_{21} - (y_{22} - j C_2 \omega)) \right\} \right\}^{1/2}$$

l est la longueur du doigt d'émetteur,

W_B est la longueur électrique de la base,

W est la largeur du doigt d'émetteur,

y_{11} , y_{21} , y_{22} sont les paramètres admittance du transistor,

C_1 et C_2 sont respectivement les capacités des zones désertées des jonctions émetteur base et collecteur base,

$$a_1 = \frac{j C_2 \omega}{(y_{22} + j C_2 \omega) - X y_{22}}$$

$$X = \frac{1 - \exp(-j \theta)}{j \theta}, \text{ fonction de l'angle de transit } \theta,$$

est le terme, défini au chapitre II, traduisant la propagation des porteurs dans la zone de transit du transistor.

Nous donnons sur la figure III.3 un exemple de l'évolution de l'impédance $Z_{BB'}$, en fonction du courant de polarisation, pour trois fréquences typiques, comprises dans la gamme où a été effectuée l'étude expérimentale.

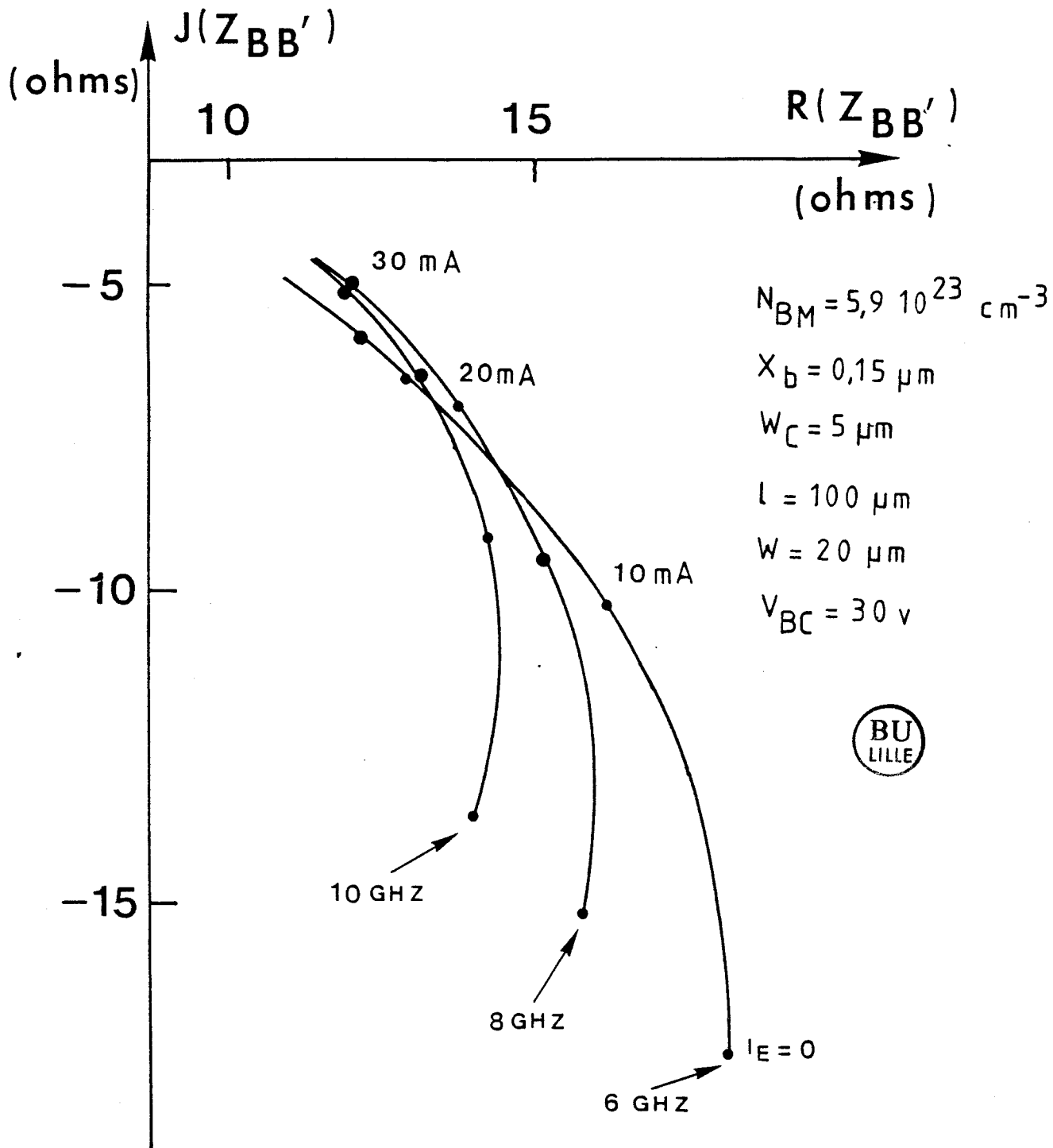


FIGURE III.3 : Evolution de l'impédance $Z_{BB'}$ en fonction du courant de polarisation

On constate que l'impédance diminue à courant de polarisation croissant, ce qui est une manifestation classique du phénomène de défocalisation.

Dans cet exemple, nous avons choisi un dimensionnement du doigt d'émetteur égal à celui des échantillons que nous avons testés au cours de l'étude expérimentale, à savoir une longueur de doigt de 100 μm et une largeur de 20 μm . L'évolution de l'impédance Z_{BB} , montre que pour un courant de polarisation usuel (supérieur à 10 mA) et pour les fréquences d'étude choisies, l'effet de la défocalisation n'est pas négligeable ce qui montre que la largeur du doigt d'émetteur choisie est peut être encore trop grande. Nous prendrons en compte cette impédance dans la simulation du circuit d'accord de base.

Par ailleurs, la zone latérale de base séparant les électrodes d'émetteur et de base et la zone située sous le contact de base, présentent une résistance répartie R_1 qui avec la capacité passive de la zone désertée base collecteur C_{BC} , constitue une ligne distribuée RC qu'il faut ajouter à l'impédance Z_{BB} , liée à la défocalisation pour constituer l'impédance totale d'accès à la base interne du transistor [24]. En supposant un courant de base uniforme dans l'électrode de contact, la résistance totale R_1 s'exprime par :

$$R_1 = \frac{4}{3} \frac{\rho}{W_B} \frac{W}{l}$$

où ρ est la résistivité moyenne de la base,

W_B est la longueur électrique de la base,

W est la distance interélectrodes entre les doigts de métallisation de base et d'émetteur,

l est la longueur des doigts de métallisation.

III.1.1.3. Résistance série du substrat collecteur

L'écoulement du courant H.F. dans le substrat semiconducteur sur lequel est élaboré l'échantillon s'effectue sur la périphérie en raison de l'effet de peau. On tiendra compte de cet effet en introduisant une résistance série de substrat R_s dans le collecteur du transistor (figure III.2-b). Nous reviendrons quantitativement sur l'importance de ces éléments, au chapitre suivant.

III.1.2. SCHEMA EQUIVALENT DU CIRCUIT DE BASE

A ces éléments parasites intrinsèques du transistor, que nous venons d'énumérer, il faut ajouter l'impédance ramenée par le court circuit extérieur situé dans le circuit de base en tenant compte des pertes globales présentées par ce circuit. Compte tenu de tous ces éléments, on aboutit au schéma électrique équivalent du transistor à temps de transit que nous avons représenté sur la figure III.4. Nous avons symbolisé l'impédance totale d'accès à la base active par l'impédance Z_{BB} . La susceptance B et la conductance G figurées sur le schéma, simulent l'admittance d'entrée de la ligne court circuitée. On a classiquement :

$$B = \frac{-1}{Z_c \operatorname{tg} \beta y}$$

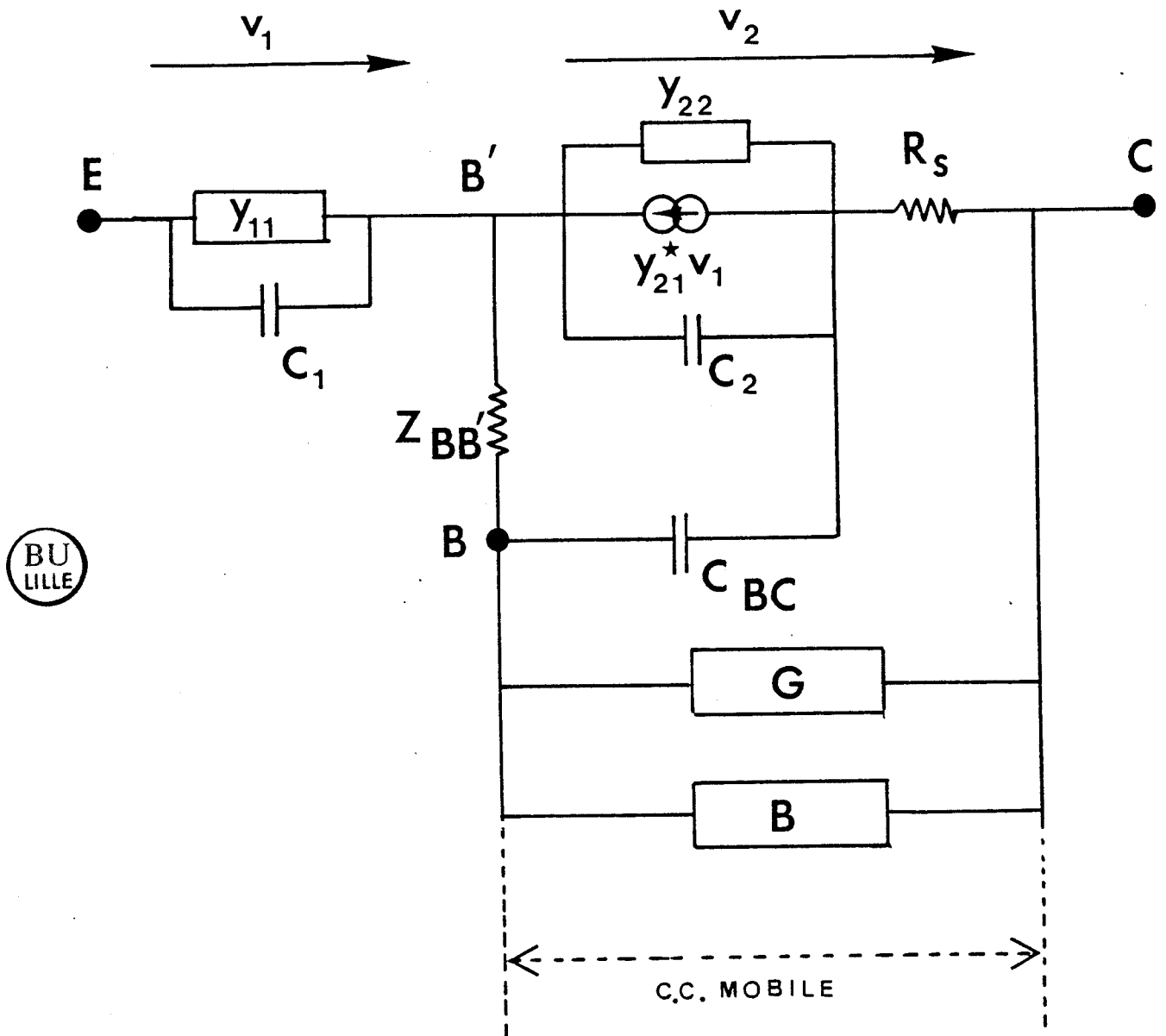
où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{est la constante de propagation de la ligne}$$

λ est la longueur d'onde sur la ligne

y est la longueur électrique de la ligne court circuitée.

On localise sur la figure III.4 le schéma électrique de la partie active du transistor, établie à partir des paramètres admittance que nous avons définis au chapitre précédent.



BU
LILLE

FIGURE III.4 : Schéma électrique équivalent du T.T.T. avec le circuit de base

L'impédance Z_{EC} du transistor à temps de transit, que nous avons formulé dans l'hypothèse d'un courant HF de base nul, doit être corrigée pour prendre en compte l'ensemble du circuit de base. Compte tenu de la complexité du circuit, nous avons simulé l'expression complète de l'impédance sur ordinateur.

Si on néglige, en première approximation, la résistance série R_s , l'accord du circuit de base est obtenu lorsque la capacité C_{BC} est compensée par la susceptance B ramenée par le court circuit mobile. On réalise alors la condition suivante :

$$C_{BC} \omega = \frac{1}{Z_c \operatorname{tg} \beta y}$$

Cependant, de toute évidence, les éléments parasites G , Z_{BB} et R_s empêchent l'annulation complète du courant H.F. de base que le court circuit mobile était chargé d'assurer. Il est donc certain que l'on ne pourra pas se trouver dans les conditions idéales du fonctionnement en dipôle pur, entre émetteur et collecteur, tel qu'il a été décrit au chapitre II.

Compte tenu de ces premières observations, le mode opératoire que nous utilisons en pratique consistera à régler le court circuit mobile de manière à minimiser la partie réelle positive de l'impédance Z_{EC} du transistor.

III.1.3. INFLUENCE DU CIRCUIT DE BASE SUR L'IMPEDANCE Z_{EC}

Nous présentons, dans ce paragraphe, une première approche de l'étude de l'influence du circuit de base sur l'impédance du transistor ; une étude systématique plus détaillée sera développée au chapitre IV.

Nous avons simulé, sur un exemple, l'impédance Z_{EC} du transistor en prenant en compte ou non le circuit extérieur de base. Pour cet exemple, nous avons repris la structure type présentée comme exemple au chapitre II. Nous rappelons les principales caractéristiques du transistor intrinsèque :

Dopage de base à l'émetteur $N_{BM} = 2 \cdot 10^{23}$ at/m³

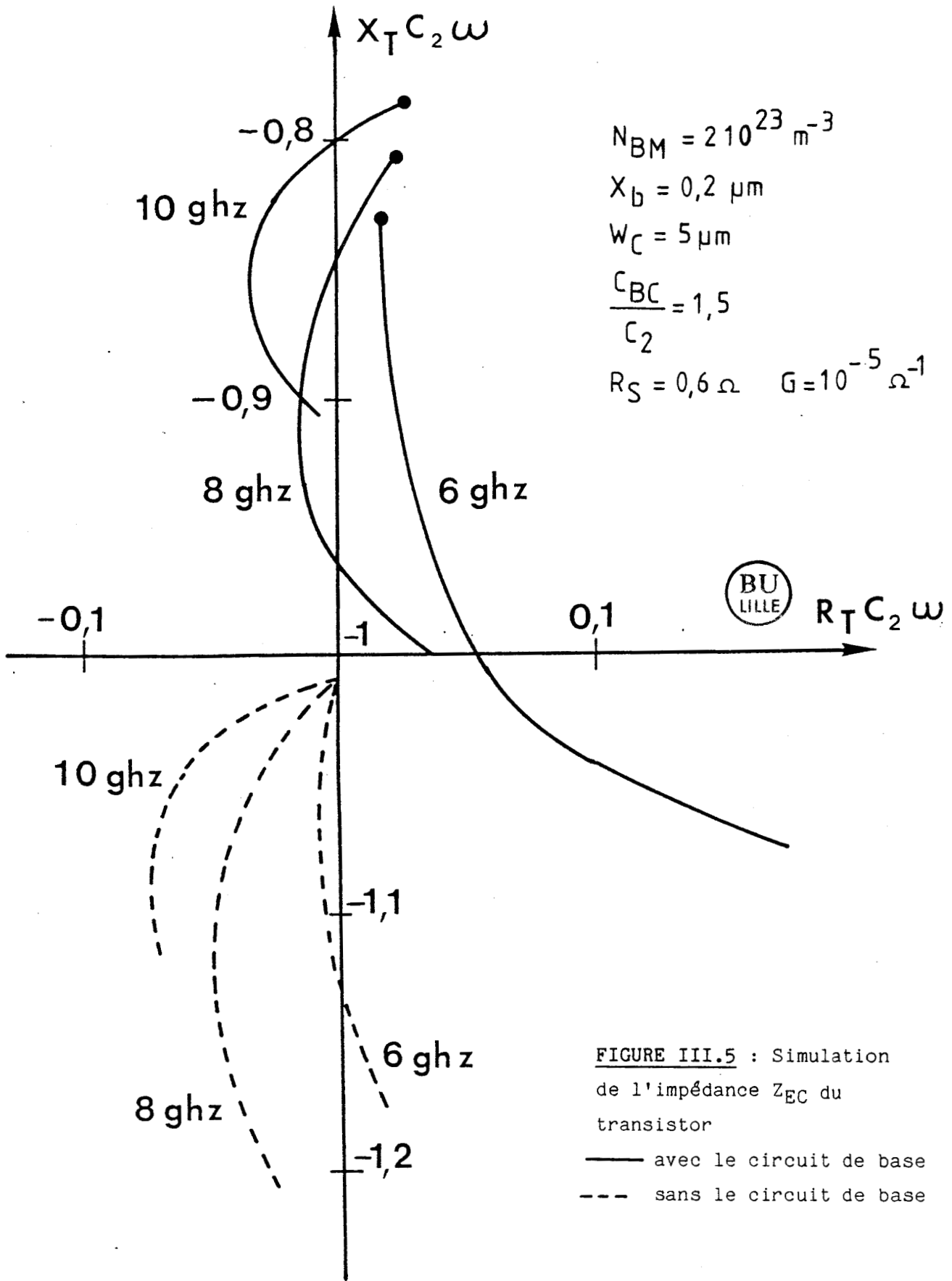
Décroissement du dopage $x_b = 2 \cdot 10^{-7}$ m

Longueur de transit $W_c = 5 \mu\text{m}$

A ces données, il faut ajouter les éléments de circuit de base :

- la capacité passive C_{BC} a été prise égale à 1,5 fois la capacité active C_2 ,
- la résistance série de substrat $R_s = 0,6 \Omega$
- la conductance $= 10^{-5} \Omega^{-1}$

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure III.5. Nous avons reporté, pour comparaison, en traits discontinus, les évolutions de l'impédance Z_{EC} calculées pour un courant de base H.F. nul. On constate que le circuit de base a pour effet d'ajouter une résistance série positive à la partie réelle de l'impédance. Par ailleurs, on observe un décalage des courbes suivant l'axe de la réactance. L'effet principal reste néanmoins la diminution de la résistance négative optimale obtenue lorsque le courant base est nul. Pour l'exemple que nous avons simulé, l'angle de perte optimal à 10 GHz qui valait $R_T C_2 \omega = 0,073$ dans le cas du courant HF nul, devient égale à $R_T C_2 \omega = -0,036$ avec le circuit de base, soit une diminution de moitié.



III.1.4. CONCLUSION

Cette étude préliminaire montre qu'il faudra particulièrement réduire tous les éléments parasites du circuit de base. Ces considérations peuvent nous guider pour la réalisation des échantillons. En effet certains éléments comme la résistance série de substrat et la capacité passive C_{BC} , dépendent directement de la conception de l'échantillon. Il faudra diminuer la résistance série R_s et minimiser la capacité passive C_{BC} par rapport à la capacité active C_2 . Nous présentons dans le paragraphe suivant, les différentes séries d'échantillons réalisés pour cette étude.

III.2. DESCRIPTION DES ECHANTILLONS

Les différentes séries d'échantillons ont été réalisées au Laboratoire Centrale de Recherche de Thomson, par Armand [23]. On dénombre huit séries différentes, selon les paramètres technologiques et les dimensions géométriques des échantillons. Nous allons décrire ces différents échantillons.

III.2.1. PROFIL DE DOPAGE DES DIFFERENTES COUCHES DU TRANSISTOR

A TEMPS DE TRANSIT.

Le profil de dopage typique du transistor à temps de transit est donné sur la figure III.6. Sur une épitaxie très faiblement dopée, de type N, (10^{14} at/cm³), développée sur un substrat N⁺, on opère une première diffusion de bore pour réaliser la base du transistor, de type P, puis une seconde diffusion de phosphore, pour l'émetteur de type N.

La loi définissant le profil d'impureté dans la base a pu être assimilée en première approximation, à une exponentielle décroissante.

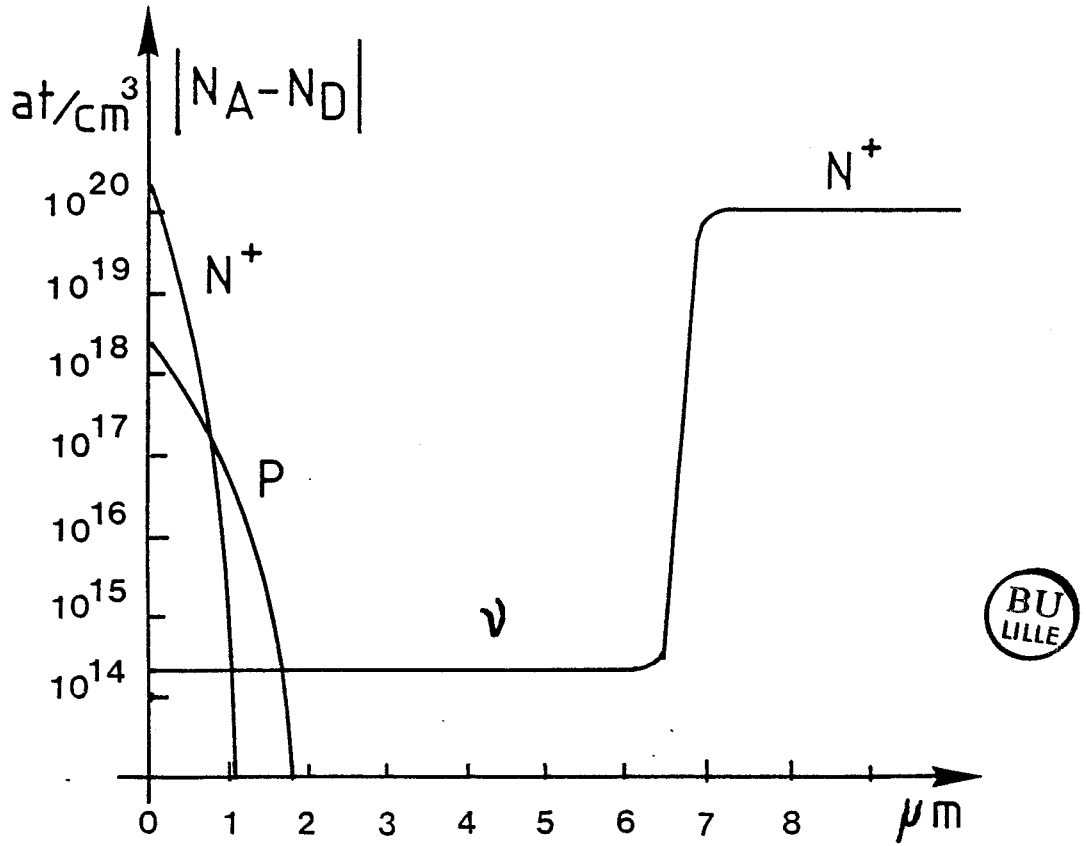


FIGURE III.6 : Profil de dopage du transistor à temps de transit

Des longueurs géométriques de base de $0,4 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ ont été réalisées. La valeur initiale du dopage dans la base est, pratiquement pour tous les échantillons, de l'ordre de $5 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$, pour un dopage dans l'émetteur de quelques 10^{20} at/cm^3 . Le choix de ces valeurs a été déterminé pour maintenir à la fois un fort dopage de base et un gain en courant suffisant.

Plusieurs longueurs de transit ont été réalisées dont les valeurs sont égales à $5,8$ et $11 \mu\text{m}$. A surface active égale, l'augmentation de la longueur de transit W_c , fait diminuer la valeur de la capacité C_2 et permet de réagir sur l'amplitude de la résistance négative qui, en première approximation, lui est inversement proportionnelle. Il faut cependant noter que l'augmentation de la longueur de transit va entraîner une diminution de la fréquence optimale de fonctionnement.

III.2.2. TOPOLOGIE DES ECHANTILLONS

Nous avons précisé, au paragraphe III.1.1 que les échantillons ont été réalisés avec une géométrie interdigitée de manière à limiter les effets de défocalisation du courant émetteur. Les dimensions des métallisations des doigts d'émetteur et de base ont été prises égales à $20 \mu\text{m}$ pour la largeur et à $100 \mu\text{m}$ pour la longueur, pour la plupart des échantillons réalisés. Ces échantillons étant définis pour une surface active égale à $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$, sont constitués de quatre doigts d'émetteur et de cinq doigts de base. La figure III.7 montre le schéma de ces échantillons. Les zones de métallisation situées au-delà des doigts et réservées aux soudures des fils de connexions, ont été réduites au maximum. Elles occupent une surface de l'ordre de $0,35 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. Une série d'échantillons a cependant été réalisée avec une surface active plus grande et des dimensions de doigts différentes. Nous préciserons ultérieurement ces caractéristiques. Nous devons définir les caractéristiques géométriques de la zone de base, car de ces caracté-

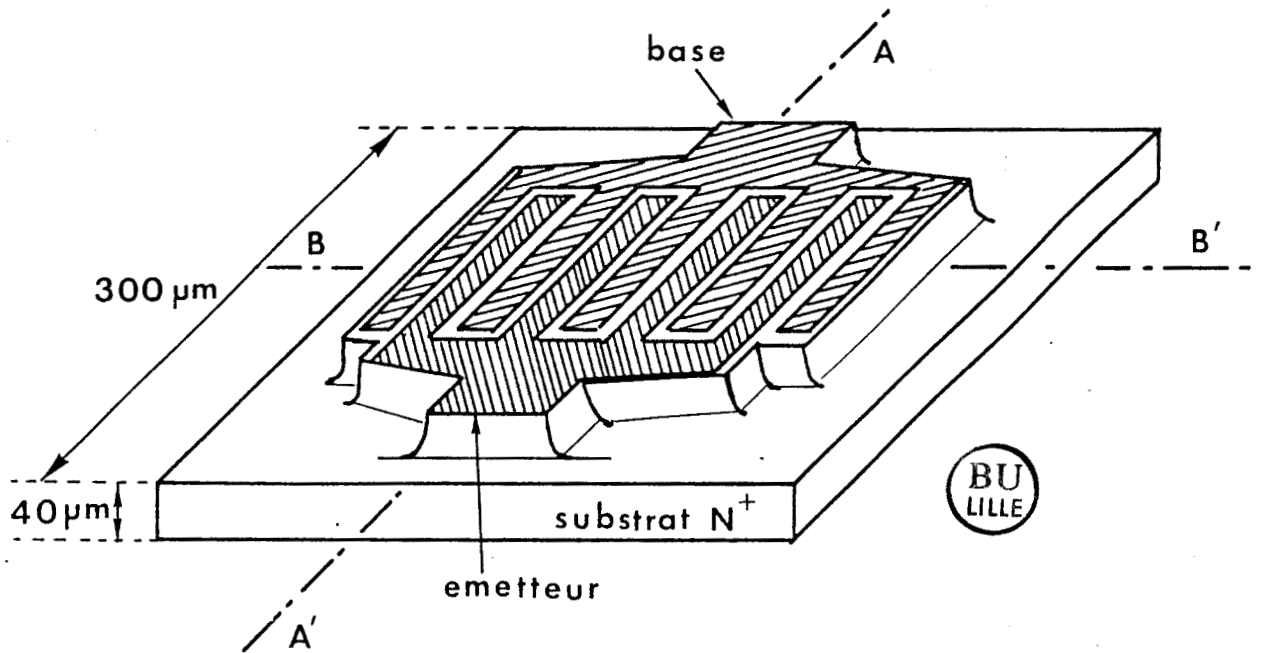


FIGURE III.7 : Géométrie d'un transistor interdigité

ristiques dépend la valeur de la capacité passive C_{BC} qui est un des éléments parasites déterminant pour le circuit extérieur de base.

III.2.3. DEFINITION DE LA GEOMETRIE DE LA ZONE DIFFUSEE DE BASE

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le rapport de la capacité passive base collecteur sur la capacité active du transistor (C_{BC}/C_2), joue un rôle important dans la limitation de la valeur de la résistance négative. C'est la nécessité de diminuer ce rapport qui a guidé les modifications à apporter à la conception de la zone diffusée pour constituer la base du transistor. Deux types de réalisation ont été faites, c'est ce que nous décrivons dans les paragraphes suivants.

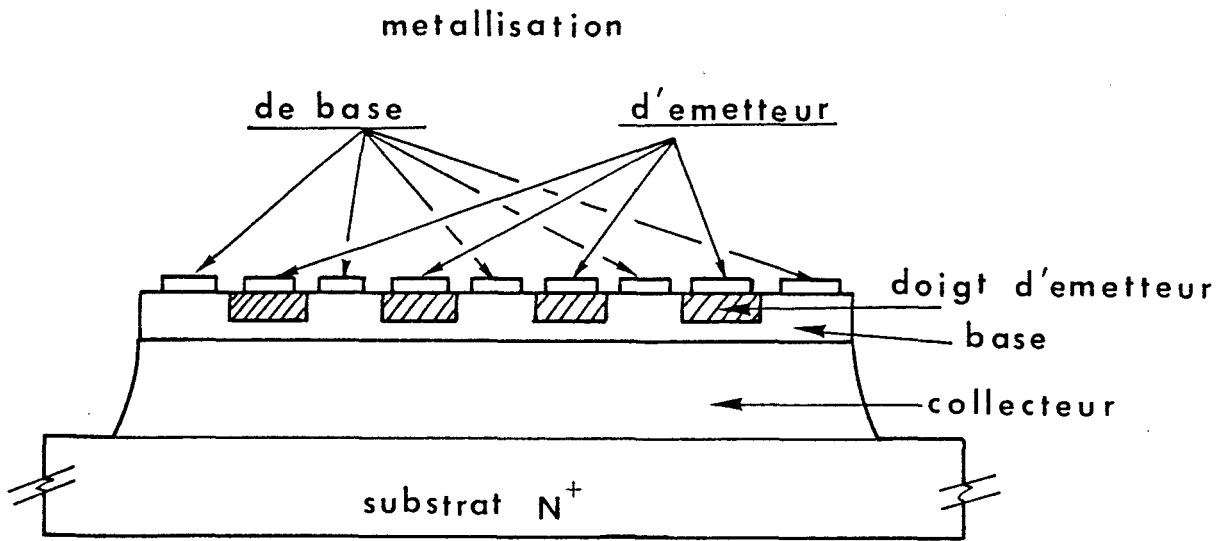
III.2.3.1. Zone de base non délimitée

Les quatre premières séries d'échantillons réalisés, ont une zone P de base qui s'étend sur toute la surface du transistor, comme le montrent les coupes schématiques représentées sur la figure III.8. La surface totale du transistor a été limitée par une attaque mesa ; elle représente la surface totale de la zone désertée base-collecteur qui a une valeur égale à $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ pour ces échantillons. Pour ce type de topologie, le rapport C_{BC}/C_2 est égal à environ 3,5. Cette valeur étant trop élevée, d'autres séries d'échantillons ont été réalisées avec une surface de zone active de base plus réduite par rapport à la surface totale de l'échantillon.

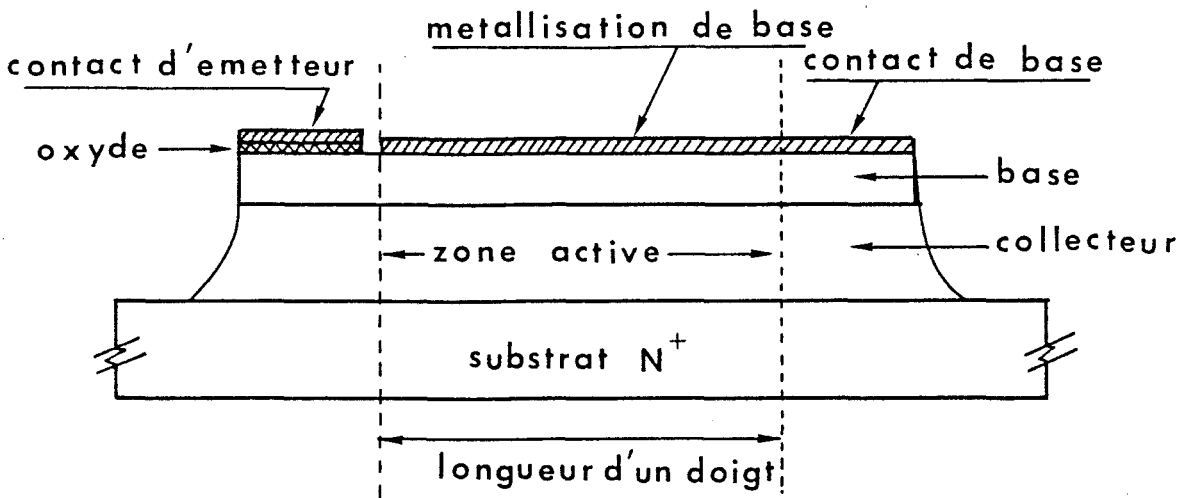
III.2.3.2. Zone de base délimitée

III.2.3.2.1. Echantillons de surface active égale à $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

Ces échantillons ont été réalisés en limitant la zone P de la base



Coupe BB'



Coupe AA'

FIGURE III.8 : Coupes schématiques de l'échantillon à zone de base non délimitée

à la seule surface occupée par les métallisations des doigts de base, comme le montrent les coupes du transistor représentées sur la figure III.9.

Cette technique permet de réduire la capacité parasite C_{BC} en éliminant les zones situées sous les surfaces de métallisation de base et d'émetteur, destinées à recevoir les fils de connexion.

Les échantillons conçus pour une surface active égale à $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ et comprenant 4 doigts d'émetteur, ont une zone P de base qui occupe une surface égale à $1,77 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$.

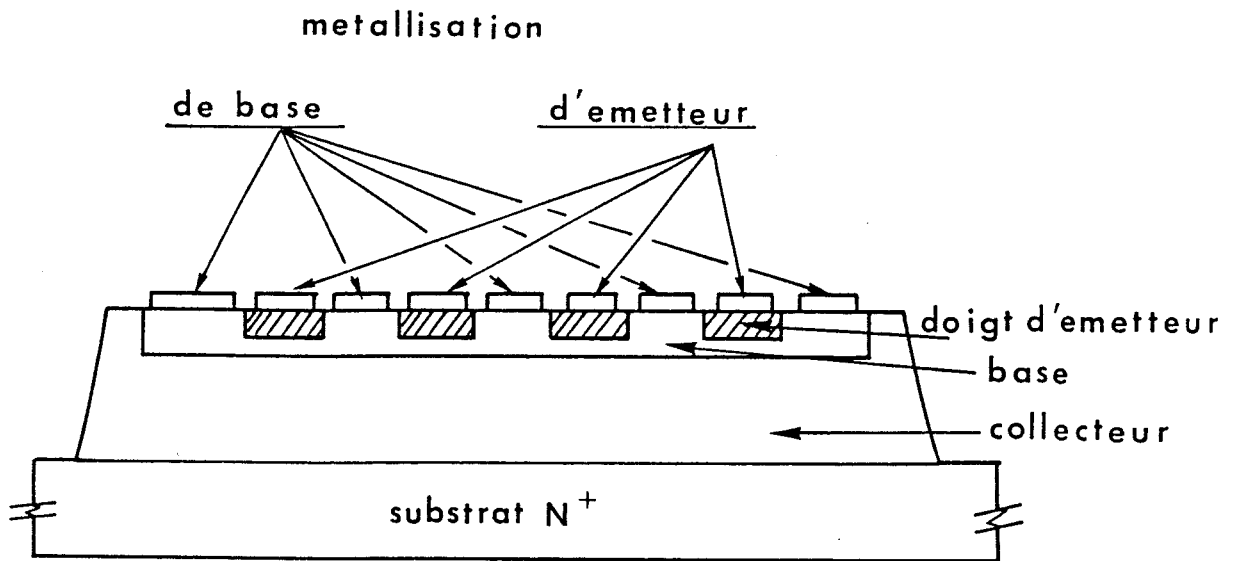
Le rapport des capacités passive et active C_{BC}/C_2 est maintenant égal à 1,2 ce qui correspond à une diminution d'un facteur 3 environ par rapport aux premiers échantillons.

III.2.3.2.2. Echantillons de surface active égale à $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

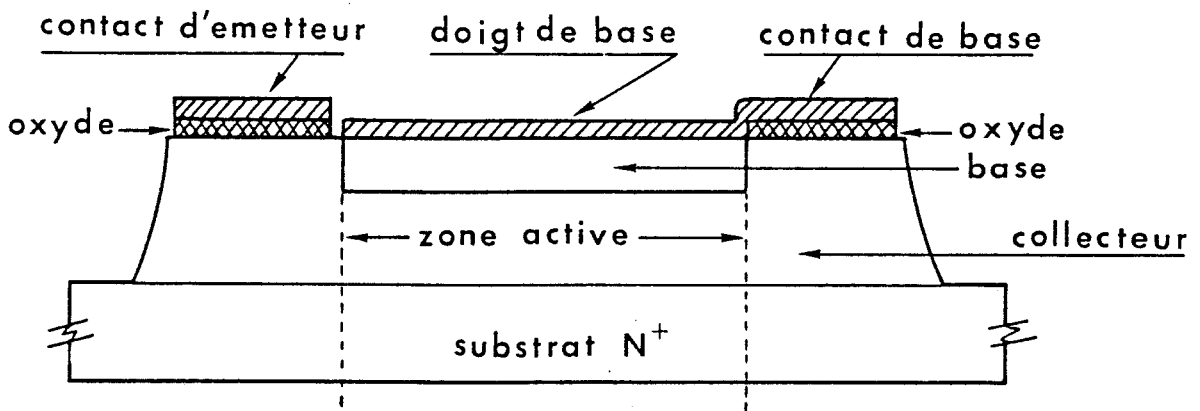
Pour réduire encore le rapport C_{BC}/C_2 , il suffit d'augmenter la capacité C_2 , c'est à dire la surface active du transistor. C'est ce qui a été tenté sur une série d'échantillons, pour lesquels les dimensions des fenêtres d'émetteur ont été prises égales à $30 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ et les dimensions de la métallisation des doigts de base ont été prises égales à $18 \mu\text{m} \times 203 \mu\text{m}$. Ce type de transistor est constitué de 6 doigts d'émetteur et de 7 doigts de base, donnant une surface active égale à $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. La zone de base est délimitée à un rectangle de $312 \mu\text{m} \times 208 \mu\text{m}$ donnant une surface totale de base égale à $6,5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. Dans ces conditions, le rapport C_{BC}/C_2 devient égal à 0,8.

III.2.4. CONCLUSION

Les différentes améliorations que nous venons de décrire ont été



Coupe BB'



Coupe AA'

FIGURE III.9 : Coupes schématiques de l'échantillon à zone de base délimitée.

apportées progressivement au cours de l'étude du transistor à temps de transit. L'ensemble des paramètres technologiques des différentes séries d'échantillons est résumé dans le tableau III.1. Nous allons maintenant décrire le dispositif et les méthodes de mesures de ces échantillons.

III.3. DESCRIPTION DU DISPOSITIF DE MESURES

L'échantillon doit être monté dans un boîtier et adapté à une cellule de mesure, afin de répondre aux exigences des techniques hyperfréquences. La mesure directe de l'impédance Z_{EC} du transistor est alors perturbée par les éléments parasites apportés par le dispositif expérimental. Nous allons présenter ce dispositif et la méthode de mesure utilisée.

III.3.1. DESCRIPTION DE LA CELLULE DE MESURE

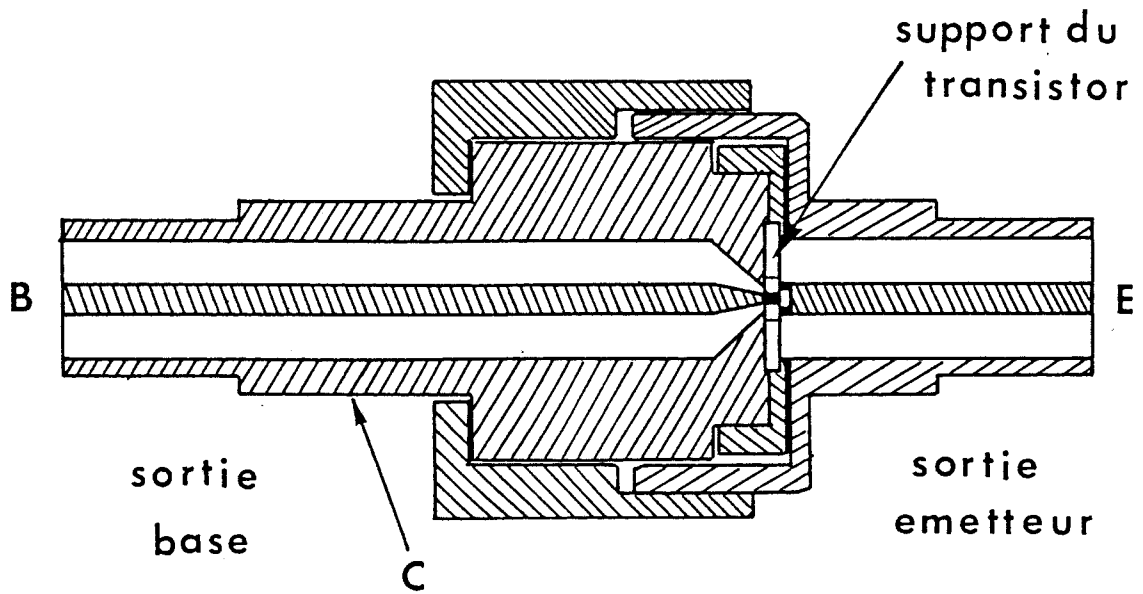
Nous avons utilisé une structure coaxiale, aussi bien pour le circuit émetteur que pour le circuit de base. En effet une structure coaxiale dans le circuit de base permet d'y placer facilement un court circuit mobile, sans avoir à introduire des transitions de lignes qui ne feraient qu'apporter des pertes supplémentaires au circuit. Rappelons que le court circuit mobile dans le circuit de base va permettre de régler l'annulation du courant HF dans ce circuit.

La figure III.10-a montre le schéma de l'échantillon et de son support. Le transistor est monté sur un support circulaire en cuivre constituant l'électrode de collecteur. Deux cubes de silice reçoivent les fils de connexions de l'émetteur. Ces fils sont soudés sur la face supérieure des cubes de silice avec de l'indium. Un passage coaxial isolé placé au centre du support de cuivre, assure la connexion de l'électrode de base.

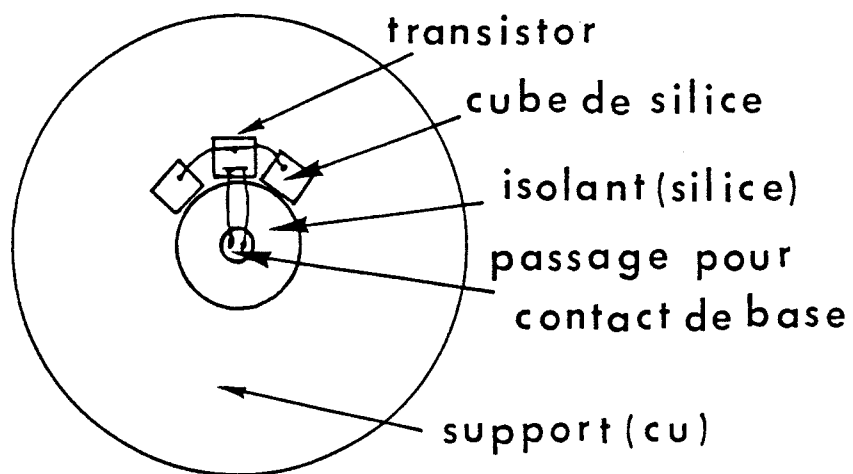
Série du Transistor	Densité superficielle d'impuretés (cm ⁻³)	type de dopant	longueur géométrique de la base W _B	Surface active	Topologie de la base	Longueur de la zone de transit W _c	Gain en courant
T 1559	5 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,6 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	Zone P non délimitée	5 μm	250
T 1686	5 10 ²⁰ 1,5 10 ¹⁹	ph Bore	0,4 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	non délimitée	5 μm	50
T 1731	5 10 ²⁰ 6 10 ¹⁸	ph Bore	1 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	non délimitée	5 μm	35
T 1890	5 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,8 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	non délimi. S=3,6 10 ⁻⁸ m ²	5 μm	120
T 102	6 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,9 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	base délimi. S=1,8 10 ⁻⁸ m ²	8 μm	65
T 103	6 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,9 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	base délimi. S=1,8 10 ⁻⁸ m ²	11 μm	40
T 140	6 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,5 μm	0,8 10 ⁻⁸ m ²	base délimi. S=1,8 10 ⁻⁸ m ²	11 μm	70
T 175	6 10 ²⁰ 5 10 ¹⁸	ph Bore	0,5 μm	3,6 10 ⁻⁸ m ²	base délimi. S=6,5 10 ⁻⁸ m ²	11 μm	90



TABLEAU III.1 : Caractéristiques des différentes séries d'échantillons de T.T.T. testés.



(a) cellule de mesure



(b) support du transistor

FIGURE III.10 : Montage coaxial du transistor

Ce boîtier est monté dans une cellule de mesure coaxiale, dont le schéma est donné sur la figure III.10-b. Du côté de l'émetteur, le conducteur central vient prendre appui sur les deux cubes de silice, alors que pour le circuit de base, le contact électrique est assuré par le passage coaxial isolé placé au centre du support circulaire du transistor.

Il faut remarquer que le diamètre du contact de base, au niveau du support, est très petit par rapport au conducteur central du circuit émetteur. Cette grande dissymétrie entre le circuit de base et le circuit d'émetteur peut apporter des pertes supplémentaires à la structure.

III.3.2. EFFET DU BOITIER D'ENCAPSULATION

Les mesures de l'impédance Z_{EC} sont effectuées à partir de la cellule de mesure que nous venons de décrire. On mesure en réalité l'impédance de l'ensemble composé par l'échantillon proprement dit, avec son support circulaire ; cet ensemble constitue le composant réel accessible à la mesure.

Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec ceux prévus par la simulation théorique, il y a lieu de séparer les effets dus au composant lui-même. Pour cela nous devons définir un schéma électrique équivalent du boîtier. Ce schéma électrique devra être d'autant plus complexe qu'il devra être valable dans une large gamme de fréquences. Pour notre part, nous avons préféré une démarche plus simple, en ne considérant que les variations de l'impédance autour de la valeur mesurée lorsque la composante continue du courant collecteur I_C est nulle.

En effet, lorsque $I_C = 0$, l'impédance Z_{EC} est pratiquement égale à la réactance équivalente de la zone de transit :

$$Z_{EC} \approx \frac{1}{j C_2 \omega}$$

Afin d'augmenter la sensibilité de la mesure de l'impédance du transistor en fonction du courant de polarisation, nous avons mesuré la variation ΔR de la résistance et ΔX de la réactance, par rapport à l'impédance mesurée à courant nul [25]. Dans ces conditions, la prise en compte du boîtier, se traduit par un facteur multiplicatif entre les variations ΔR et ΔX de la résistance et de la réactance de l'échantillon seul, et les variations correspondantes $\Delta R'$ et $\Delta X'$ effectivement mesurées. Le boîtier se comporte comme un transformateur, dans la mesure où ces éléments électriques équivalents sont sans pertes, ce qui est proche de la réalité :

$$k = \frac{\Delta R}{\Delta R'} = \frac{\Delta X}{\Delta X'}$$

En prenant le schéma électrique représenté sur la figure III.11, le facteur de transformation s'exprime rigoureusement par :

$$k = \frac{\left\{ 1 - L C_p \omega^2 + \frac{C_p}{C_2} \right\}^2 - \left\{ R C_p \omega \right\}^2}{\left[\left\{ 1 - L C_p \omega^2 + \frac{C_p}{C_2} \right\}^2 + \left\{ R C_p \omega \right\}^2 \right]^2}$$

La capacité C_p représente la capacité parasite essentiellement due aux cubes de silice du boîtier, qui sont placés entre l'émetteur et le collecteur ; la capacité C_2 constitue pratiquement la réactance du transistor, c'est la capacité de la zone désertée base collecteur ; L représente la self des fils de connexion de l'émetteur, son impédance est très petite devant celle de C_p et devant celle de C_2 .

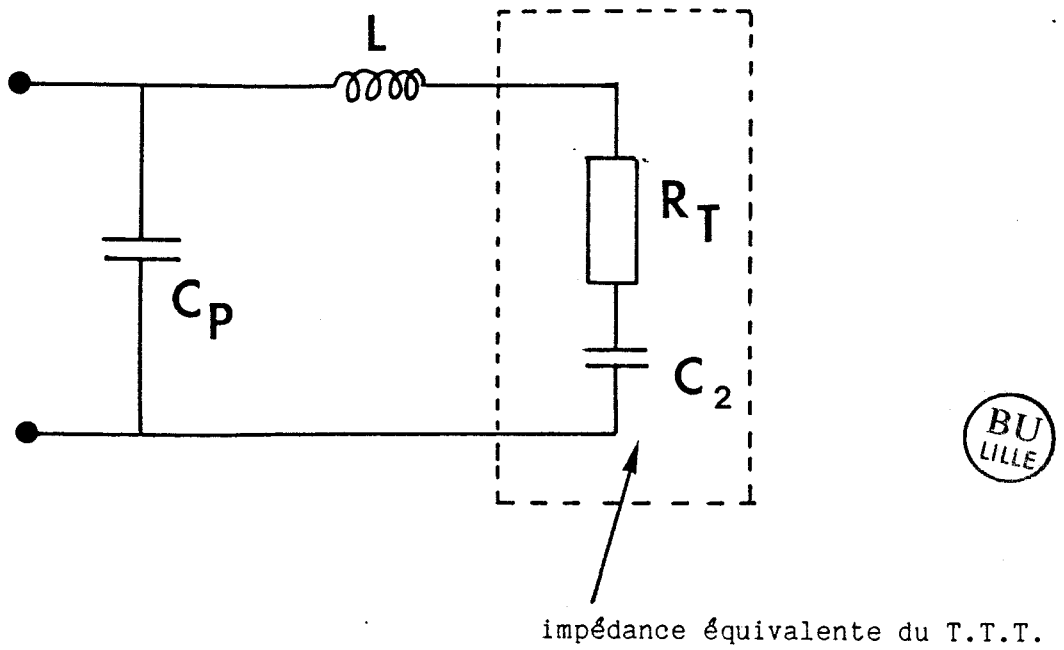


FIGURE III.11 : Schéma électrique équivalent du T.T.T. et du boîtier

Avec les valeurs suivantes :

$$L \approx 0,3 \text{ nH}$$

$$C_p \approx 0,25 \text{ pF}$$

$$\text{et } 1 \Omega < R < 10 \Omega$$

et à condition que la fréquence soit inférieure à 10 GHz, le facteur k peut s'écrire en première approximation :

$$k = \left\{ 1 + \frac{C_p}{C_2} \right\}^2$$

Ce facteur k a été déterminé à partir d'éléments tests tels que des diodes IMPATT ou BARITT. Ces diodes ont été choisies avec une zone de transit et une surface semblables à celles du transistor à temps de transit. Elles présentent une impédance essentiellement capacitive en polarisation inverse. Elles ont été montées sur un support identique à celui utilisé pour les transistors .

On a mesuré la capacité équivalente de ces diodes étalons, en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée, d'une part en basse fréquence et d'autre part, aux fréquences de fonctionnement du transistor à temps de transit.

La mesure de la capacité en basse fréquence permet de déduire la valeur de la variation ΔX de la réactance de l'échantillon seul, pour une variation de tension de polarisation ΔV . La mesure en haute fréquence pour une même variation ΔV conduit à la connaissance de la variation $\Delta X'$ de la réactance présentée par l'échantillon et son boîtier. Du rapport $\Delta X / \Delta X'$, on déduit alors la valeur du facteur k.

Pour les échantillons que nous avons testés, le facteur k a été estimé à environ 9.

Remarquons que le boîtier contribue à diminuer la valeur utile de la résistance négative du transistor. Il convient donc de minimiser l'effet du boîtier en diminuant le rapport C_p/C_2 . Cependant, l'augmentation de la capacité C_2 entraîne une diminution de la résistance négative, comme on l'a déjà remarqué au paragraphe II.15. On constate que l'augmentation de la capacité C_2 produit deux effets contradictoires, nécessitant une optimisation de sa valeur.

III.4. METHODE DE MESURE DE L'IMPEDANCE DU TRANSISTOR

L'impédance Z_{EC} du transistor est mesurée à l'analyseur de réseau Hewlett Packard HP 8410 tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire. Le court circuit mobile placé dans le circuit de base est ajusté afin que la partie réelle de l'impédance Z_{EC} soit minimale, pour un courant de polarisation continu nul et pour une tension de polarisation collecteur base normalement en inverse. La tension base émetteur est réglée au seuil d'apparition du courant émetteur I_e .

III.4.1. METHODE DE MESURE DE L'IMPEDANCE EN REGIME LINEAIRE

Autour de la valeur de l'impédance Z_{EC} relevée à courant nul, on détermine les variations $\Delta R'$ et $\Delta X'$ de l'impédance du transistor, résultant de l'application d'un courant I_e donné. Nous avons appliqué une méthode largement utilisée au laboratoire, pour les diodes IMPATT [25] où les variations $\Delta R'$ et $\Delta X'$ sont calculés à partir des mesures réelles des variations du module et de la phase du coefficient de réflexion de l'échantillon.

A condition que le coefficient de réflexion du dipôle à mesurer soit peu différent de 1 ($|\rho| \neq 1$), on exprime les variations de la résistance ΔR et de la réactance ΔX de ce dipôle en fonction des variations

du coefficient de réflexion. Les expressions s'écrivent :

$$R = - \frac{x_0^2 + 1}{2} \Delta \rho$$

$$X = - \frac{x_0^2 + 1}{2} \Delta \varphi$$

où x_0 est la réactance du dipole mesuré à courant de polarisation nul lorsque $|\rho| \neq 1$, normalisée par rapport à l'impédance caractéristique de la ligne de mesure ; $\Delta \rho$ et $\Delta \varphi$ sont respectivement les variations du module et de la phase du coefficient de réflexion.

La condition d'application ($|\rho| \neq 1$) est valable dans le cas du transistor à temps de transit puisque, comme nous l'avons remarqué au paragraphe III.3.2., l'impédance du transistor à temps de transit est pratiquement égale à la réactance :

$$Z_{EC} \neq \frac{1}{j C_2 \omega}$$

lorsque les tensions de polarisation aux bornes du transistor sont normalement appliquées et que le courant de polarisation est nul.

III.4.2. METHODE DE MESURE DE L'IMPEDANCE EN REGIME NON LINEAIRE

En régime non linéaire, la procédure de mesure reste identique à celle décrite précédemment. Il faut cependant modifier le montage expérimental et l'adapter aux puissances plus élevées mises en jeu. La figure III.12

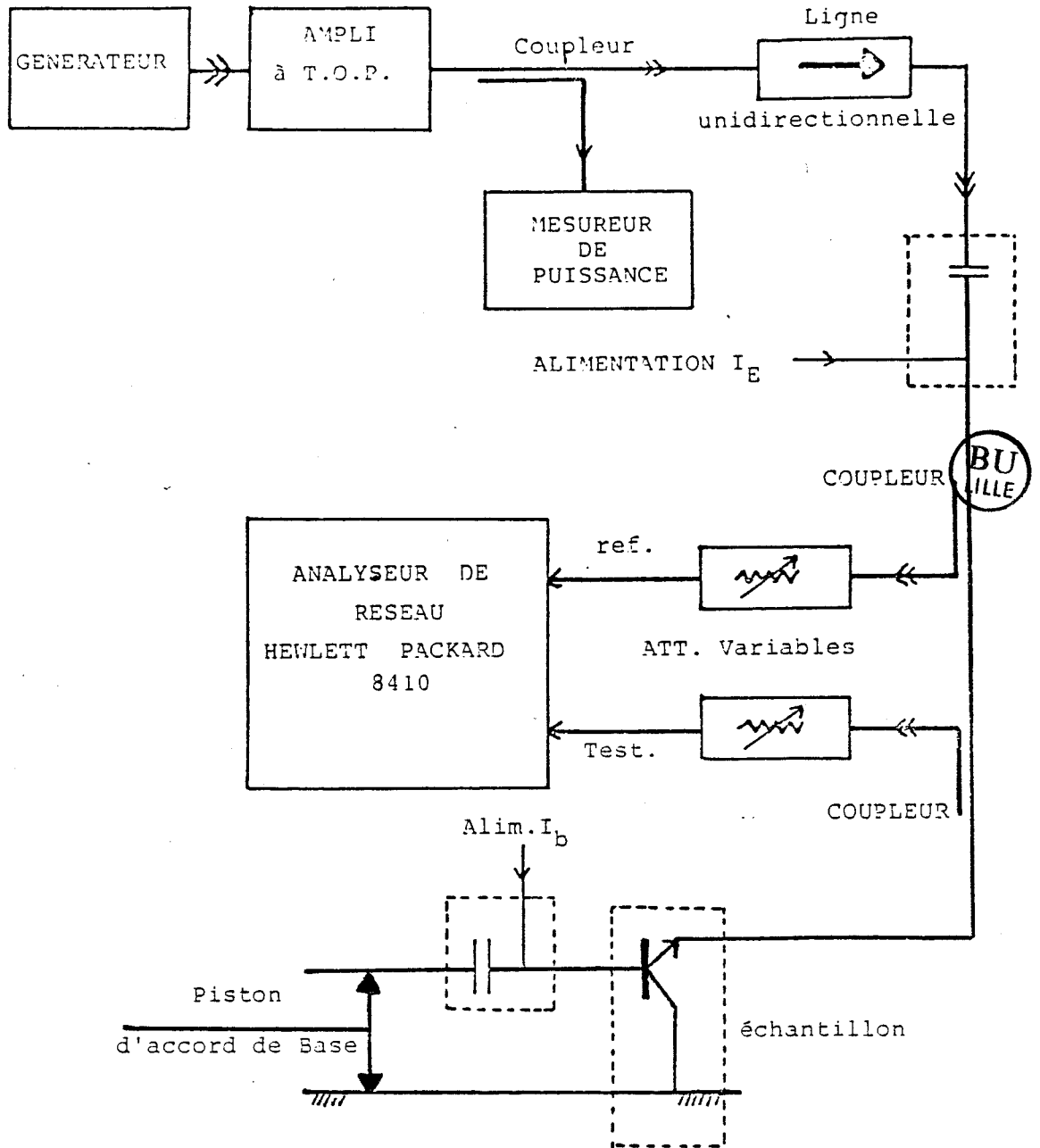


FIGURE III.12 : Configuration du montage expérimental pour les mesures en régime non linéaire.

montre un schéma synoptique du montage utilisé. La puissance P_e appliquée à l'échantillon est relevée simultanément avec les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\psi$ du coefficient de réflexion, ce qui permet d'en déduire la puissance potentielle que l'on aurait en régime d'oscillation, en utilisant la relation classique :

$$P_{osc} = 2 \Delta\rho P_e \quad (27)$$

pour $|\rho| \neq 1$ et $\Delta\rho \ll 1$

Par ailleurs, le niveau de tension HF émetteur-base v_1 est estimé, rappelons-le, en mesurant la variation de la tension de polarisation de la jonction base émetteur, résultant de l'application d'un niveau H.F. élevé. En effet, comme nous l'avons montré au chapitre II, l'impédance du transistor en régime non linéaire est mesurée à courant de polarisation constant, dont l'expression s'écrit :

$$J_E = \left[J_S \exp \frac{V_0}{U_T} \right] I_0(x)$$

avec $x = \frac{V_1}{U_T}$ où V_1 représente la composante fondamentale de la tension appliquée à la jonction base émetteur.

$I_0(x)$ est la fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce et d'ordre 0.
 V_0 est la tension continue de polarisation de la jonction.

Pour maintenir le courant J_E constant en fonction du niveau croissant V_1 , il faut diminuer la tension de polarisation V_0 d'une valeur ΔV . Cette variation ΔV s'exprime simplement en fonction de V_1 par :

$$I_0(x) = \exp \frac{\Delta V}{U_T}$$

La mesure de la variation de tension continue ΔV permet d'estimer la tension H.F. V_1 par le calcul de la fonction $I_0(x)$. Par ailleurs, en supposant que les courants de conduction sont inférieurs aux courants de déplacement, nous déduisons la tension H.F. V_2 appliquée entre le collecteur et la base du transistor, en considérant le rapport des capacités des zones désertées des deux jonctions :

$$\frac{|V_2|}{|V_1|} \neq \frac{C_1}{C_2}$$

Ces conditions expérimentales ont été appliquées à tous les échantillons testés. Nous présentons dans le paragraphe suivant, des résultats typiques obtenus sur une série d'échantillons.

III.5. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons ici les résultats expérimentaux tant en régime linéaire que non linéaire, obtenus avec la série T 1559, qui constitue un exemple particulièrement représentatif de la catégorie des échantillons à base non délimitée, ayant une même surface active de $0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ et une même longueur de transit $W_c = 5 \text{ } \mu\text{m}$. Les mesures concernant les autres catégories d'échantillons, pour lesquels la base a été délimitée, seront présentées dans le chapitre suivant, au cours de la discussion des effets limitatifs des éléments parasites du circuit de base.

III.5.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN REGIME LINEAIRE

Nous avons représenté sur la figure III.13-a , en valeurs normalisées par rapport à la réactance $\frac{1}{C_2\omega}$, les variations ΔR et ΔX de l'impédance du transistor, en fonction $C_2\omega$ du courant de polarisation. Ces variations ont été relevées expérimentalement et se rapportent à l'échantillon en tenant compte du boîtier.

On observe l'existence d'un effet de résistance négative aux fréquences de 6 et de 8 GHz. Nous avons obtenu une variation négative maximale comprise entre 5 et 10 Ω à la fréquence de 8 GHz.

Par ailleurs, nous avons simulé le comportement du composant et nous donnons, pour comparaison, sur la figure III.13-b, les résultats de cette simulation.

On obtient des variations en ΔR et ΔX , comparables tant en fonction du courant de polarisation que de la fréquence. On observe cependant un écart notable à 8 GHz, probablement dû à une mauvaise estimation de certains éléments du schéma équivalent, notamment des éléments parasites dont l'importance augmente avec la fréquence.

Si un effet de résistance différentielle négative est observée expérimentalement, il faut cependant noter que la résistance totale du transistor reste toujours positive, comme le montrent les valeurs reportées dans le tableau III.2. Ainsi que le laissait prévoir la simulation faite au paragraphe III.1.3. pour un exemple typique, le circuit de base a pour effet d'augmenter la résistance totale du transistor, qui peut être importante

Influence de la tension de polarisation

Nous avons fait varier la tension de polarisation base collecteur

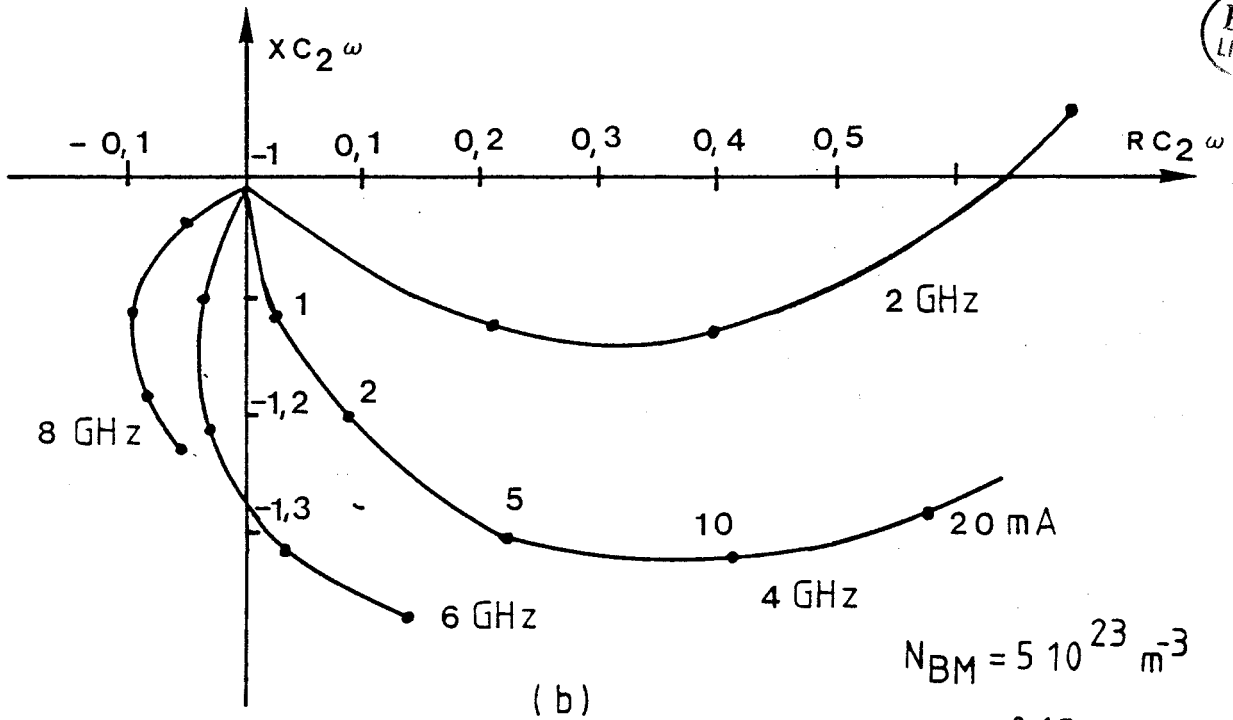
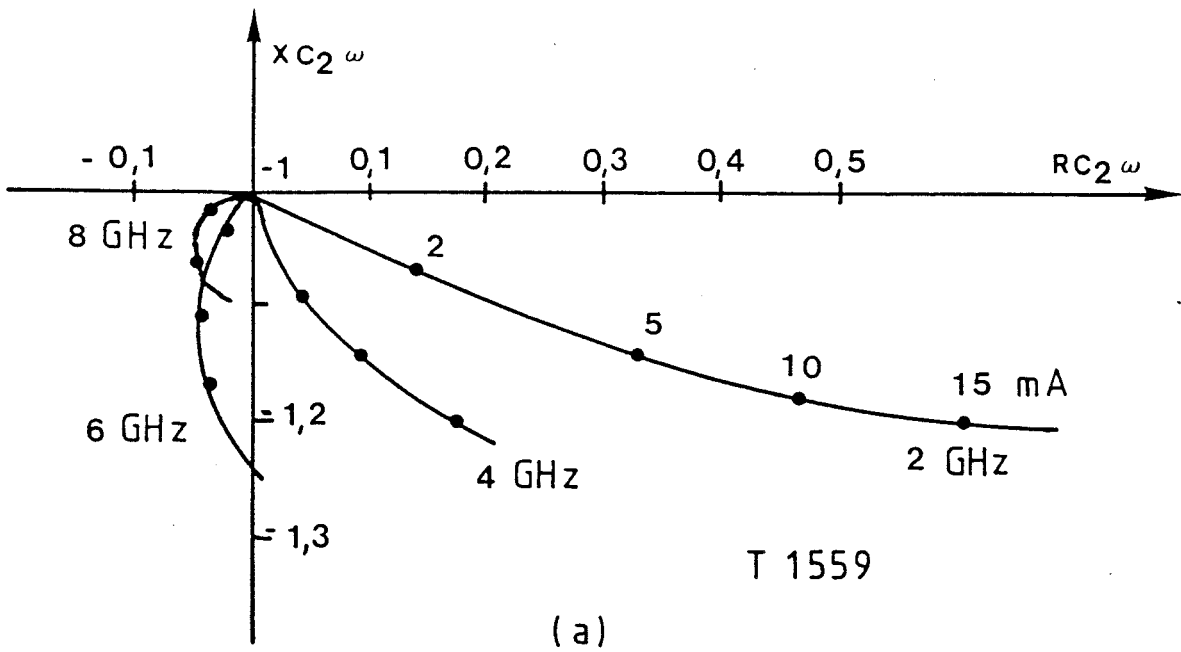


FIGURE III.13 : Evolution de l'impédance du T.T.T.

a) résultats expérimentaux (T. 1559)

b) résultats théoriques



R_T à $I_C = 0$	X_T à $I_C = 0$	Résistance différentielle ΔR	R_T à $I_C = 7\text{mA}$
$10,6\ \Omega$	$-167\ \Omega$	$-8\ \Omega$	$+2,6\ \Omega$

Tableau III-2 : Résultats expérimentaux de l'impédance série d'un transistor T.T.T. de type T1559 à 8GHz.

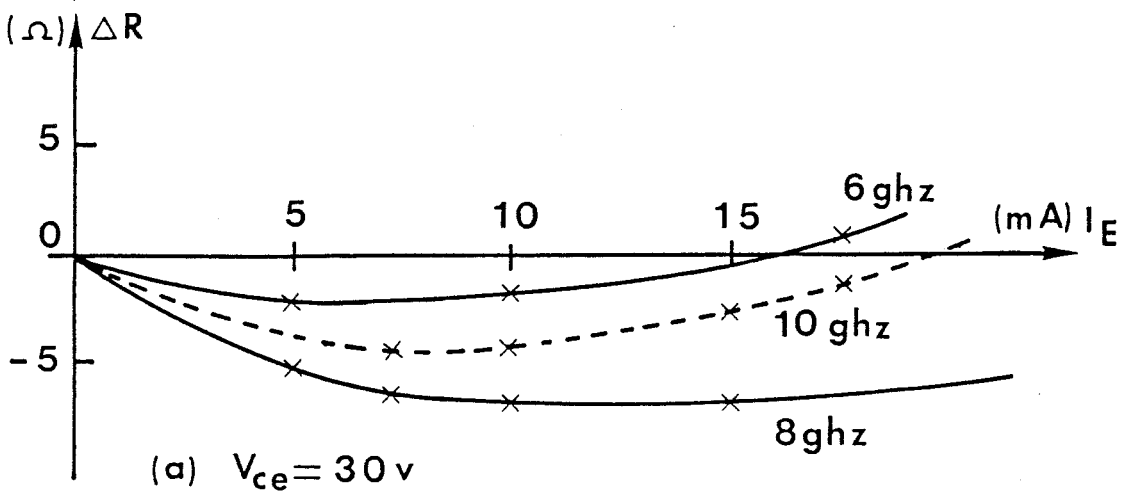
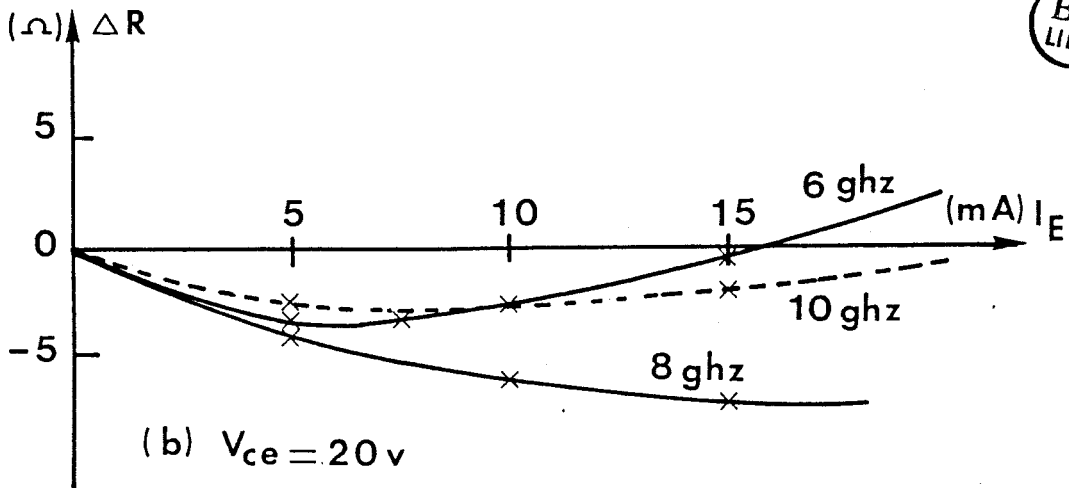
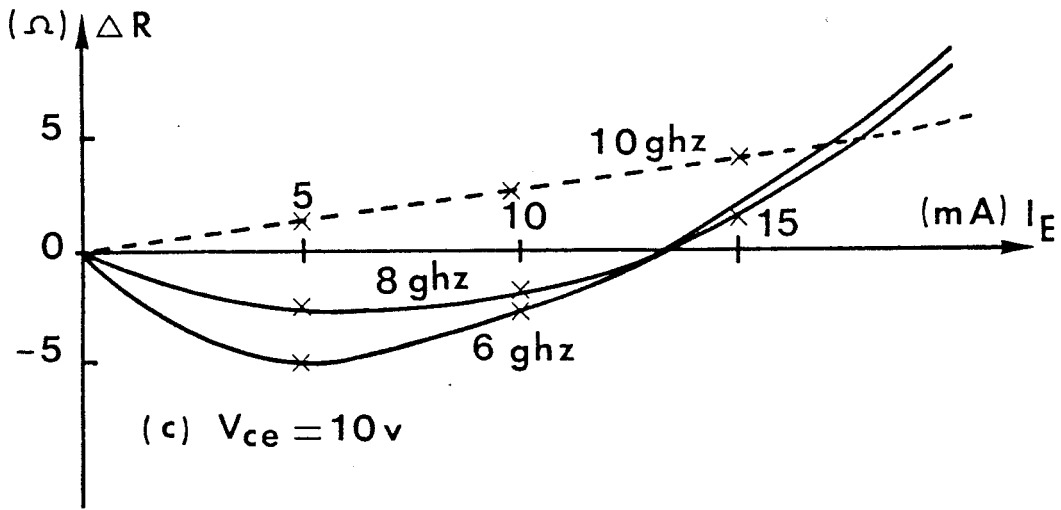


FIGURE III.14 : Evolution expérimentale de l'impédance du T.T.T. en fonction de la tension de polarisation V_{CE} .

V_{BC} dans une large gamme. En supposant que la zone désertée de la jonction base collecteur s'étend sur toute la longueur du collecteur et que la vitesse des électrons reste constante dans cette zone, l'augmentation de la tension V_{BC} entraîne la diminution de la longueur de base suivant la relation (8) du paragraphe II.14.1. Cette diminution de la longueur de base a , à priori, des répercussions sur tous les paramètres admittance définissant le comportement de la base mais l'effet principal est de loin la réduction du temps de transit dans la base.

Le temps de transit des porteurs dans la base étant réduit, il en est de même pour le déphasage du facteur de transport dans la base α et de ce fait la fréquence optimale de fonctionnement augmente comme le montrent les mesures effectuées en régime linéaire et qui sont représentées sur la figure III.14. On observe qu'à $V_{BC} = 10$ V, la fréquence optimale est de 6 GHz alors qu'elle devient égale à 8 GHz pour une tension V_{BC} égale à 20V puis 30 V.

III.5.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN REGIME NON LINEAIRE

La figure III.15 montre l'évolution de la variation de résistance ΔR ramenée au niveau du composant, en fonction du niveau HF. La figure III.15-a montre les résultats expérimentaux pour trois courants de polarisation, à la fréquence de 8 GHz. La figure III.15-b donne, à titre de comparaison, la simulation numérique correspondant au composant testé.

On observe une diminution de la variation ΔR en fonction du niveau H.F., comme le prévoyaient les premières simulations qui, rappelons-le, avaient montré une aggravation de l'effet Early à niveau

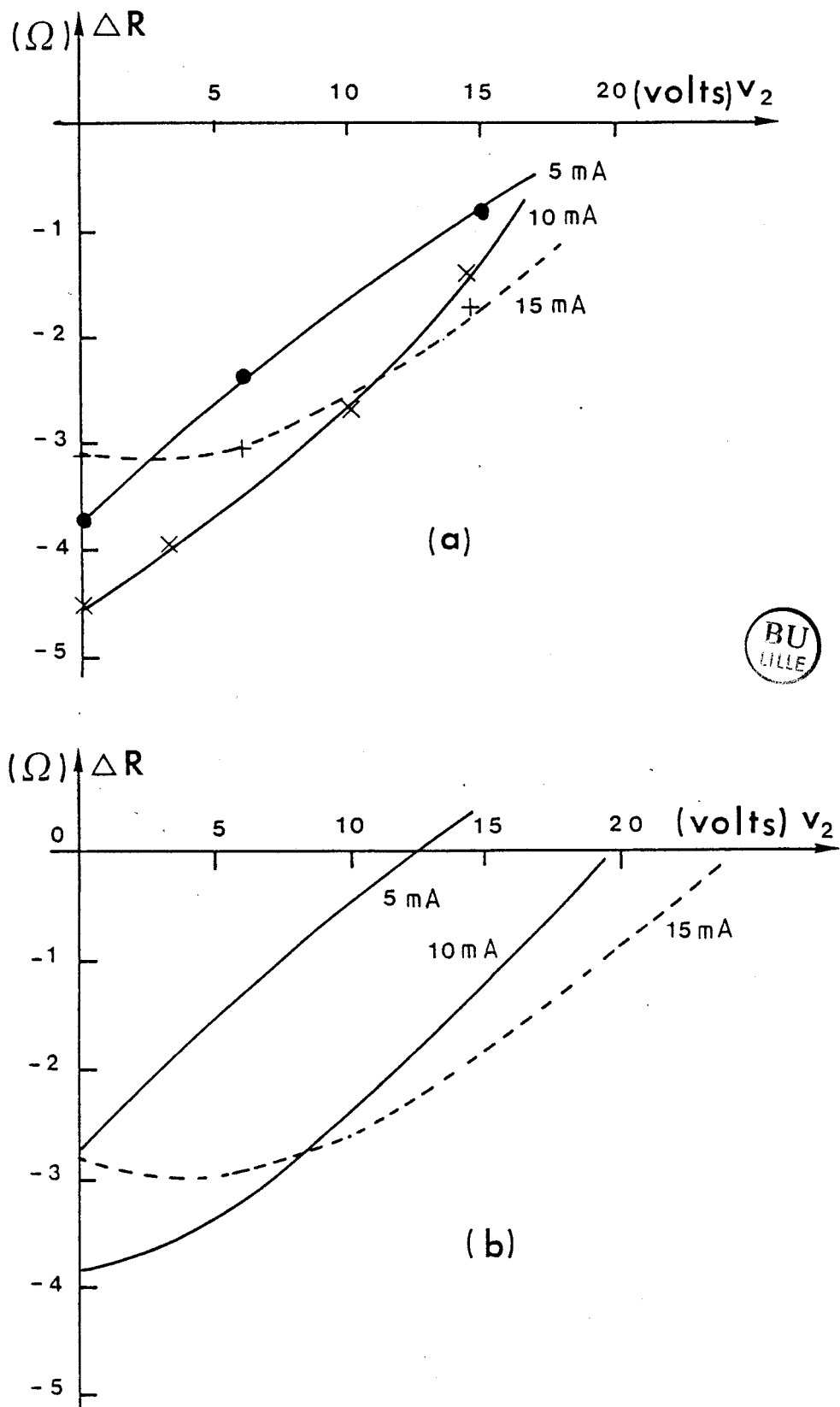


FIGURE III.15 : Evolution de l'impédance du T.T.T. en fonction de la tension H.F. collecteur base V_2 .
a) résultats expérimentaux
b) résultats théoriques

H.F. croissant.

Par ailleurs, on constate un assez bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques, ce qui confirme la validité de notre modèle non linéaire.

III.5.3. RESULTATS EN PUISSANCE DE SORTIE

Nous avons calculé, à partir des mesures d'impédance en régime non linéaire, la puissance potentielle pouvant être fournie par le composant. Nous avons calculé cette puissance et nous avons estimé le niveau H.F. en utilisant le mode opératoire décrit au paragraphe III.4.2.

La courbe 3 de la figure III.16 montre l'évolution de la puissance maximale disponible en fonction du courant de polarisation. Cette puissance passe par un maximum en fonction du courant. Ce maximum est de 12 mW pour un courant de polarisation de l'ordre de 15 mA, soit une densité de courant de 187 A/cm^2 .

Les courbes 1 et 2 montrent les résultats de la simulation numérique pour deux types de profil de dopage de base. La courbe 1 qui donne des puissances supérieures aux résultats expérimentaux, correspond à la simulation d'un composant ayant un profil de dopage de base de type exponentiel avec une concentration en tête égale à $N_{BM} = 4.10^{17} \text{ at/cm}^3$ et un décrément égal à $x_b = 0,165 \text{ } \mu\text{m}$.

La courbe 2 simule un composant dont la concentration d'impuretés dans la base serait plus faible ($N_{BM} = 2.10^{17} \text{ at/cm}^3$) avec un décrément égal à $x_b = 0,2 \text{ } \mu\text{m}$; la puissance émise, dans le cas de cet exemple,

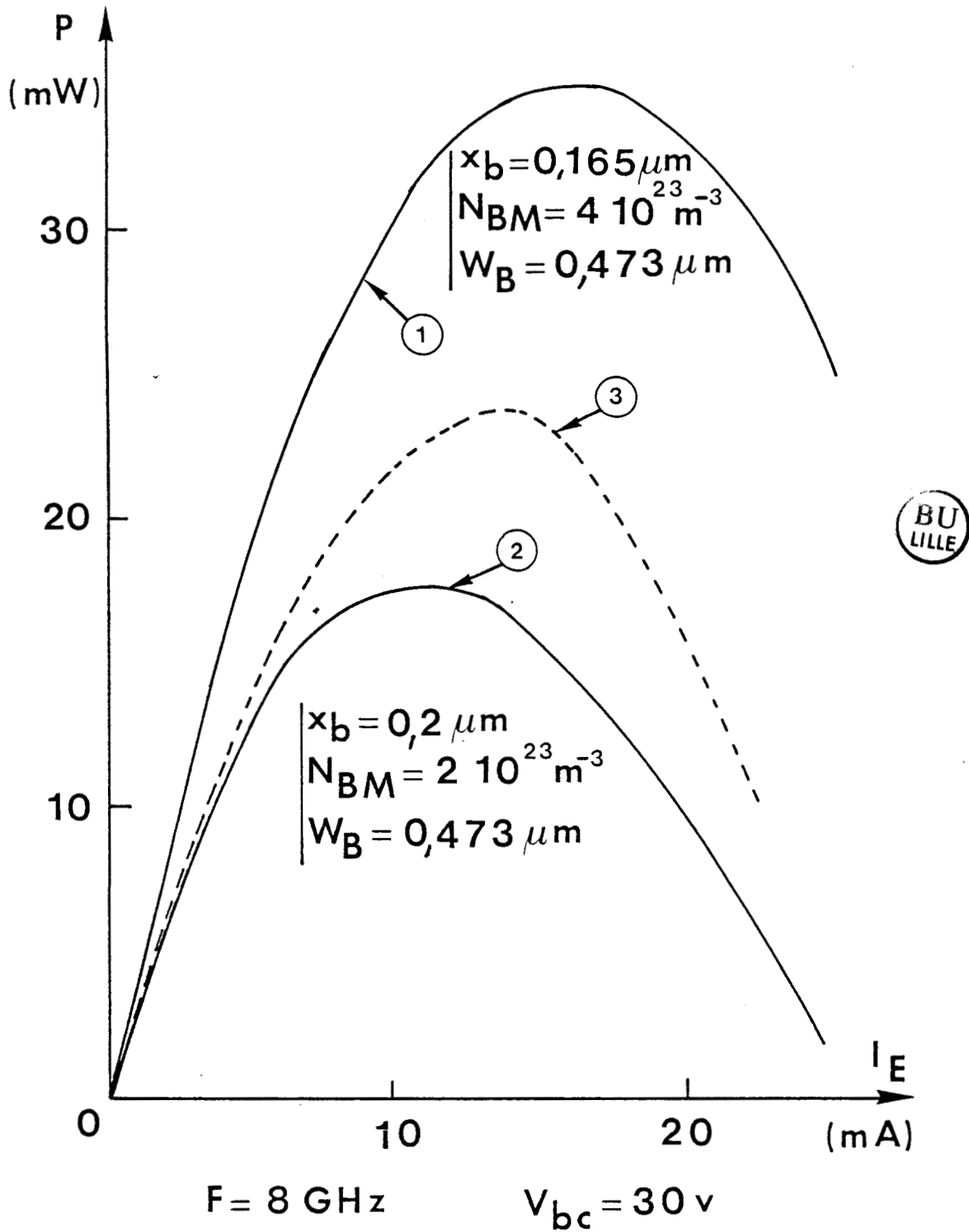


FIGURE III.16 : Evolution expérimentale et théorique de la puissance émise du T.T.T., en fonction du courant de polarisation à 8 GHz.

est inférieure à celle des résultats expérimentaux.

Ces résultats montrent que les performances du transistor à temps de transit dépendent fortement du profil de concentration d'impuretés dans la base. L'amélioration apportée par un dopage de base plus élevé et un décroissement plus petit, est à relier à l'amélioration du facteur de transport α et à la diminution de l'effet Early.

III.5. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre les conditions expérimentales de mesure de l'impédance Z_{EC} du transistor et les résultats expérimentaux obtenus à partir d'échantillons spécialement réalisés pour cette étude.

Nous avons montré expérimentalement, qu'il existe un effet de résistance négative en fonction du courant de polarisation et en fonction de la fréquence. D'autre part, nous avons montré la concordance avec la simulation numérique basée sur un modèle théorique relativement simple tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire.

Si nous avons mesuré une résistance différentielle négative, nous n'avons pas pu obtenir d'impédance qui présentait une partie réelle vraiment négative. Cela est dû probablement aux différents éléments parasites, liés au circuit de base, c'est à dire les pertes présentées par celui-ci, l'impédance d'accès à la base, la capacité passive base collecteur et la résistance de substrat du collecteur.

Nous étudierons dans le chapitre suivant ces causes de limitation des performances du transistor à temps de transit en analysant successivement leurs importances relatives.

CHAPITRE IV

=====

ETUDE DES LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU TRANSISTOR

A TEMPS DE TRANSIT

=====

INTRODUCTION

Les résultats expérimentaux décrits dans le chapitre précédent ont montré l'existence d'un effet de résistance différentielle négative, cependant l'amplitude de celle-ci est apparue insuffisante pour compenser la résistance totale des échantillons.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, une contribution importante à cette résistance série positive est à imputer à la connexion de la base, que ce soit au niveau du composant ou au niveau du circuit extérieur, indispensable pour assurer la polarisation et l'annulation de la composante H.F. du courant base.

Par ailleurs, nous avons montré au chapitre II, le rôle très important de l'effet Early qui conduit à diminuer l'amplitude de l'effet

de résistance négative, surtout en régime non linéaire, limitant ainsi les performances potentielles en puissance de sortie du transistor.

Dans ce chapitre, nous allons analyser systématiquement toutes ces causes de limitations. Nous commencerons par l'effet Early que nous considérerons comme une limitation d'origine intrinsèque au transistor ; puis nous examinerons ensuite les effets introduits par les éléments du circuit de base.

Nous donnerons ensuite les résultats des simulations théoriques de l'évolution de l'impédance Z_{EC} du transistor, mettant en évidence les importances relatives des différentes causes de limitations et nous essaierons de définir les caractéristiques d'une structure qui permettrait d'obtenir de meilleures performances.

IV.1. LIMITATIONS D'ORIGINE INTRINSEQUE

Les simulations théoriques que nous avons présentées au Chapitre II, ont montré l'importance qu'a l'effet Early sur les limitations de l'impédance du transistor à temps de transit. Cet effet provoque une forte diminution de la variation négative de la résistance du transistor en régime linéaire et surtout en régime non linéaire.

Rappelons sur la figure IV.1, les résultats obtenus à 8 GHz pour l'exemple typique que constitue la structure étudiée au Chapitre II. Les courbes 1 et 2 montrent l'évolution de l'impédance Z_{EC} en régime linéaire, en considérant ou non l'effet Early. En augmentant le niveau H.F., l'effet Early s'aggrave considérablement et la diminution de la résistance négative est plus importante, comme le montre, pour l'exemple simulé, la courbe 3

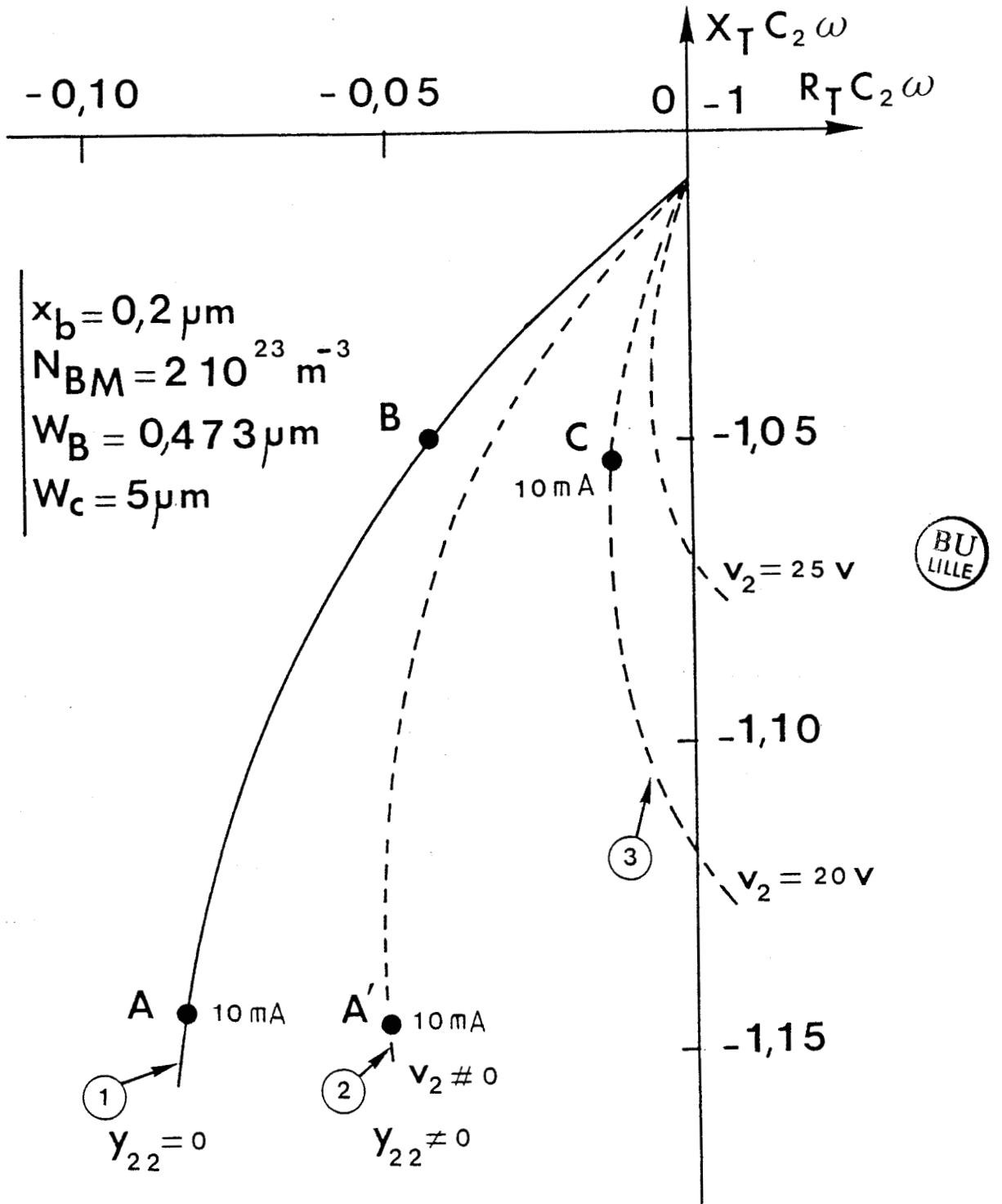


FIGURE IV.1 : Evolution théorique de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. avec et sans effet Early en régime linéaire (1) et en régime non linéaire, à 8 GHz.

représentant l'évolution de l'impédance Z_{EC} pour une tension H.F. collecteur base égale à 20 V.

Rappelons que l'évolution de l'impédance Z_{EC} en fonction du niveau HF, à courant de polarisation statique constant, suivrait rigoureusement la courbe du régime linéaire, s'il n'y avait pas d'effet Early. Par exemple, pour un courant de 10 mA, le point A de la figure IV.1, qui correspond à l'impédance Z_{EC} du transistor en régime linéaire, se déplacerait jusqu'au point B, sur la même courbe, pour une tension collecteur-base H.F. égale à 20 V, alors que cette impédance Z_{EC} , calculée en tenant compte de l'effet Early, se situe au point C sur la courbe (3), pour le même niveau H.F.

Cet exemple montre combien il est indispensable de minimiser l'effet Early, afin de bénéficier de toute la résistance négative potentielle optimale du transistor.

IV.1.1. INFLUENCE DE LA CONCENTRATION D'IMPURETES DANS LA BASE

L'effet Early est lié à la modulation de la longueur électrique de la base, induite par les variations de la tension collecteur-base. On caractérise l'effet Early par un terme appelé facteur de réaction d'Early qui s'exprime, en régime linéaire et dans le cas d'un transistor à profil de dopage exponentiel [17], par la relation suivante :

$$\mu_c = \frac{n}{e^n - 1} \frac{U_T}{W_B} \frac{d W_B}{d V_{CB}}$$

$$\text{où } n = \text{Log} \frac{N_{BE}}{N_{BC}}$$

N_{BE} et N_{BC} sont respectivement les concentrations d'impuretés dans la base, à la jonction émetteur et à la jonction collecteur.

W_B est la longueur électrique de la base

V_{CB} est la tension collecteur base.

La longueur électrique de la base est fixée par la zone désertée de la jonction base collecteur. La variation de la longueur électrique de la base par rapport à la tension collecteur base $\left\{ \frac{d W_B}{d V_{CB}} \right\}$ est liée

à la modulation du champ électrique dans l'extension de la zone désertée collecteur base du transistor. D'après l'équation de Poisson, cette modulation du champ électrique est inversement proportionnelle à la concentration d'impuretés dans la base. Afin de diminuer le facteur de réaction d'Early, il faut donc augmenter la concentration d'impuretés dans la base à la jonction métallurgique base collecteur. D'autre part, comme le montre l'expression de μ_c , le terme η doit être grand, c'est à dire qu'il faut également augmenter le rapport des concentrations d'impuretés à la jonction émetteur-base et collecteur-base.

Nous avons simulé le fonctionnement d'un transistor à temps de transit avec un profil de dopage dans la base de type exponentiel, en faisant varier la concentration d'impuretés à la jonction émetteur-base. Pour chaque valeur de cette concentration N_{BE} , nous avons ajusté le décrément x_b de la loi exponentielle, de manière à maintenir la longueur électrique de la base du transistor, à une valeur constante.

La figure IV.2 montre l'évolution théorique de la puissance potentielle du composant, considéré uniquement du point de vue intrinsèque, en fonction de la composante H.F. de la tension collecteur base v_2 , à une

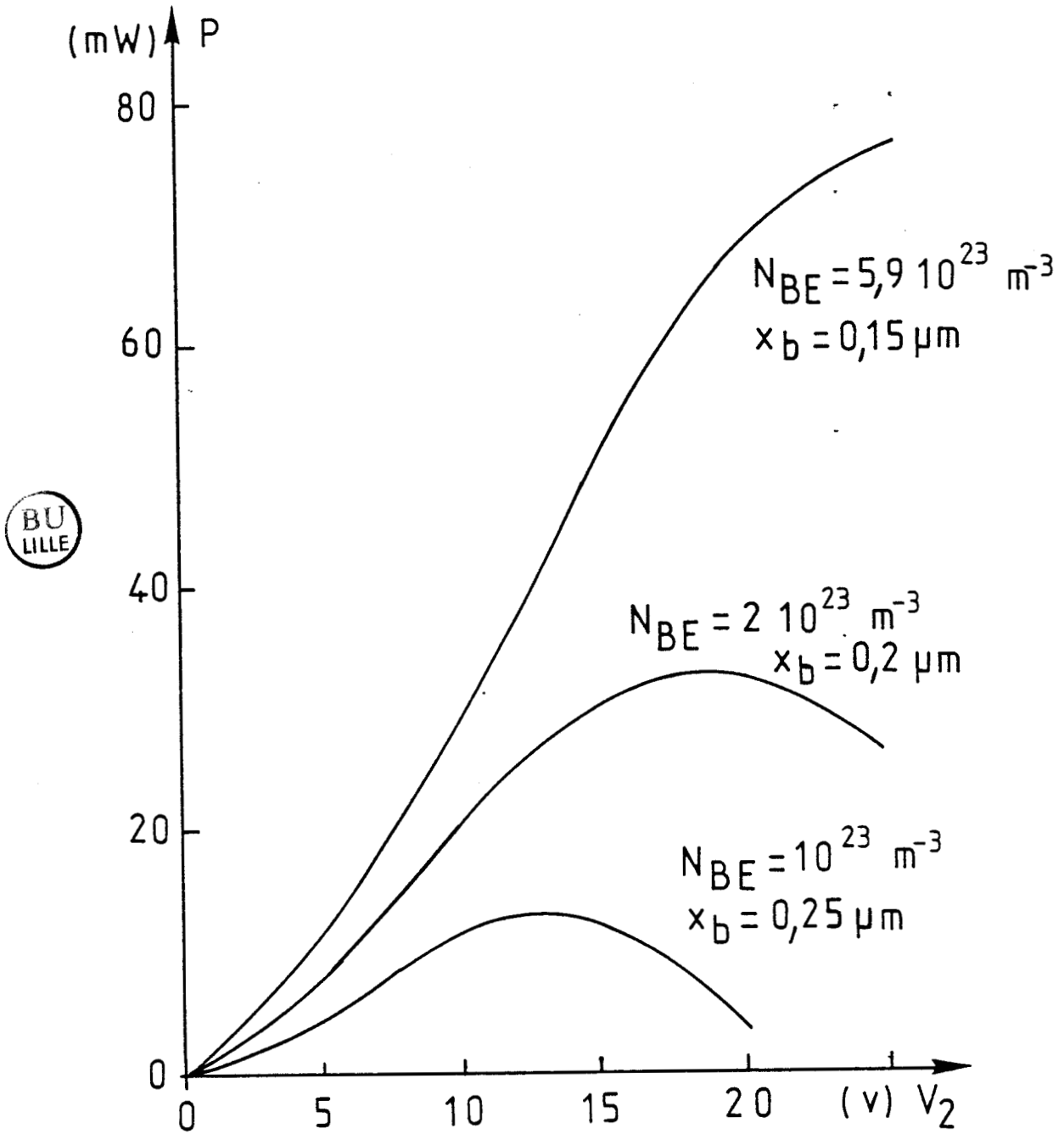


FIGURE IV.2 : Evolution théorique de la puissance émise du T.T.T. en fonction de la tension HF collecteur base V_2 et de la concentration d'impuretés dans la base, à 10 GHz.

fréquence de 10 GHz, pour trois valeurs de concentrations N_{BE} et pour un courant de polarisation de 20 mA, qui correspond à peu près à la valeur optimale de chacun des cas. Les meilleures performances en puissance sont obtenues avec la structure ayant la plus grande concentration N_{BE} et la plus grande variation de dopage dans la base n , ce qui confirme les prévisions précédentes relatives à l'effet Early.

A la jonction métallurgique base-émetteur, c'est la différence de concentration d'impuretés entre les deux zones qui détermine le gain en courant du transistor. Le dopage dans la zone d'émetteur doit être très supérieur à celui de la base; Or, pour des raisons technologiques évidentes, la concentration d'impuretés dans l'émetteur est nécessairement limitée ; il en est de même pour celle de la base et la puissance de sortie maximale du transistor s'en trouve nécessairement limitée.

IV.1.2. INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE DANS LA BASE

La loi de variation du profil d'impuretés dans la base dépend du choix technologique de réalisation des structures. Généralement, les transistors bipolaires silicium sont élaborés par implantation ionique ou diffusion de la base, puis diffusion de l'émetteur. Le profil de dopage de la base est alors une fonction complexe. Pour simplifier les calculs analytiques, il est habituel de définir le profil de base par une loi exponentielle. On peut néanmoins envisager d'autres types de profils plus complexes encore, afin de rechercher à la fois un effet Early minimal et un effet de résistance négative maximal.

Nous avons effectué ce genre d'étude avec une méthode numérique

permettant, dans chaque cas de profil d'impuretés, de calculer les paramètres admittance caractérisant la base du transistor, et d'accéder ensuite à l'impédance Z_{EC} du transistor.

Nous avons fixé la concentration d'impuretés au début de la base à une valeur constante pour tous les types de profil. Cette valeur, choisie assez élevée, est égale à $6 \cdot 10^{17}$ at/cm³. De même nous avons fixé la longueur de la zone de transit à une valeur égale à $5 \mu\text{m}$ pour l'ensemble des structures simulées. Nous avons optimisé la résistance négative présentée par le transistor, en régime linéaire, pour chaque structure, à la fréquence de 10 GHz.

Les résultats de ces diverses simulations sont exposés dans l'annexe VI. Nous ne donnons ici que le résultat correspondant aux deux cas de structures les plus intéressants. Il s'agit d'un profil de dopage de base de type exponentiel et d'un profil de dopage uniforme. Dans ce dernier cas, le facteur de réaction d'Early devient :

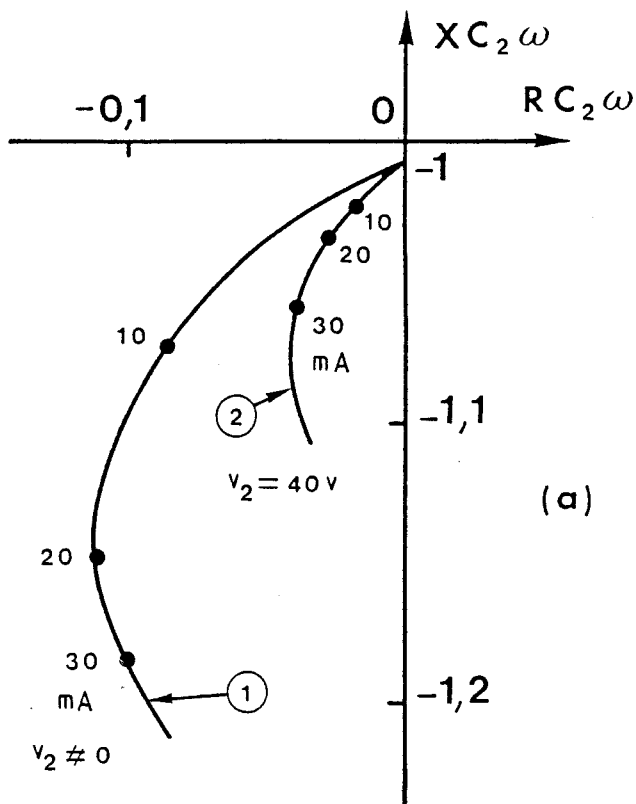
$$\mu_C = \frac{U_T}{W_B} \frac{\epsilon}{W_C q N_B}$$

où W_B est la longueur électrique de la base

W_C est la longueur de la zone de transit

N_B est la concentration d'impuretés dans la base.

On peut remarquer que μ_C est d'autant plus faible que la concentration d'impuretés dans la base N_B est plus élevée.



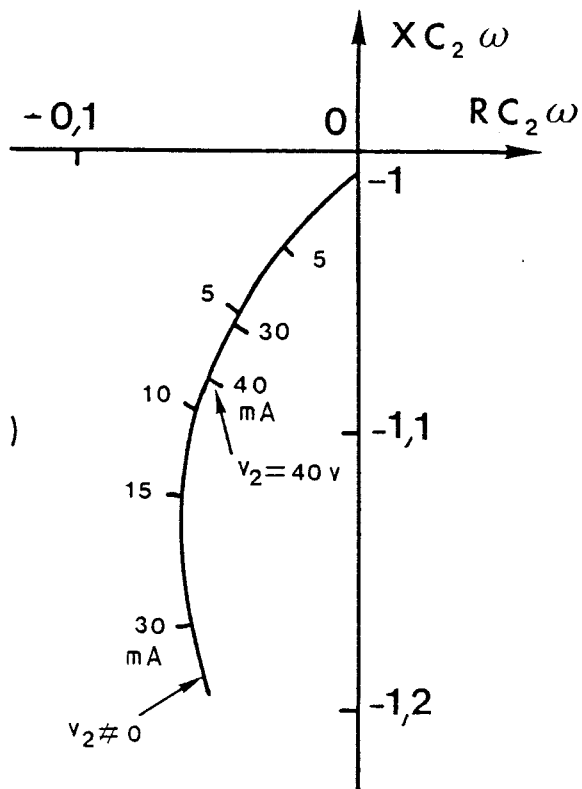
(a)



$$N_{BM} = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$x_b = 0,16 \mu\text{m}$$

$$W_c = 5 \mu\text{m}$$



(b)

FIGURE IV.3 : Evolution de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. en fonction du profil de dopage dans la base, et du niveau de la tension HF collecteur base V_2 , à 10 GHz

a) profil de type exponentiel

b) profil "plat"

La figure IV.3-a montre l'évolution de l'impédance Z_{EC} en régime linéaire et en régime non linéaire, pour la structure ayant un profil de dopage de type exponentiel. Rappelons que la forte diminution de l'effet de résistance négative observée entre le régime linéaire (courbe 1) et le régime non linéaire (courbe 2) est dû essentiellement à l'effet Early qui reste conséquent pour cette structure. L'impédance non linéaire est calculée pour une composante alternative de la tension collecteur base égale à 40 V qui correspond à un taux de modulation de la tension aux bornes du composant de l'ordre de 80 %.

Les résultats de la simulation du transistor où le profil de dopage dans la base est constant, sont donnés sur la figure IV.3-b.

On observe que les points représentant l'impédance du transistor se déplacent, en fonction du niveau H.F., quasiment sur la courbe de l'évolution de l'impédance en régime linéaire. Il y a compression des points vers l'origine, ainsi pour maintenir l'impédance constante, il suffit d'augmenter le courant de polarisation avec le niveau H.F. On observe que l'effet Early est négligeable dans cet exemple.

Le tableau IV.1 résume les valeurs optimales de la résistance négative pour les deux structures. La structure à profil de base exponentiel donne en régime linéaire, une résistance négative d'amplitude supérieure à celle donnée par le profil uniforme ; par contre, en régime non linéaire, pour un même courant de polarisation, on observe l'inverse. Théoriquement, pour le profil uniforme, on peut retrouver l'amplitude optimale de la résistance négative, égale à celle du régime linéaire ($-6,3 \Omega$), mais avec un courant de polarisation plus élevé, de l'ordre de 65 mA. Par conséquent, le transistor à temps de transit à profil de dopage de base uniforme est en mesure de donner des performances en puissance émise supérieure, comme le montre la figure IV.4 qui donne l'évolution de la puissance maximale

Type de profil de dopage dans la base.	Courant de polarisation I_c	Composante H.F. de la tension collecteur-base v_2	Partie réelle de l'impédance Z_{EC} du transistor. R_T
Exponentiel	20 mA	= 0	- 9,6 Ω
	40 mA	40 V	- 3,5 Ω
Constant	20 mA	= 0	- 6,3 Ω
	40 mA	40 V	- 4,8 Ω
	65 mA	40 V	- 6,3 Ω



Tableau IV.1 : Résistance négative optimale en régime linéaire et en régime non linéaire en fonction du profil de dopage dans la base.

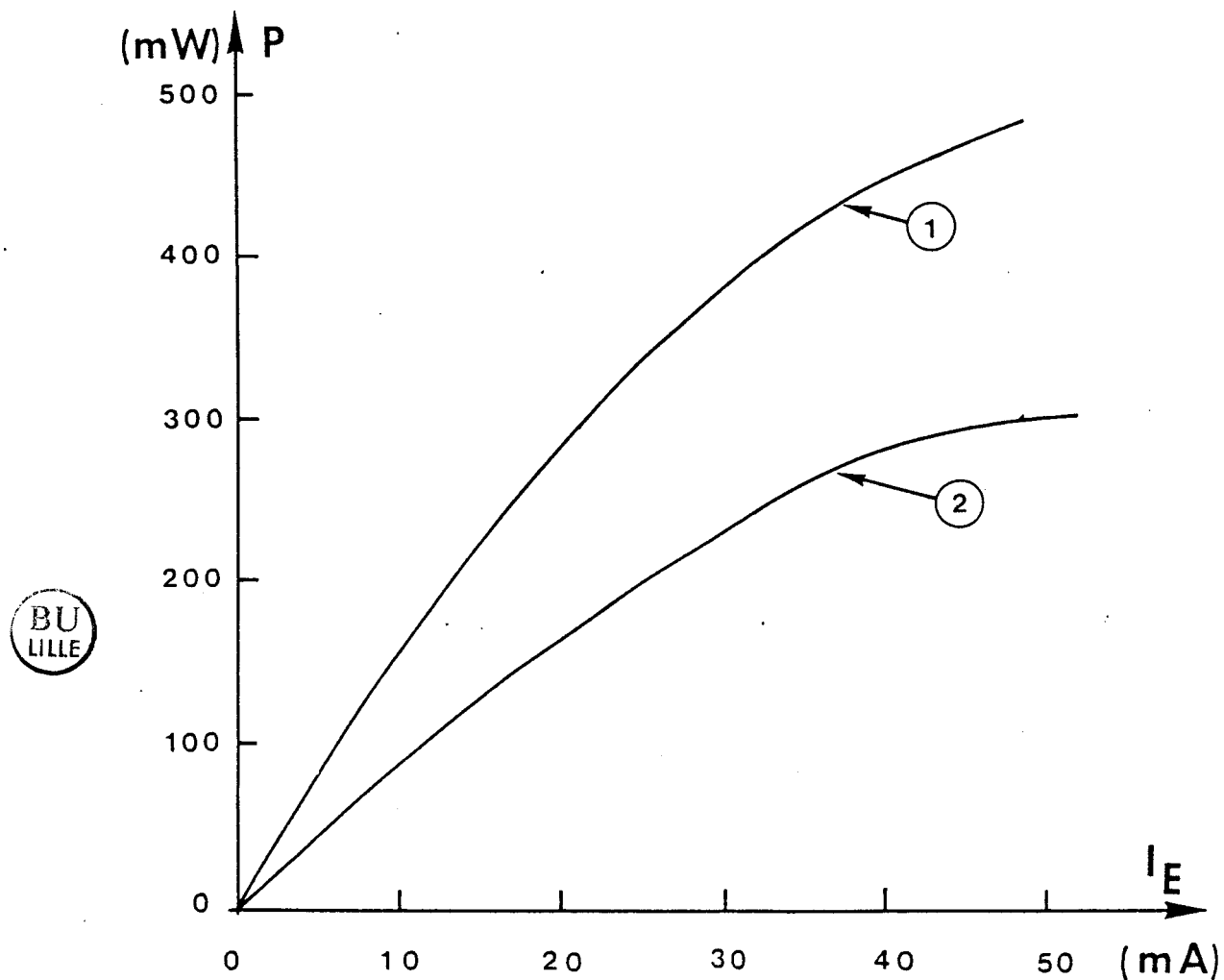


FIGURE IV.4 : Evolution théorique de la puissance émise du T.T.T. en fonction du courant de polarisation et du profil de dopage dans la base, à 10 GHz.

- 1) profil "plat"
- 2) profil exponentiel

disponible en fonction du courant de polarisation [Annexe VI] [26].

IV.1.3. CONCLUSION

Cette étude a confirmé l'importance de l'effet Early en tant que phénomène limitatif de la résistance négative du transistor à temps de transit. Il semble cependant que cet effet puisse être minimisé en augmentant autant que possible la concentration d'impuretés dans la base, dans le cas d'une structure ayant un profil de dopage de base de type exponentiel. D'autre part de meilleures performances pourraient être obtenues en choisissant un profil de dopage uniforme avec une concentration élevée. Une réalisation de ce type imposerait l'utilisation d'une technique d'épitanie à la place de l'implantation ionique qui est couramment utilisée pour la réalisation de transistors bipolaires silicium.

Outre les limitations d'origine intrinsèque, il y a lieu d'étudier l'influence du circuit extérieur de base, sur le comportement du transistor à temps de transit.

IV.2. LIMITATIONS LIEES AUX ELEMENTS PARASITES DU CIRCUIT DE BASE.

Les performances intrinsèques des transistors bipolaires, sont restreintes à cause des éléments parasites de l'échantillon, nécessairement introduits par les zones périphériques d'accès et par les prises de contact électrique. Par ailleurs, la monture du composant introduit des éléments parasites que nous ne pouvons plus négliger aux fréquences de travail

envisagées. D'autre part, nous avons vu au paragraphe III.1.3, comment le circuit de base, en raison de son environnement, ne peut réaliser une annulation complète de la composante alternative du courant base ; la présence de cette fuite de courant constitue à priori un handicap certain.

Ces considérations nous amènent à étudier systématiquement l'incidence des éléments du schéma électrique équivalent du circuit de base, sur l'impédance émetteur collecteur du transistor à temps de transit. Nous rappelons sur la figure IV.5, ce schéma électrique du circuit de base que nous avons introduit au chapitre précédent.

IV.2.1. SIMULATION D'UNE CONDUCTANCE DANS LE CIRCUIT DE BASE

La conductance G entre le contact de base et le collecteur simule à la fois les pertes électriques dues à l'échantillon et au circuit extérieur de base, constitué par le circuit de polarisation et par le court-circuit mobile permettant de régler le courant H.F. circulant dans le circuit de base à une valeur minimale.

Nous avons simulé à 10 GHz l'impédance Z_{EC} du transistor en fonction de la conductance G . Nous avons défini une structure de transistor dont le profil de dopage dans la base est supposé de type exponentiel et présente les caractéristiques suivantes :

$$N_{BM} = 5,9 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$$

$$x_b = 0,15 \text{ } \mu\text{m}$$

Afin d'optimiser la structure à la fréquence choisie (10 GHz), nous avons considéré une longueur de la zone de transit, égale à 5 μm .

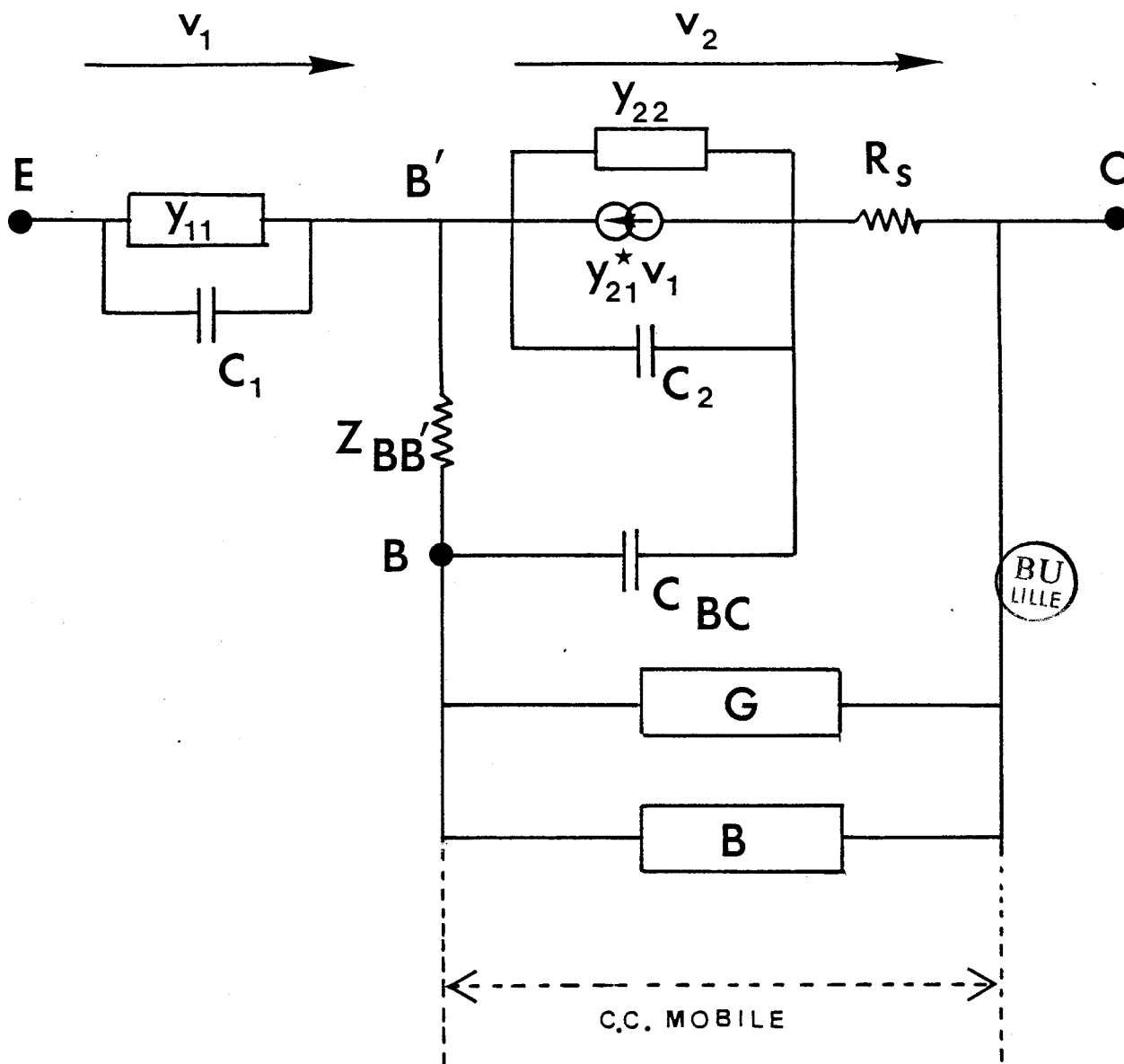


FIGURE IV.5 : Schéma électrique équivalent du T.T.T. avec le circuit de base.

Dans cette simulation la résistance série R_S a été négligée. L'évolution de la résistance série R_T du transistor, vue entre l'émetteur et le collecteur en fonction du courant de polarisation et de la conductance G , est reportée sur la figure IV.6.

On observe une disparition totale de la résistance négative du composant pour une conductance de l'ordre de $8 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$.

La conductance G simulant les pertes du circuit base contribue fortement à augmenter la résistance série R_T du transistor à temps de transit. Cet effet était prévisible car, en faisant abstraction des autres éléments du circuit de base ($R_S, Z_{BB'}$), le schéma de la figure IV.5 montre que la conductance G est équivalente à des pertes électriques de la zone de transit du transistor car G est pratiquement en parallèle sur la capacité de la zone désertée C_2 . La transformation du dipole parallèle $C_2 - G$ en dipole série donne une résistance série équivalente de la zone de transit qui s'exprime par la relation :

$$R = \frac{1/G}{1 + \left\{ \frac{C_2 \omega}{G} \right\}^2}$$

Afin de réduire cette résistance série, il est indispensable de diminuer au maximum la conductance G . D'autre part, la relation précédente montre qu'une augmentation de la surface active du composant, c'est à dire une augmentation de C_2 , peut être également bénéfique. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue que la résistance négative étant, en première approximation, inversement proportionnelle à C_2 , un compromis est, là aussi, nécessaire.

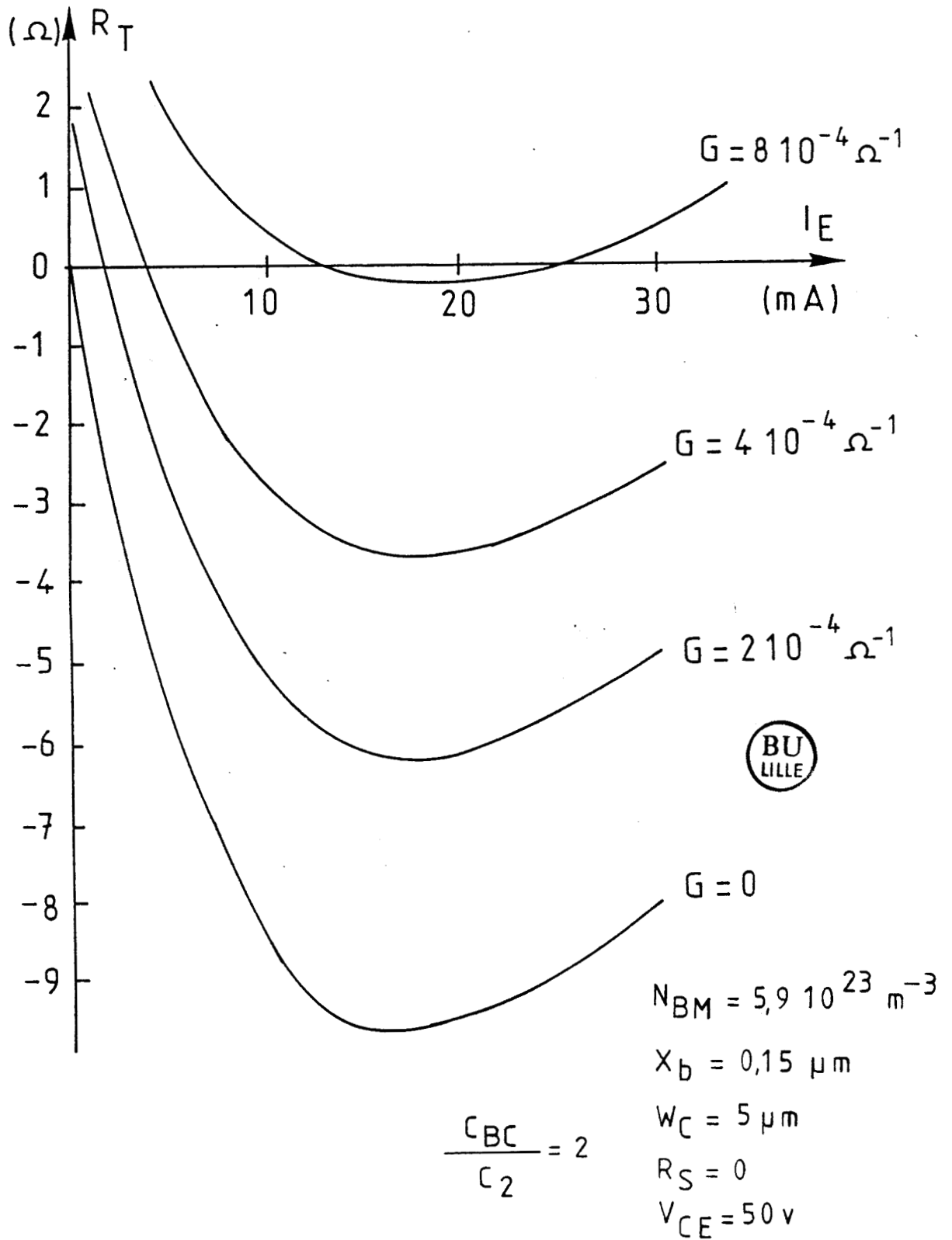


FIGURE IV.6 : Evolution théorique de la résistance série R_T du T.T.T. en fonction du courant de polarisation et de la conductance G à 10 GHz.

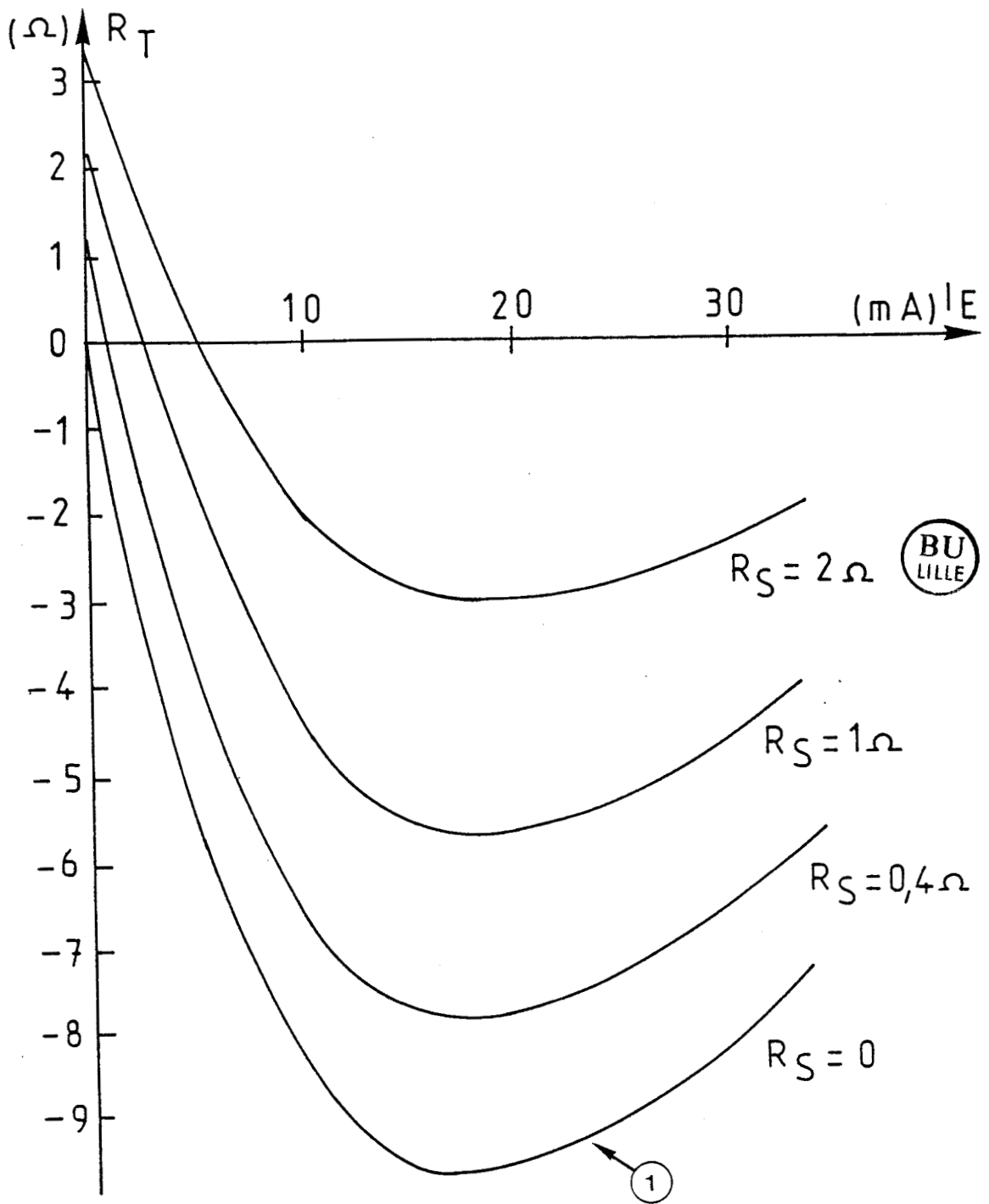
Nous avons mesuré directement à l'analyseur de réseaux, les pertes du circuit de base complet, avec le Té de polarisation et le court-circuit variable et nous avons pu estimer la valeur de G à environ $4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ les courbes présentées sur la figure IV.6 montrent qu'une telle conductance réduit d'un facteur trois, environ, la résistance négative optimale du transistor (R_S et Z_{BB} , étant négligées). Nous allons maintenant étudier l'influence de la résistance série R_S du substrat collecteur.

IV.2.2. INFLUENCE DE LA RESISTANCE SERIE DE COLLECTEUR R_S

Les échantillons sont élaborés à partir d'un substrat très dopé, dont la résistivité est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3} \Omega\text{-cm}$ et dont l'épaisseur est comprise entre 40 et 100 μm . Le problème de l'écoulement du courant H.F. dans cette zone est rendu très complexe par l'existence de l'effet de peau qui privilégie le passage du courant à la périphérie du substrat. On considérera cet effet en introduisant une résistance série R_S du substrat.

Nous avons mesuré cette résistance série R_S , en hyperfréquences, sur des échantillons tests composés de diodes dont les dimensions et les caractéristiques intrinsèques sont identiques à celles des transistors à temps de transit étudiés. Nous avons obtenu des valeurs de résistance R_S comprises entre 1,5 Ω et 2 Ω .

La figure IV.7 montre l'évolution de la partie réelle R_T de l'impédance du transistor à temps de transit, en fonction du courant de polarisation, pour plusieurs valeurs de résistance de substrat R_S . La conductance G simulant les pertes parallèles de base est supposée nulle dans cet exemple.



$N_{BM} = 5,9 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ $W_C = 5 \mu\text{m}$ $V_{CE} = 50 \text{ v}$ $\frac{C_{BC}}{C_2} = 2$
 $X_b = 0,15 \mu\text{m}$ $G = 0$

FIGURE IV.7 : Evolution théorique de la résistance série R_T du T.T.T. en fonction du courant de polarisation et de la résistance série R_S du substrat à 10 GHz.

On observe avec l'augmentation de la résistance R_S un décalage vers les valeurs positives de la courbe 1 correspondant à la résistance $R_S = 0$.

La résistance négative optimale est réduite d'un facteur 3 environ, pour une résistance R_S de 2Ω .

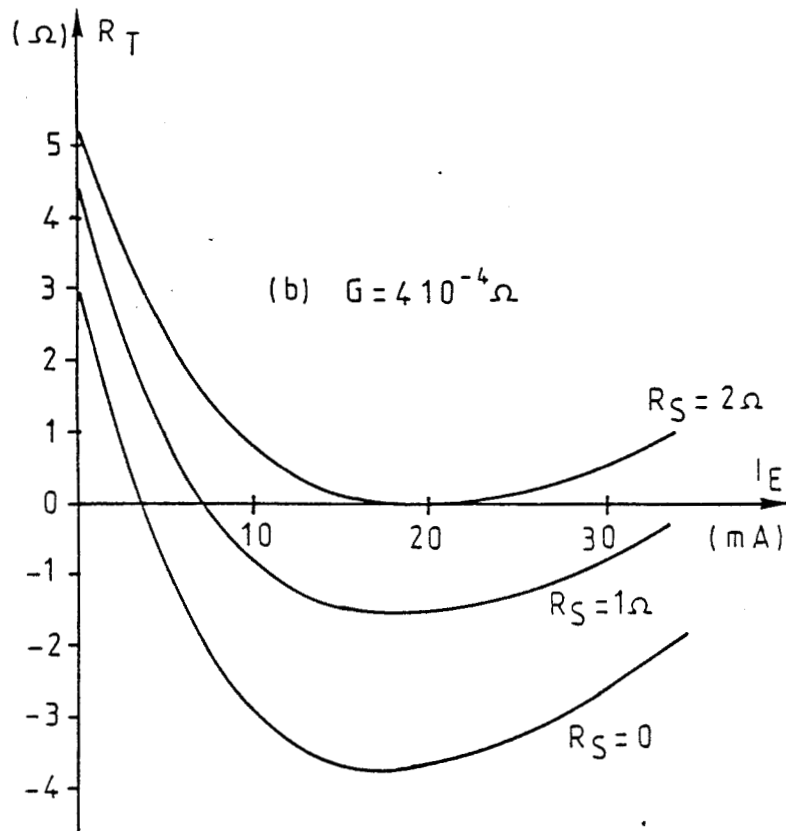
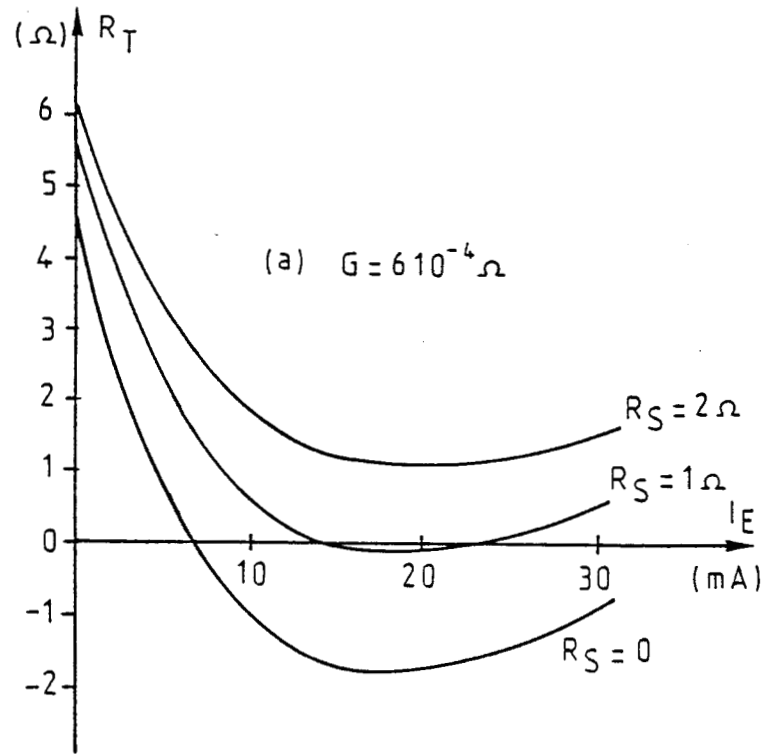
La combinaison simultanée de la résistance de substrat R_S et de la conductance de base G , aggrave chacun des phénomènes. Les figures IV.8-a et b montrent respectivement l'évolution de la résistance R_T du transistor, en fonction du courant de polarisation, pour une conductance $G = 4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ et $G = 6 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$.

La résistance négative disparaît totalement pour les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} G &= 6 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \quad \text{et} \quad R_S = 1 \Omega \\ \text{ou} \quad G &= 4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \quad \text{et} \quad R_S = 2 \Omega \end{aligned}$$

Remarquons que l'effet de résistance négative a une amplitude égale à environ -9Ω dans le cas où les effets parasites du circuit de base sont négligés (figure IV.7) ; par contre, cet effet est réduit à une amplitude de l'ordre de -5Ω si l'on tient compte des valeurs des éléments du circuit de base données précédemment (figure IV.8). On observe donc une diminution de l'ordre de 45 % de l'effet de résistance négative.

Ces limitations de l'impédance émetteur-collecteur Z_{EC} du transistor, se retrouvent en régime non linéaire, comme le montre la figure IV.9 où on a représenté la puissance émise en fonction du niveau H.F. pour différentes valeurs de résistance R_S et pour un courant de polarisation de 20 mA, valeur quasi optimale.



$$N_{BM} = 5,9 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

$$X_b = 0,15 \mu\text{m}$$

$$W_C = 5 \mu\text{m}$$

$$V_{CE} = 50 \text{ v}$$

$$\frac{C_{BC}}{C_2} = 2$$

FIGURE IV.8 : Evolution théorique de la résistance série R_T du T.T.T. en fonction du courant de polarisation, de la résistance série R_S et de la conductance G à 10 GHz.

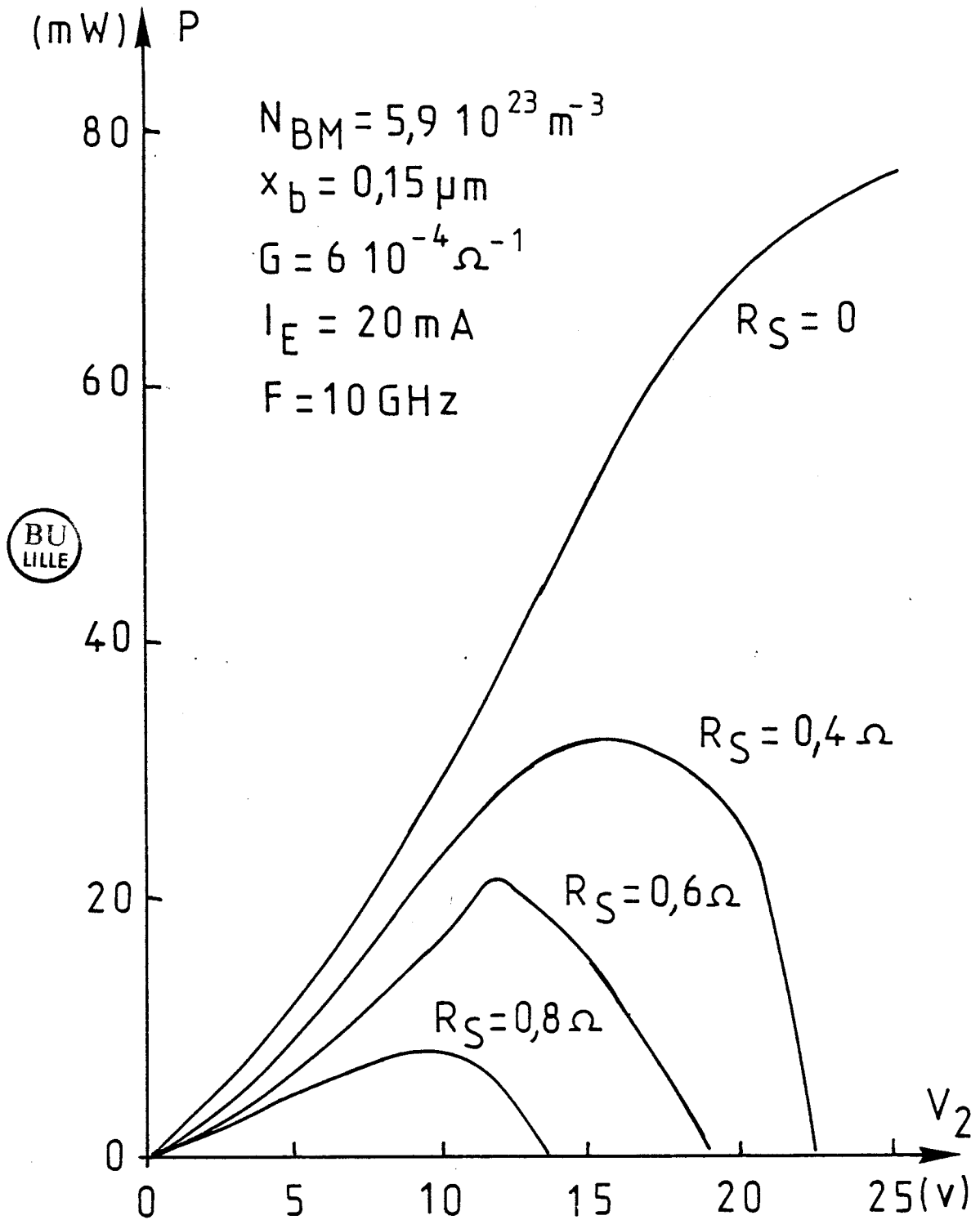


FIGURE IV.9 : Influence de la résistance série R_S sur la puissance émise en fonction du niveau de la tension HF collecteur-base V_2 , à 10 GHz.

Par ailleurs, on peut remarquer sur le schéma équivalent de la base, donné sur la figure IV.5, que la résistance de substrat R_S empêche la réalisation d'un accord exact de la capacité C_{BC} par la ligne court-circuitée, dont la susceptance équivalente d'entrée est symbolisée par B. Nous allons étudier dans le paragraphe suivant, l'effet de la capacité C_{BC} sur l'impédance du transistor.

IV.2.3. INFLUENCE DE LA CAPACITE C_{BC}

La capacité C_{BC} considérée ici représente la capacité passive de la zone désertée base collecteur, c'est à dire, qui est relative à la zone qui s'étend en dehors de la surface active du transistor. Rappelons que nous avons décrit la capacité C_{BC} sur la figure III.2 au paragraphe III.1.1.1.

La figure IV.10 donne l'évolution de la partie réelle de l'impédance Z_{EC} du transistor, en fonction du courant de polarisation, pour plusieurs valeurs du rapport des capacités C_{BC}/C_2 . Si la résistance du substrat R_S est nulle, la capacité C_{BC} peut être compensée par l'impédance d'accord du circuit extérieur de base et l'évolution de la partie réelle de Z_{EC} reste indépendante de la capacité C_{BC} (courbe 1). Par contre si la résistance R_S n'est pas nulle, on ne peut plus accorder la capacité C_{BC} et par conséquent on ne peut plus annuler totalement le courant H.F. dans le circuit de base. La partie réelle de Z_{EC} se décale globalement vers les valeurs positives. Ce décalage est d'autant plus grand que le rapport C_{BC}/C_2 est grand.

Par ailleurs, la simulation en régime non linéaire nous permet de prévoir l'influence de C_{BC}/C_2 sur la puissance utile en fonction du courant de polarisation. La figure IV.11 montre que la puissance se sature à des valeurs d'autant plus faibles que le rapport C_{BC}/C_2 est élevé.

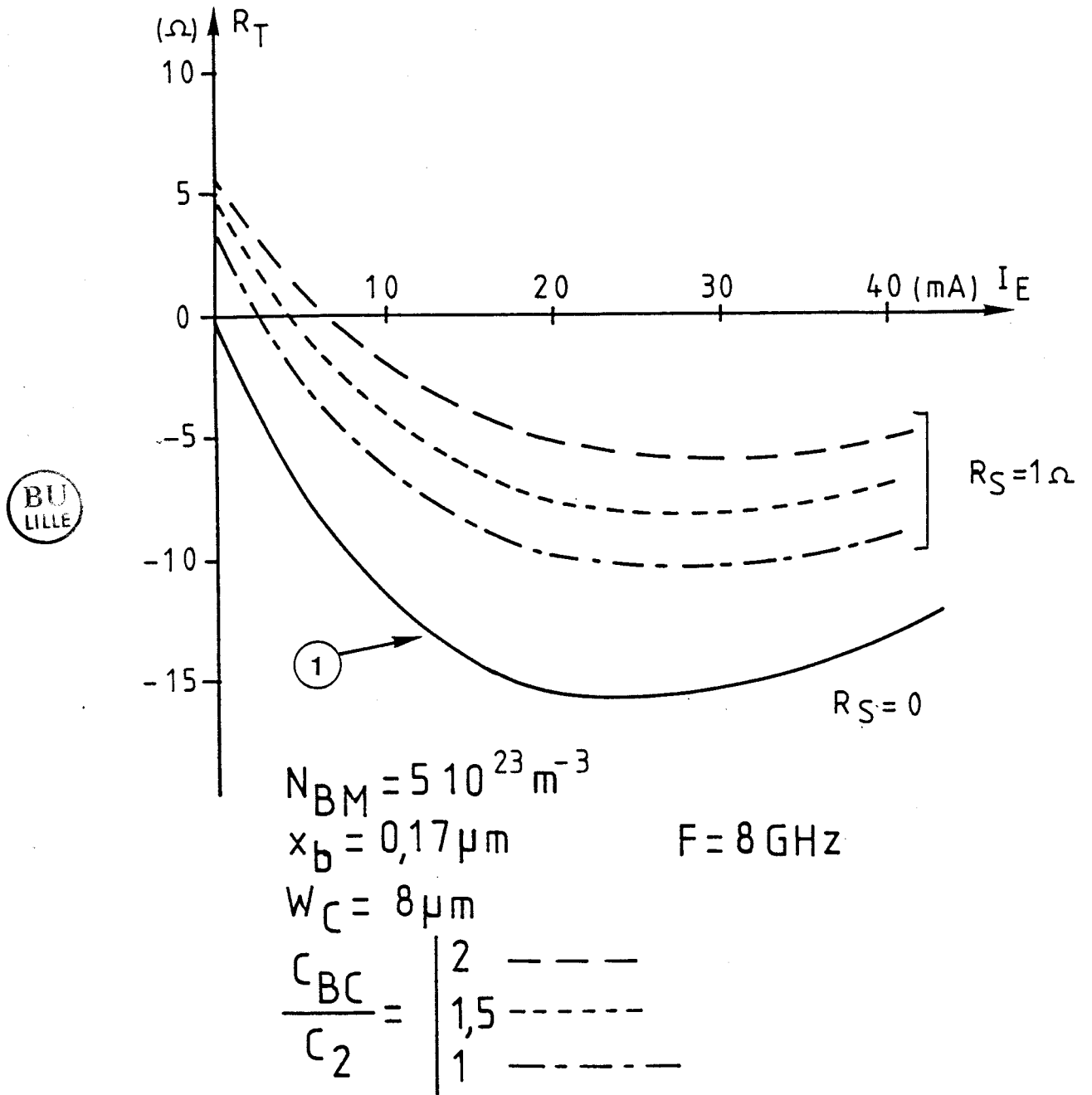


FIGURE IV.10 : Evolution théorique de la résistance série R_T du T.T.T. en fonction du courant de polarisation et du rapport C_{BC}/C_2 à 8 GHz.

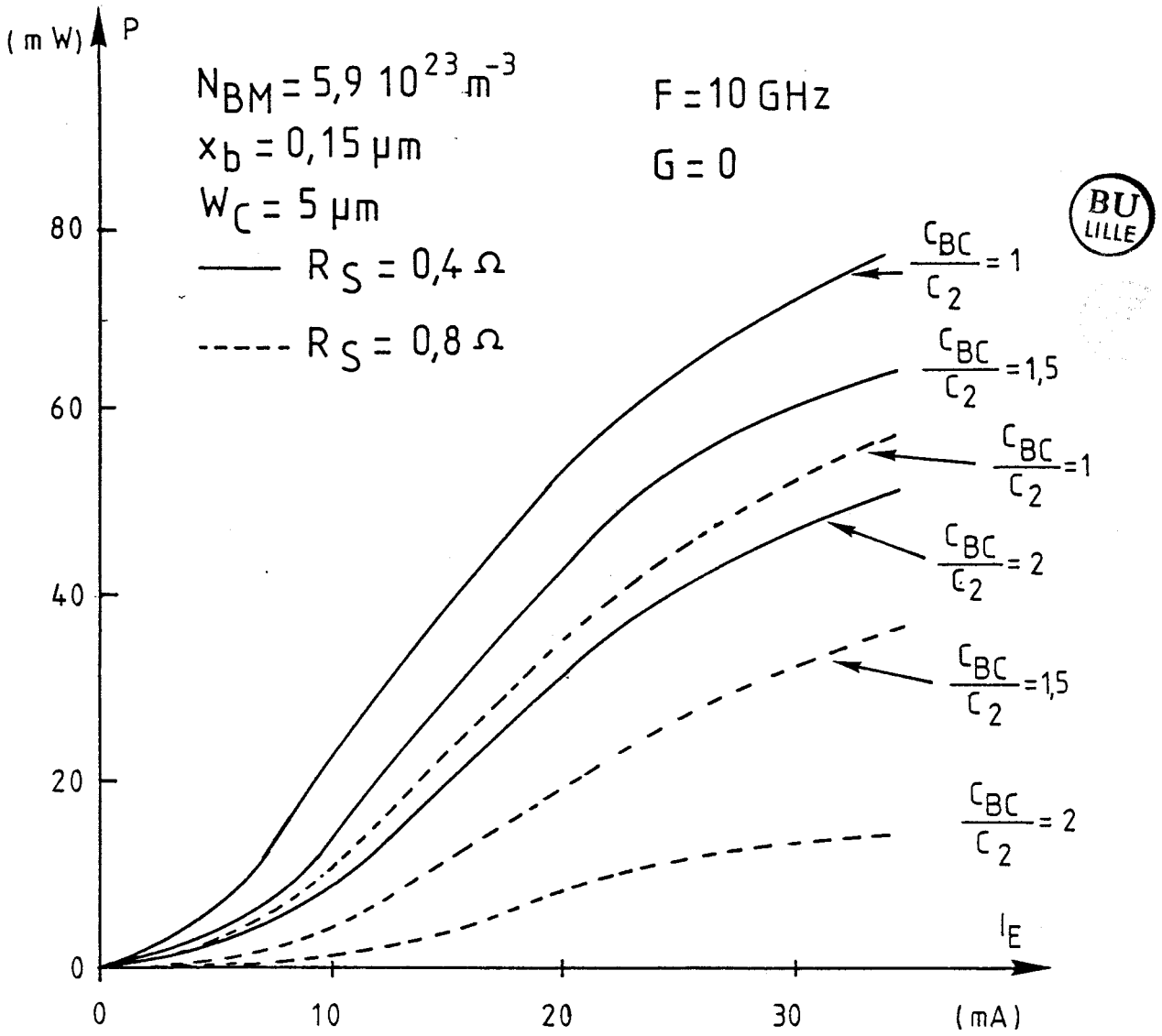


FIGURE IV.11 : Puissance théorique émise du T.T.T. en fonction du courant de polarisation et de C_{BC}/C_2 à 10 GHz

D'autre part, on observe que cette limitation est d'autant plus accentuée que la résistance série R_S est grande. La figure IV.11 donne les résultats de la simulation, appliquée à la structure optimisée à 10 GHz, pour deux valeurs de résistance série $R_S = 0,4 \Omega$ et $R_S = 0,8 \Omega$. En négligeant la conductance G , pour un courant de polarisation de 35 mA et un rapport de capacité C_{BC}/C_2 égale à 2, la puissance utile varie de 52 mW à 14 mW lorsque on double la résistance R_S , réduisant ainsi les performances potentielles du composant.

IV.2.4. CONCLUSION

Les simulations numériques de l'impédance Z_{EC} que nous avons présentées, ont mis en évidence les effets dus à chacun des éléments parasites du circuit électrique placé entre l'électrode de base et le collecteur du transistor à temps de transit.

Nous avons montré que ces éléments parasites pouvaient masquer totalement la résistance négative présentée par la partie active du transistor. En particulier, nous avons observé que la limitation principale semble provenir des pertes électriques entre la base et le collecteur, représentées par la conductance G . Cependant les effets combinés de la conductance G , de la résistance de substrat R_S et de la capacité passive C_{BC} , ne font qu'aggraver la diminution de la résistance négative.

En négligeant tout effet parasite dans le circuit de base, la simulation de l'impédance du transistor, dans le cas d'une structure optimisée pour une fréquence de 10 GHz, a donné une valeur maximale de résistance négative égale à -9Ω pour un courant de polarisation de 8 mA. Cette résistance négative est totalement masquée pour les valeurs suivantes des

éléments du circuit de base :

$$G = 4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$$

$$R_S = 2 \Omega$$

$$C_{BC} / C_2 = 2$$

Ces valeurs sont tout à fait représentatives des 4 séries d'échantillons à base non délimitée, que nous avons étudiés au Chapitre III.

Afin d'améliorer les possibilités d'exploitation de la résistance négative du transistor à temps de transit, il convient de réduire autant que possible les effets limitatifs introduits par le circuit de base. Pour cela il sera nécessaire, d'une part, d'utiliser un ensemble circuit de polarisation et court circuit mobile qui présente un minimum de pertes, pour réduire la conductance équivalente G , et d'autre part, il sera nécessaire d'améliorer la technologie de réalisation du composant pour réduire les éléments parasites liés au composant lui-même, comme la résistance de substrat R_S et la capacité passive C_{BC} . Par exemple, le processus technologique qui consiste à limiter la zone P de base à la surface minimale nécessaire pour permettre la métallisation des électrodes extérieures, a constitué un perfectionnement car il a contribué à la diminution du rapport C_{BC}/C_2 .

Nous avons donné au Chapitre III les caractéristiques des quatre séries d'échantillons réalisés suivant cette technologie. Celle-ci permet en outre de diminuer sensiblement les pertes base au niveau du composant, en éliminant la zone P qui est située sous la métallisation des zones de contact.

Parmi ces quatre séries d'échantillons, l'une a été réalisée avec une surface active 4 fois plus grande afin de réduire encore la résistance du substrat R_S et le rapport C_{BC}/C_2 .

Nous avons pu expérimenter chacune de ces séries. Nous allons présenter les résultats des mesures de l'impédance du transistor.

IV.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX DES ECHANTILLONS AVEC BASE DELIMITEE.

Chaque série d'échantillons diffère, rappelons-le, soit par la longueur de la zone de transit, soit par la dose de concentration d'impuretés dans la base. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour chacun des échantillons sont comparables tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire. Pour illustrer ce qu'a apporté la délimitation de la zone de base, nous donnons les résultats expérimentaux concernant deux exemples de surface active.

IV.3.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA SERIE T 140

Les principales caractéristiques des transistors de cette série sont les suivantes :

longueur géométrique de la base $\approx 0,5 \mu\text{m}$

longueur de la zone de transit $W_c \approx 11 \mu\text{m}$

surface active du transistor $S_A = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

surface de la base $S_B = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

capacité active $C_2 \approx 0,08 \text{ pF}$

$$C_{BC} / C_2 = \frac{S_B - S_A}{S_A} \approx 1,2$$

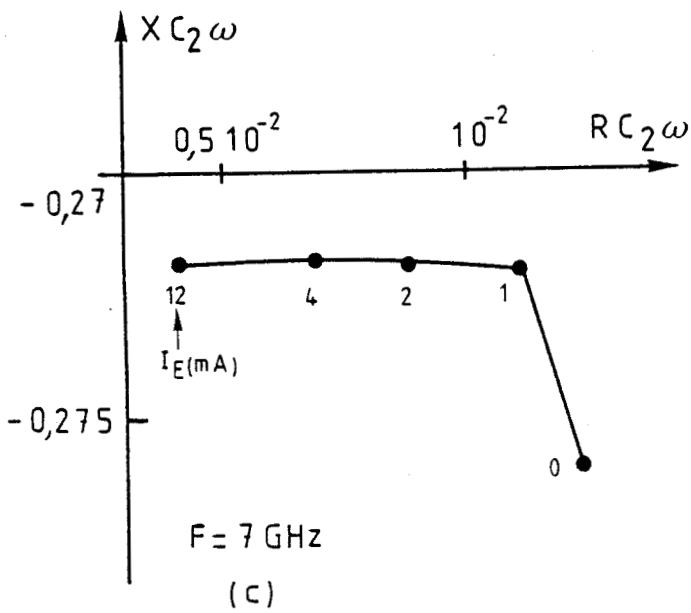
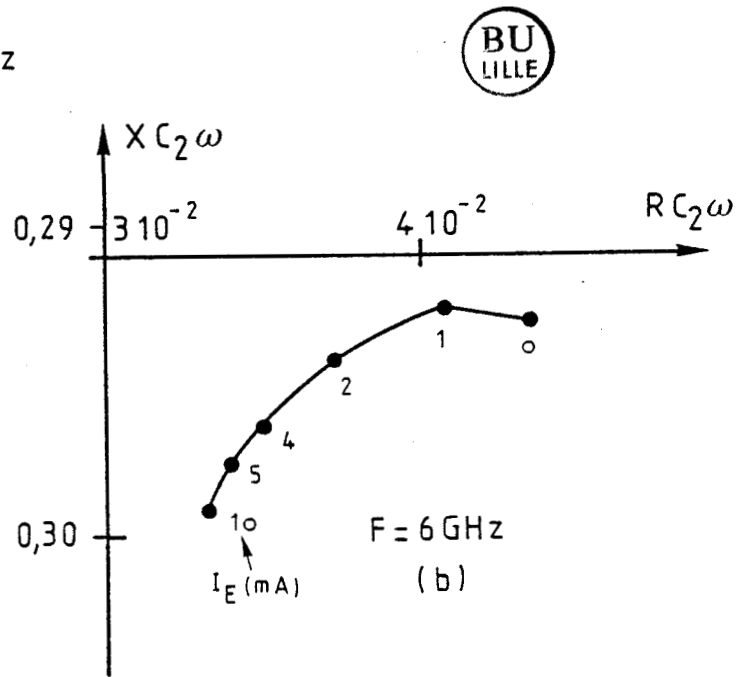
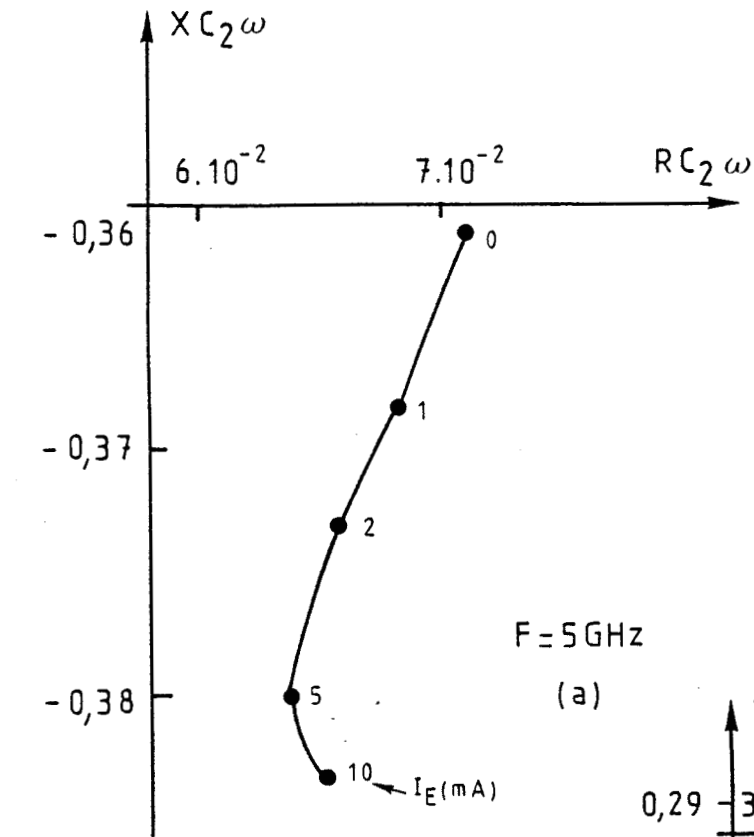


FIGURE IV.12 : Résultats expérimentaux de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. à base délimitée de la série T 140 à $V_{CE} = 50 \text{ V}$.

Il importe de remarquer que la longueur de la zone de transit de cette série a été augmentée à $W_C = 11 \mu\text{m}$, ce qui doit entraîner un accroissement de la résistance négative du transistor puisque celle-ci est, en première approximation, inversement proportionnelle à la capacité de la zone de transit :

$$C_2 = \frac{\epsilon S_A}{W_C}$$

L'augmentation de W_C entraîne évidemment une fréquence optimale de fonctionnement plus petite. Les résultats expérimentaux de l'impédance Z_{EC} du transistor en régime linéaire, sont reportés sur la figure IV.12 a-b-c pour les fréquences de 5-6 et 7 GHz.

Les résultats sont présentés dans le plan complexe en valeurs normalisées par rapport à $\frac{1}{C_2 \omega}$. Ils correspondent à l'impédance Z_{EC} calculée dans le plan de l'échantillon, compte tenu de la correction nécessaire apportée par l'encapsulation.

Quel que soit le courant de polarisation appliqué au composant, l'impédance émetteur collecteur évolue toujours dans la zone des résistances positives. On observe un effet de résistance différentielle négative mais son amplitude maximale ne compense pas la résistance positive présentée par l'échantillon à courant de polarisation nul.

Les valeurs de l'impédance Z_{EC} à courant nul et l'amplitude maximale de la résistance négative, ramenées dans le plan de l'échantillon, sont reportées dans le tableau IV.2.



FREQUENCE	Amplitude de l'effet de résistance différentielle négative à $I_C = 12 \text{ mA}$	Partie réelle R_T de l'impédance Z_{EC} à courant nul. $I_C = 0$	Suceptance X_T du transistor à courant nul. $I_C = 0$	Partie réelle R_T de l'impédance Z_{EC} au courant $I_C = 12 \text{ mA}$
5 GHz	2,7 Ω	28,3 Ω	- 143,3 Ω	+ 25,6 Ω
6 GHz	3,1 Ω	14,6 Ω	- 97,3 Ω	+ 11,5 Ω
7 GHz	2,3 Ω	3,5 Ω	- 78,3 Ω	+ 1,2 Ω

TABLEAU IV.2 - Résultats expérimentaux de l'impédance Z_{EC} du transistor pour un échantillon T 140.

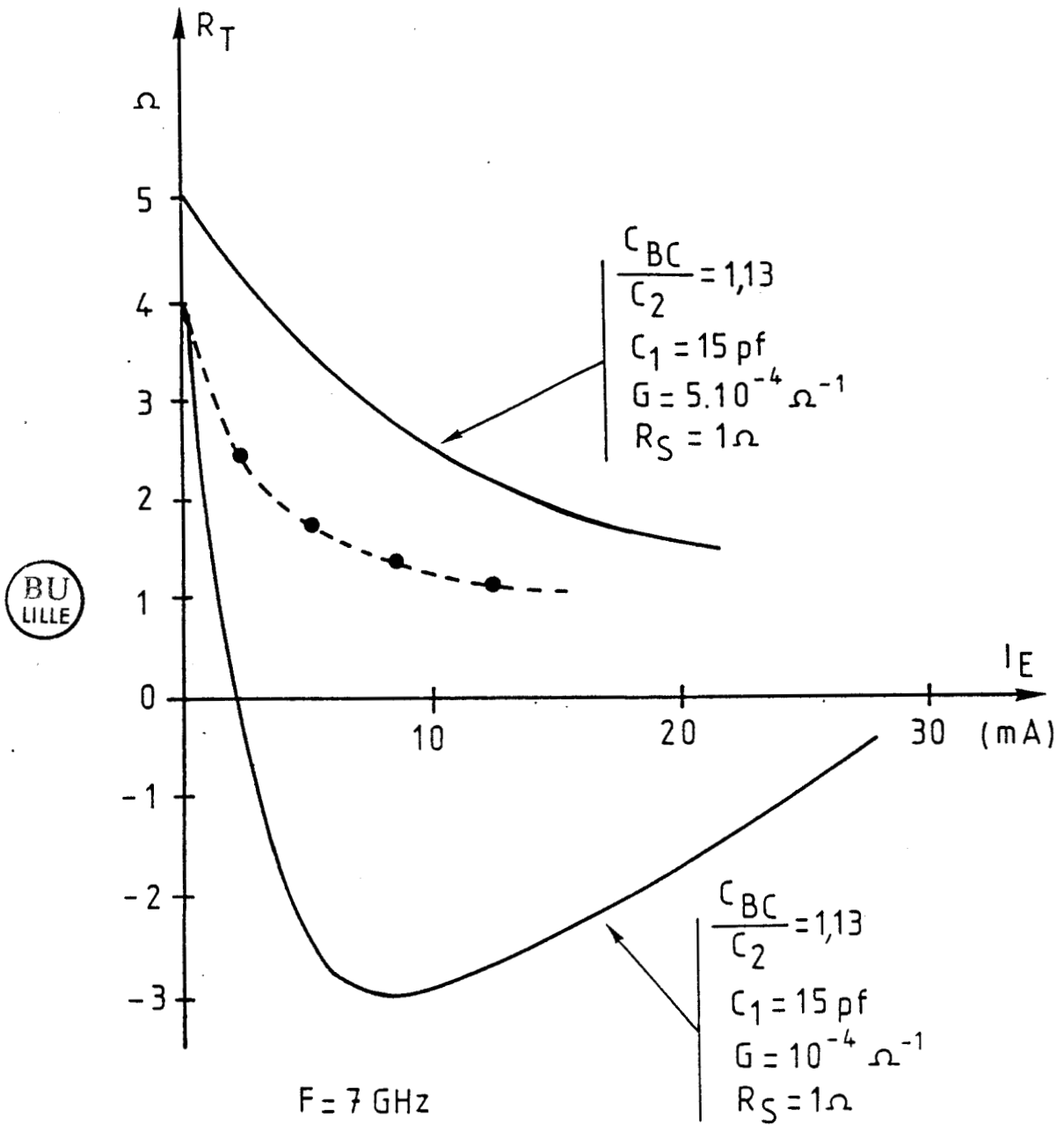


FIGURE IV.13 : Evolution de la résistance série R_T du T.T.T. en fonction du courant de polarisation, à 7 GHz. Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques pour un échantillon de la série T 140.

La figure IV.13 montre l'évolution de la résistance série R_T du transistor en fonction du courant de polarisation, comparée aux résultats obtenus à l'aide de la simulation numérique à 7 GHz, pour deux valeurs différentes de la conductance G du circuit de base, les autres éléments de ce circuit étant inchangés. La courbe théorique montrant l'évolution de la résistance série du transistor, obtenue en simulant une conductance de base égale à $G = 5 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$, présente la même variation que la courbe expérimentale mais elle donne des valeurs de résistance série supérieures. Rappelons que nous avons estimé la conductance équivalente G du circuit expérimental à une valeur égale à $4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$. Cette valeur expérimentale est en bon accord avec la simulation théorique présentée sur la figure IV.13.

Ces considérations ne font que confirmer les causes de la disparition de la résistance négative R_T du transistor, qui sont principalement dues au circuit de polarisation de base et au court-circuit mobile et qu'il sera difficile de les réduire.

IV.3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA SERIE T 175

La dernière série d'échantillons ayant une surface active quatre fois plus grande, a été réalisée dans le but de diminuer le rapport C_{BC}/C_2 et la résistance de substrat R_S par rapport aux échantillons précédents. Le rapport C_{BC}/C_2 devient cette fois inférieur à 1. Les principales caractéristiques de ces échantillons sont les suivantes :

longueur géométrique de la base $\approx 0,5 \mu m$

longueur de la zone de transit $\approx 11 \mu m$

surface active du transistor $S_A = 3,6 \cdot 10^{-8} m^2$

surface de la zone de base $S_B = 6,5 \cdot 10^{-8} m^2$

$C_2 \approx 0,32 \text{ pF}$ $\frac{C_{BC}}{C_2} \approx 0,8$

C_2

Nous avons mesuré l'impédance émetteur collecteur (Z_{EC}) de ces échantillons (série T 175), aux fréquences de 5,6 et 7 GHz. Nous donnons sur la figure IV.14 les résultats obtenus avec un échantillon typique de la série ; les valeurs sont normalisées par rapport à $\frac{1}{C_2 \omega}$ et sont

ramenées dans le plan de l'échantillon.

La longueur de la zone de transit, de l'ordre de 11 μm entraîne, pour un composant de cette série, une fréquence optimale de fonctionnement de l'ordre de 6 GHz.

Les mesures montrent que la partie réelle de l'impédance Z_{EC} devient cette fois négative. Ceci a lieu pour des courants de polarisation supérieurs à 12 mA, pour les fréquences de 6 et 7 GHz. Le tableau IV.3 résume ces résultats expérimentaux et donne l'amplitude de la résistance négative pour un courant de 38 mA.

Il faut noter l'amélioration sensible apportée par le choix d'une surface active plus grande, puisque nous avons mesuré une résistance négative tout en ayant le même circuit extérieur de base, donc les mêmes pertes électriques. L'amplitude reste cependant faible.

En effet, à 6 GHz, on mesure une résistance de $-0,7 \Omega$ à $I_C = 38 \text{ mA}$, ce qui correspond à une densité de courant égal à 105 A/cm^2 . La tension appliquée entre l'émetteur et le collecteur est égale à 50 V.

Les résultats, bien qu'encourageants, montrent combien il peut être difficile d'exploiter ces effets dans un montage oscillateur. Nous n'avons pas pu, personnellement, obtenir d'oscillations avec les échantillons en notre possession. Cependant, M. ARMAND, au Laboratoire Central de Recherche,

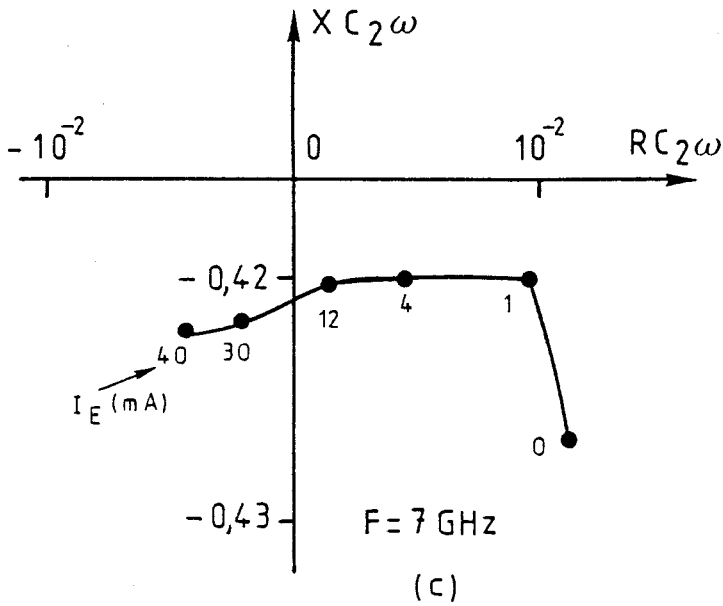
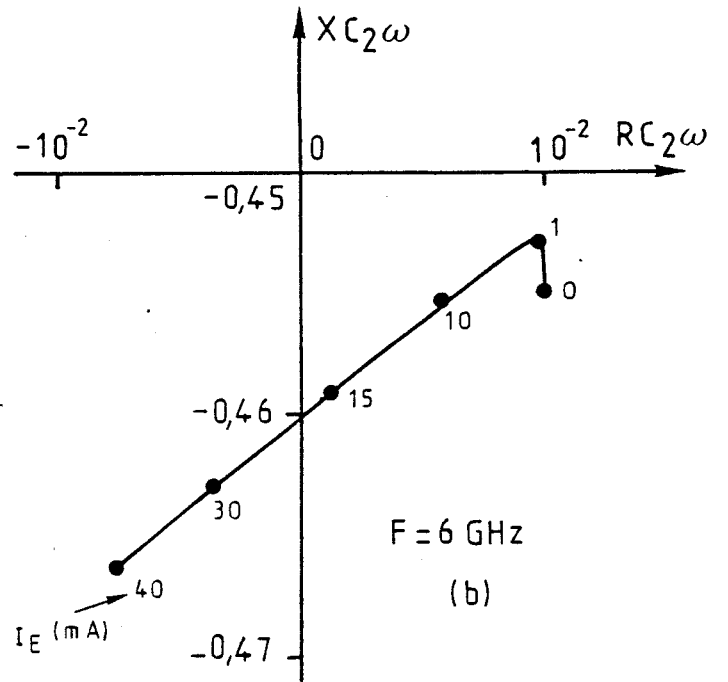
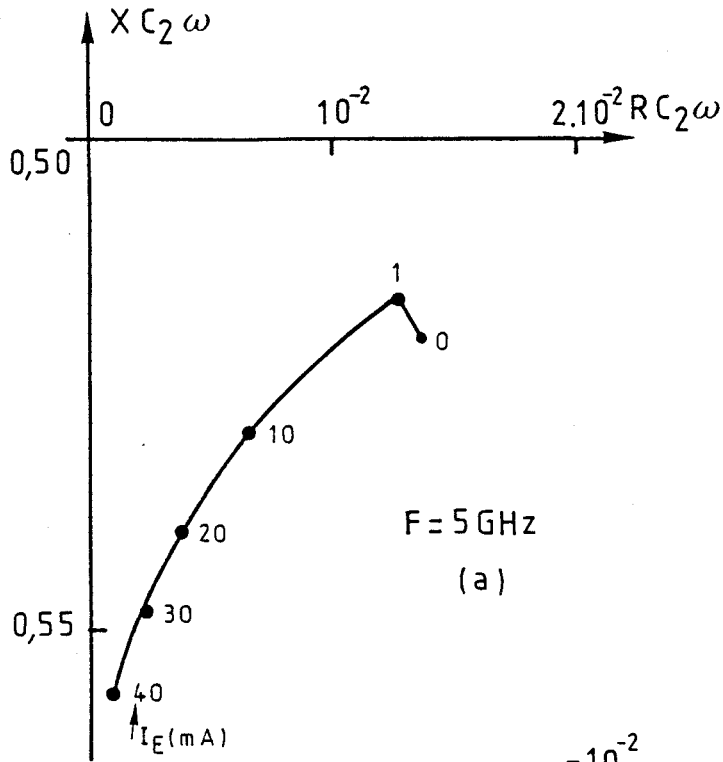


FIGURE IV.14 : Résultats expérimentaux de l'impédance Z_{EC} du T.T.T. à base délimitée et de surface active :
 $S_A = 3,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (T 175)
 à $V_{CE} = 50 \text{ V}$.



FREQUENCE	Amplitude de l'effet de résistance différentielle négative à $I_C = 38 \text{ mA}$	Partie réelle R_T de l'impédance Z_{EC} à courant nul. $I_C = 0$	Suceptance X_T du transistor à courant nul. $I_C = 0$	Partie réelle R_T de l'impédance Z_{EC} au courant $I_C = 38 \text{ mA}$
5 GHz	1,22 Ω	1,32 Ω	- 50,1 Ω	+ 0,1 Ω
6 GHz	1,5 Ω	0,80 Ω	- 36,6 Ω	- 0,7 Ω
7 GHz	1,07 Ω	0,79 Ω	- 29,4 Ω	- 0,28 Ω

TABLEAU IV.3 - Résultats expérimentaux de l'impédance Z_{EC} du transistor pour un échantillon T 175.

a relevé des oscillations entretenues par un transistor à temps de transit, monté dans une cavité coaxiale. Il a mesuré une puissance de quelques mW à 5 GHz. Il faut noter que c'est la première fois qu'une oscillation entretenue est effectivement observée expérimentalement avec une telle structure.

IV.4. CONCLUSION

Nous avons étudié, dans ce chapitre, les causes qui sont à l'origine des pertes sériees observées sur les premiers échantillons mesurés, et qui sont suffisamment importantes pour rendre difficile l'exploitation de l'effet de résistance différentielle négative du transistor à temps de transit.

L'étude systématique des effets des différents éléments du circuit de base a permis de dégager l'importance respective de chacun d'eux. Il apparaît que le circuit extérieur constitué par le circuit de polarisation de la base et le court-circuit mobile d'accord du transistor, constitue le principal handicap du dispositif.

Par ailleurs, les simulations de l'impédance du transistor, prenant en compte les effets limitatifs des éléments parasites, ont guidé l'évolution des technologies de réalisation des échantillons et ont permis d'en améliorer sensiblement les caractéristiques. Cette progression des résultats expérimentaux prouvent la validité du modèle théorique utilisé et la nécessité d'une simulation préalable.

CONCLUSION



L'objectif du travail que nous venons de présenter était d'étudier, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental, le fonctionnement particulier du transistor bipolaire, utilisé comme un dipole à injection et temps de transit, pour la génération d'ondes hyperfréquences.

Les simulations analytiques de l'impédance émetteur-collecteur du transistor à temps de transit ont montré la présence d'un effet de résistance différentielle négative en fonction du courant de polarisation. Elles ont également permis de mettre en évidence l'influence de l'effet Early sur l'amplitude optimale de la résistance négative.

L'étude théorique, effectuée avec les hypothèses prenant en compte le circuit d'accord de base conformément aux conditions expérimentales, a permis d'analyser les causes des limitations fondamentales du dispositif, dues au circuit d'accord base collecteur.

Les éléments parasites les plus défavorables apparaissent être la conductance équivalente G qui matérialise les pertes électriques du circuit de base, et la capacité passive base collecteur C_{BC} du composant, par rapport à la capacité C_2 de la zone active.

L'étude théorique de l'impédance en régime non linéaire a par ailleurs confirmé l'importance fondamentale de l'effet Early qui augmente avec l'amplitude de la tension H.F., entraînant une diminution importante de la résistance négative. Cette diminution de la résistance négative avec le niveau H.F. limite la puissance maximale disponible en sortie du composant.

Par ailleurs, nous avons mené une étude expérimentale qui a confirmé les prévisions théoriques et a démontré la validité du modèle théorique utilisé. Nous avons mesuré un effet de résistance différentielle négative sans toutefois parvenir à compenser la résistance série du transistor, pour la plupart des échantillons testés. Seuls les derniers échantillons réalisés ont donné les résultats espérés. La valeur plus élevée de la surface active de ces derniers échantillons par rapport aux précédents, a contribué à repousser les limitations des performances du dispositif, en particulier en diminuant le rapport C_{BC}/C_2 et la résistance série du substrat R_S .

Cette étude théorique et expérimentale a démontré la faisabilité du transistor à temps de transit et a mis en évidence les limitations fondamentales du dispositif. Son analyse permet de définir les éléments à corriger pour réaliser un composant capable de restituer aux mieux les performances potentielles prévues par la théorie.

Ces modifications pourraient porter d'une part sur le circuit d'accord de base et d'autre part sur la conception du composant lui-même.

Nous avons montré que le circuit d'accord de base doit présenter de très faibles pertes. La conductance équivalente G qui simule ces pertes doit être inférieure à quelque $10^{-4} \Omega^{-1}$. Pour réaliser cette condition,

une solution consisterait à utiliser une ligne microruban pour le circuit de base chargée par une diode varicap destinée à réaliser l'accord nécessaire à la minimisation de la composante H.F. du courant base.

L'échantillon serait fixé directement sur le circuit et ne nécessiterait pas une encapsulation particulière. Ceci conduirait à un effet de résistance négative utile plus proche de l'effet intrinsèque.

Pour l'échantillon proprement dit, les caractéristiques quasi optimales ont été réalisées. Rappelons qu'il est essentiel de diminuer la capacité passive base collecteur par rapport à la capacité active du transistor. La solution technologique qui consiste à limiter la surface totale de la base répond à cette contrainte comme l'ont montré les différentes réalisations d'échantillons.

A titre d'exemple de ce que pourraient apporter ces dispositions technologiques, nous avons calculé la puissance utile correspondant à une structure quasi optimale dont les caractéristiques seraient les suivantes :

profil de dopage exponentiel dans la base :

$$N_{AM} = 5,9 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$$

$$x_b = 0,15 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\text{Surface active } S_A = 3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$$

$$\text{longueur de la zone de transit } W_C = 5 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\text{Résistance série du substrat } R_S = 0,4 \text{ } \Omega$$

$$\text{Rapport des capacités passive et active } \frac{C_{BC}}{C_2} = 1$$

$$\text{Conductance du circuit de base } G = 10^{-5} \text{ } \Omega^{-1}$$

A la fréquence de 10 GHz, la puissance utile calculée, compte tenu de toutes les causes de limitation intrinsèques et extrinsèques, serait de

l'ordre de 100 MW pour un courant de polarisation égal à 140 mA ($J = 467 \text{ A/cm}^2$) et une tension continue de 50 volts. La puissance intrinsèque émise pour ces conditions de polarisation étant alors de l'ordre de 800 mW le rendement η_E serait de l'ordre de 12 %.

Pour avoir des performances encore supérieures, il serait nécessaire de minimiser l'effet Early afin de maintenir au mieux l'effet de résistance négative en régime non linéaire. A ce propos, nous avons montré la nécessité d'avoir une concentration d'impuretés élevée dans la base du transistor.

Un profil de dopage constant dans la base réduirait presque totalement l'effet Early et apporterait de meilleures performances en puissance intrinsèque mais la réalisation d'un tel transistor nécessiterait une technologie plus fine pour la couche de base.

Le potentiel technologique dont nous disposons au cours de cette étude ne nous permettait pas de solutionner tous les problèmes rencontrés et notamment en ce qui concerne le circuit de base. Par ailleurs, le développement du transistor à effet de champ a considérablement limité l'intérêt du transistor bipolaire à temps de transit pour la génération d'oscillations en bande X.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIÈRE PARTIE

- [1] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium, pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement".
Thèse d'Etat, Lille, 1979.
- [2] G.T. WRIGHT - N.B. SULTAN
"Small-signal design theory and experiment for the punch-through injection transit-time oscillator".
Solid-State-electronics, Vol. 16, pp. 535-544, 1973.
- [3] G. WEINREICH
"Transit-time transistor"
J. Appl. phys. 27, pp. 1025-1027, 1956.
- [4] H.J. ROBERTS - F.J. HYDE
"Transistor operation in the "transit time" region".
J. Electronics control 12, pp. 201-217, 1965
- [5] G.T. WRIGHT
"Transistor transit-time oscillator"
Electronics Letters, vol 3, p. 234, 1967.
- [6] G.T. WRIGHT
"Efficiency of the transistor transit time oscillators"
Electronics Letters, vol. 4, p. 217, 1968.
- [7] G.T. WRIGHT
"Transistor transit-time oscillator"
Electronics Letters, vol. 12, p. 37, 1976.
- [8] G.T. WRIGHT
"Small-signal theory of the transistor transit-time oscillator".
Solid-State electronics, vol. 22, pp. 399-403, 1979.
- [9] M. ARMAND
Rapport de contrat D.G.R.S.T. n° 7371 465.

- [10] J.E. CARROL
"Hot electron microwave generators"
E. Arnold, Ltd London, 1970.
- [11] W.T. READ
"A proposed high-efficiency negative resistance diode"
Bell - Syst. Tech. J. Vol 37, n°2, pp. 401-446, 1958
- [12] R. ALLAM
"Modélisation et caractérisation des diodes A.T.T. de forte puissance à l'arséniure de gallium en bande J (16 GHz)"
Thèse de docteur-ingénieur, Lille, 1984.
- [13] A. LE BORGNE
"Sur les performances de bruit en amplification des diodes IMPATT GaAs".
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1974.
- [14] A. VANOVERSCHELDE
"Etude des propriétés dynamiques et des diverses applications hyperfréquences de la diode à injection thermoionique et temps de transit".
Thèse d'Etat, Lille, 1980.
- [15] H. KROEMER
"Zur theorie des diffusions-und des drift transistors"
AEU, pp. 223-228, 1954.
- [16] G. REY et P. LETURCQ
"Théorie approfondie du transistor bipolaire"
Masson, 1972.
- [17] F.J. HYDE
"The current gains of diffusion and drift types of junction transistors"
Proc. IEE, 1959, pp. 1046-1055.
- [18] M. ARMAND, G. SALMER, Y. CROSNIER, Y. DRUELLE
"Negative resistance and C.W. oscillation of the transit time transistor"
Electronic Letters, vol. 13, pp. 100-102, 1977.
- [19] PETITCLERC
"Electronique physique des semi-conducteurs"
Gauthier-Villars, 1962.
- [20] J.M. EARLY
"Effects of space-charge layer widening in junction transistors".
Proc. of the IRE, pp. 1401-1406, 1952.

- [21] A. ANGOT
"Compléments de Mathématiques"
Edition de la Revue d'Optique, 1965.
- [22] M.H. WHITE - M.O. THURSTON
"Characterization of microwave transistors"
Solid State Electronics, Vol. 13, pp. 523-542, 1970.
- [23] M. ARMAND
Rapport de contrat n° 90 198, 1976.
- [24] PRITCHARD
"Electrical characteristics of transistors"
- [25] A. CASTELAIN
"Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs".
Thèse 3ème cycle, Lille, 1975.
- [26] Y. DRUELLE, Y. CROSNIER, G. SALMER
"Large signal behaviour and capability of the transistor transit-time oscillator".
IEE Proc, Vol. 127, pp. 72-77, 1980.
-



2ème PARTIE

INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE DU COLLECTEUR SUR LE PHENOMENE
D'ELARGISSEMENT DE BASE ET SUR LES LIMITATIONS
EN PUISSANCE EN AMPLIFICATION
CLASSES C ET B.

INTRODUCTION

L'obtention de puissances élevées avec les transistors bipolaires nécessite une utilisation avec de très larges excursions en tension et en courant. Or deux limitations fondamentales concernant la seule région de collecteur sont maintenant bien connues. La première de ces limitations concerne la valeur maximale de la tension collecteur-base qui doit rester inférieure à la tension d'avalanche de la jonction.

Cette tension d'avalanche dépend du profil de dopage dans la région de collecteur et de sa longueur. La seconde limitation fondamentale est liée à l'amplitude du courant collecteur circulant dans le transistor. Au-delà d'une valeur critique, qui dépend de la tension collecteur-base et du dopage du collecteur, la zone de base du transistor s'étend dans la région de collecteur. C'est le phénomène d'élargissement de la base qui a été décrit par Kirk dès 1962 [1].

Les travaux relatifs au transistor à avalanche contrôlé (C.A.T.T.) menés au laboratoire par Lefebvre [2] ont apporté une contribution à la compréhension de la limitation liée à la tension d'avalanche.

La limitation liée à l'élargissement de la base a été étudiée par

différents auteurs [3] mais aucun n'a, à notre connaissance, examiné l'intérêt que pourrait présenter un profil de dopage de collecteur variable, avec par exemple, une zone fortement dopée en tête comme dans le cas du C.A.T.T. (profil "Hi-Lo").

Cette question nous a paru suffisamment importante pour justifier une étude particulière.

Dans le cas d'un fonctionnement en amplificateur en régime classe B ou C, l'étude statique de la région collecteur est insuffisante pour déterminer les limitations en puissance du dispositif. Nous avons donc envisagé une simulation numérique de la région collecteur, pour réaliser cette étude en régime dynamique, et nous avons comparé les résultats obtenus dans le cas d'une structure de collecteur à profil "plat" et d'une structure à profil "Hi-Lo".

Dans un premier chapitre nous rappelons brièvement le mécanisme entraînant le phénomène du recul de base dans le collecteur, en fonction du courant I_C .

Dans un second chapitre nous donnerons une approche expérimentale où nous comparons l'évolution, en fonction de la fréquence, du gain en courant α pour un transistor classique à profil de dopage "plat" de collecteur et pour un transistor de type C.A.T.T. à profil "HiLo".

Dans un troisième chapitre, nous présentons la simulation numérique que nous avons utilisée pour étudier le fonctionnement dynamique du collecteur en régime classe C et en régime classe B et nous donnons les résultats en puissance, obtenus pour chaque type de structure.

CHAPITRE I



RAPPEL DU MÉCANISME D'ÉLARGISSEMENT DE LA BASE



Ce phénomène correspond à l'extension de la zone de base du transistor dans la région du collecteur, sous l'influence d'une densité de courant collecteur élevée. Dans ce chapitre, nous rappelons qualitativement son principe.

I.1. RAPPEL DES EQUATIONS DEFINISSANT LA REGION DE COLLECTEUR

Nous considérons un transistor bipolaire au silicium, de type NPN, dont le dopage de collecteur, supposé uniforme, est très inférieur au dopage de la base. Dans ces conditions, et pour une polarisation normale du transistor, où la jonction base collecteur est en inverse, la zone désertée de cette jonction se trouve située presque entièrement dans la région de collecteur (figure I.1).

Dans l'hypothèse où le transistor est considéré comme une structure unidimensionnelle et en admettant que le courant particulaire de collecteur est principalement créé par les porteurs majoritaires (électrons pour un transistor NPN), la densité du courant collecteur, en un point d'abscisse x

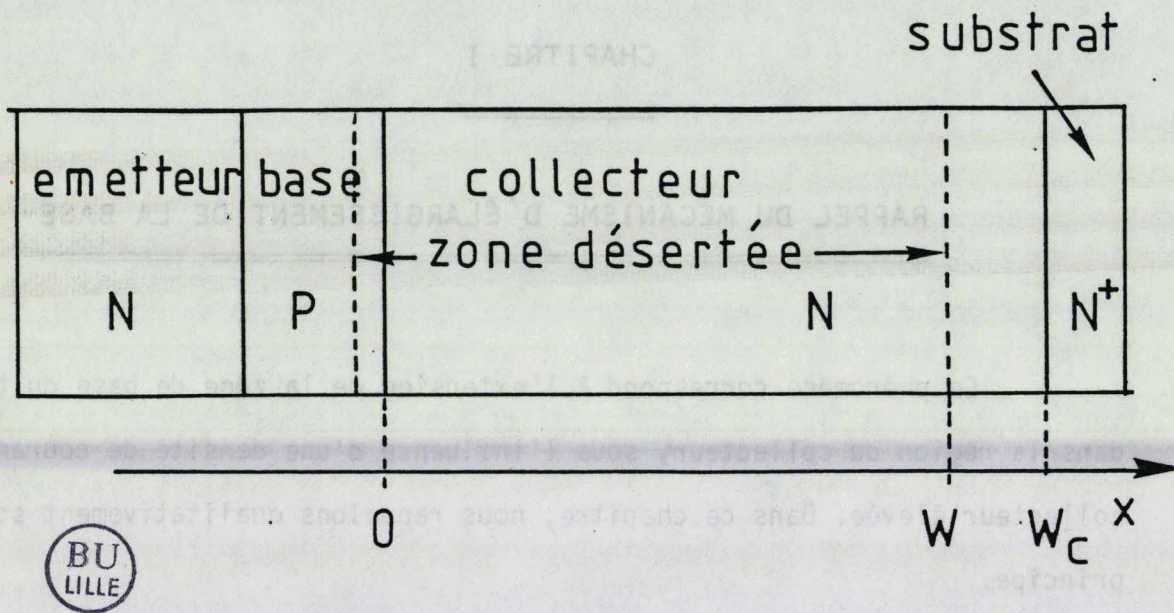


FIGURE I.1 : Schéma du transistor

de la région de collecteur, s'exprime par la relation :

$$J(x) = q n(x) v(x) - q D_n \frac{dn}{dx}$$

où $n(x)$ est la concentration de porteurs mobiles à l'abscisse x , définie à partir de la jonction métallurgique base-collecteur, $v(x)$ est la vitesse des porteurs et D_n est le coefficient de diffusion des électrons dans cette région.

Par ailleurs, la variation du champ électrique dans la zone désertée du collecteur est définie par l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n(x))$$

où $E(x)$ est le champ électrique et N_D est la concentration d'atomes d'impuretés dans la région de collecteur.

En négligeant la chute de tension dans la base, la tension collecteur base du transistor s'exprime à partir de la répartition du champ électrique $E(x)$ dans la zone désertée du collecteur, par la relation :

$$|\phi + V_{BC}| = \int_0^W |E(x)| dx$$

où ϕ représente le potentiel interne de la jonction collecteur base et W est la longueur de la zone désertée.

Plusieurs cas sont à considérer suivant l'importance des porteurs mobiles $n(x)$ par rapport à la concentration d'impuretés N_D et suivant l'amplitude de la tension collecteur base V_{CB} .

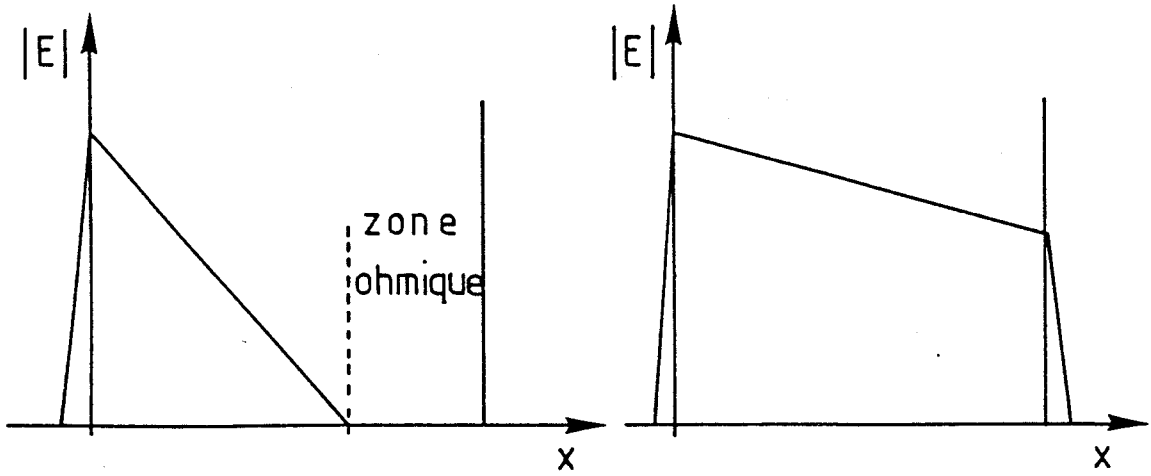


FIGURE I.2

- (a) $n(x) < N_D$ V_{CB} faible
- (b) $n(x) < N_D$ V_{CB} grand

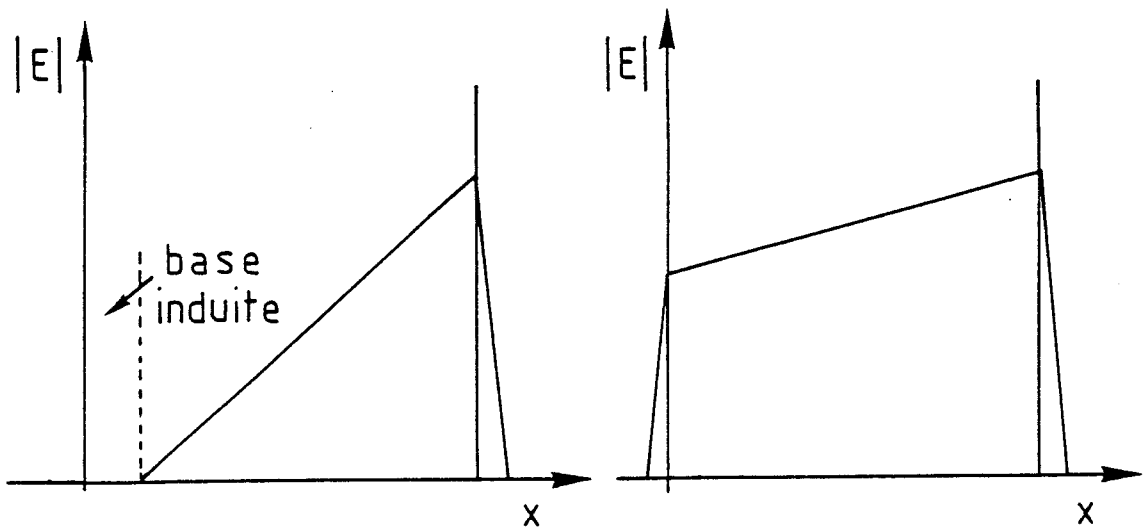


FIGURE I.3

- (a) $n(x) > N_D$ V_{CB} faible
- (b) $n(x) > N_D$ V_{CB} grand

I.2. CAS DES FAIBLES INJECTIONS $n(x) < N_D$

D'après l'équation de Poisson, la pente du champ électrique dans la zone désertée du collecteur est proportionnelle à la quantité $(N_D - n(x))$. Si le nombre de porteurs mobiles $n(x)$ est inférieur à la concentration d'impuretés N_D , le champ électrique dans la région de collecteur est maximal à la jonction métallurgique base collecteur ($x = 0$). Son évolution est schématisée sur les figures I.2.a et I.2.b selon l'amplitude de la tension collecteur base, V_{CB} , considérée. Lorsque la tension V_{CB} est faible, la zone désertée ne s'étend pas sur la totalité de la région de collecteur (figure I.2.a), laissant apparaître une zone ohmique. Cette zone ohmique présente une résistivité élevée, à cause de la faible concentration d'impuretés du collecteur.

La pente du champ électrique dépend du nombre de porteurs mobiles $n(x)$, c'est-à-dire que le profil de champ est sensible à l'amplitude du courant collecteur. Lorsque celui-ci augmente, l'allure du champ électrique se modifie fortement. C'est ce que nous montrons dans le paragraphe suivant.

I.3. CAS DES FORTES INJECTIONS $n(x) > N_D$

Lorsque le nombre de porteurs mobiles devient supérieur à la concentration d'impuretés N_D , la pente du champ électrique dans le collecteur s'inverse et le champ devient maximal à l'extrémité de la région de collecteur ($x = W_C$). Le profil du champ électrique dans le collecteur est représenté sur la figure I.3.a pour une tension V_{CB} faible et sur la figure I.3.b pour une tension V_{CB} plus élevée.

Dans le cas où la tension V_{CB} est faible, on observe que le champ électrique s'annule à la jonction métallurgique base collecteur, si l'amplitude de la densité de courant J_c est suffisamment grande. La jonction interne base collecteur devient passante et la région de collecteur où le champ électrique est nul, se comporte comme une zone quasi-neutre semblable à la zone de base du transistor.

Cette zone, constituant un prolongement de la base dans le collecteur est appelée zone de base induite [effet Kirk] [1]. La configuration électrique du transistor dans ces conditions de fonctionnement est représentée sur la figure I.4.

I.4. CALCUL DU COURANT COLLECTEUR A L'APPARITION DE LA ZONE DE BASE INDUITE.

La longueur de base induite est liée à la densité de courant collecteur et à la tension collecteur base V_{CB} . Les expressions exactes reliant ces différentes grandeurs ne sont pas triviales car elles doivent prendre en compte l'évolution des différentes grandeurs physiques, comme la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique. En régime statique, les différentes phases de fonctionnement ont été décrites en particulier par l'équipe du Laas [3].

Néanmoins nous pouvons établir une expression très approchée du courant critique J_{c0} pour lequel le champ électrique s'annule juste à la jonction base collecteur ($x=0$), conformément à la figure I.5. En négligeant en première approximation, le courant de diffusion et en supposant que le champ électrique est suffisamment élevé pour que les porteurs se déplacent

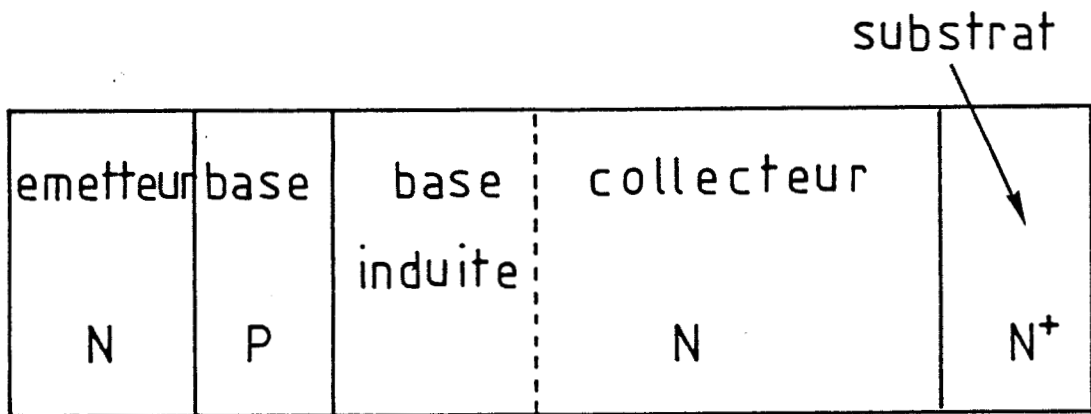


FIGURE I.4 : Schéma du transistor en régime d'élargissement de la base

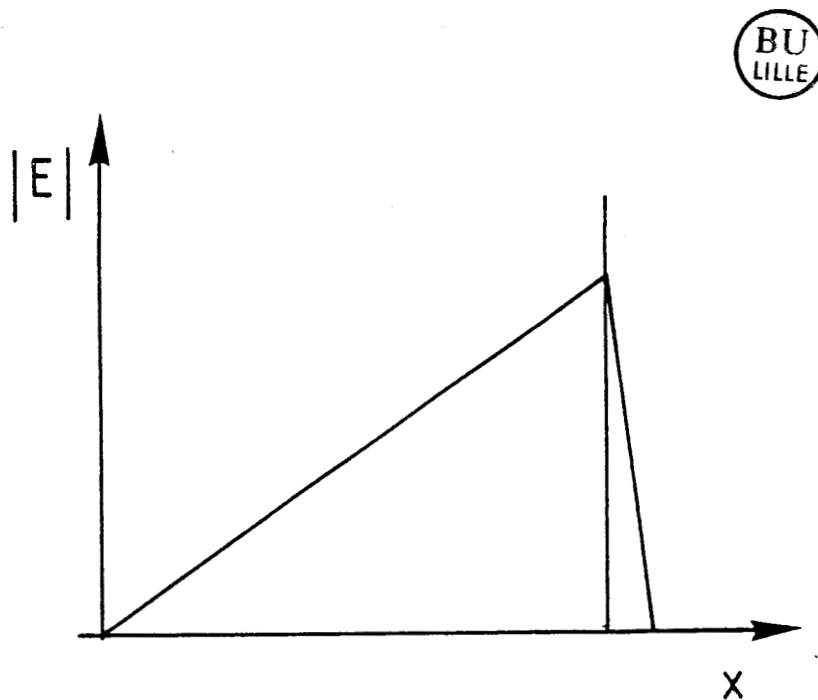


FIGURE I.5 : Profil du champ électrique dans le collecteur du transistor dans les conditions de courant critique J_{CO}

à la vitesse de saturation, la densité de courant collecteur s'écrit :

$$J_C = q n v_s$$

et l'équation de Poisson devient :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \left(N_D - \frac{q J_C}{v_s} \right)$$

Après résolution de cette équation, la tension collecteur base V_{CB} correspondante prend la valeur suivante, lorsque la concentration d'impuretés N_D dans le collecteur est constante :

$$V_{CB} = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon} \left(\frac{q J_{C0}}{v_s} - N_D \right) w_c^2$$

d'où l'on tire l'expression de la densité de courant :

$$J_{C0} = \frac{2 |V_{CB}|}{w_c^2} \epsilon v_s + q N_D v_s$$

où V_{CB} est la tension collecteur base appliquée

w_c est la longueur de la région de collecteur

v_s est la vitesse des porteurs

Cette expression donne un ordre de grandeur du courant collecteur pour lequel le phénomène d'élargissement de base peut apparaître. Notons que la densité de courant critique J_{C0} est d'autant plus faible que la tension V_{CB} est petite. Cet effet est encore plus marqué par le fait que la vitesse v_s est une fonction décroissante de la tension V_{CB} .

I.4. CONCLUSION

Le phénomène d'élargissement de la base (effet Kirk) est lié à la

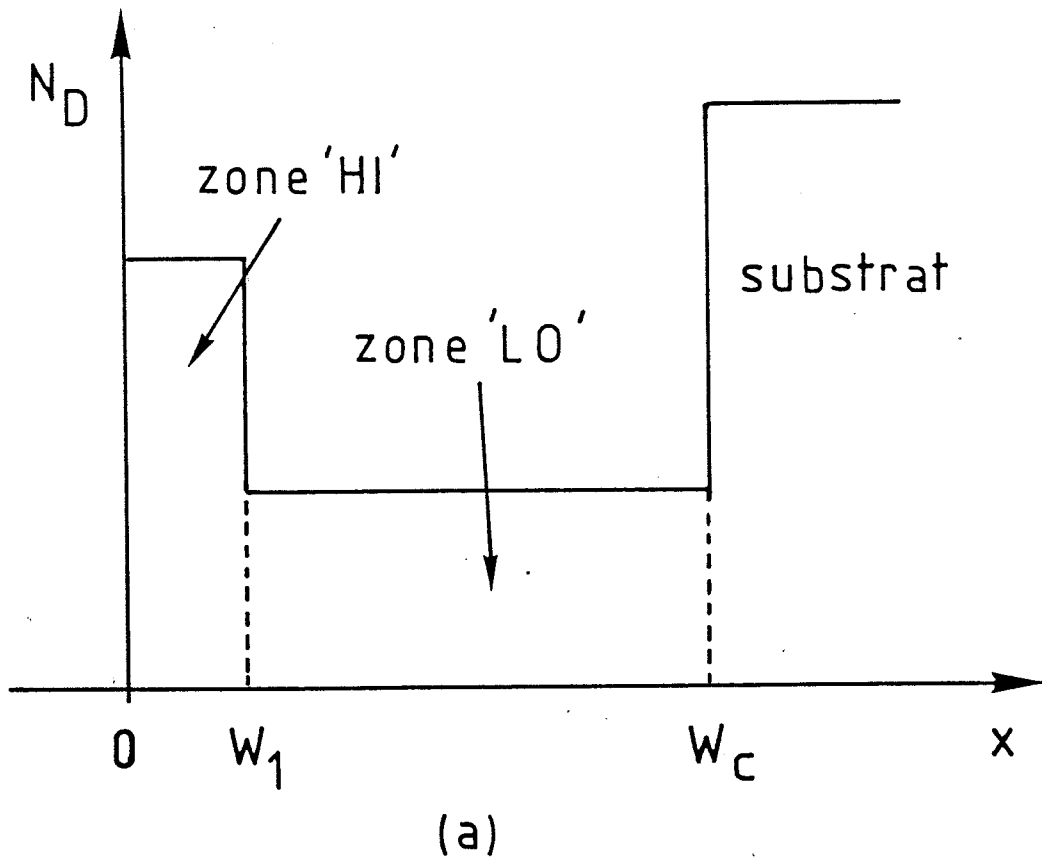


FIGURE I.6 (a) : Profil de dopage de collecteur de type "Hi-Lo"

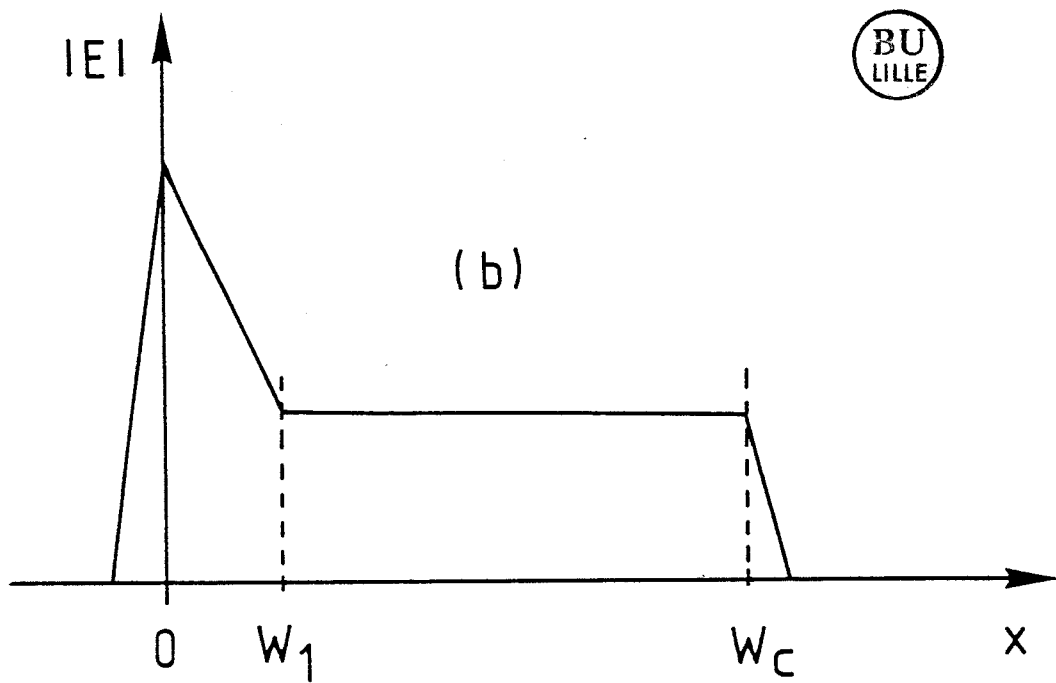


FIGURE I.6 (b) : Profil du champ électrique dans le collecteur

fois à la densité de courant collecteur J_C et à la tension collecteur base V_{CB} . Cet effet est causé par l'excès de porteurs mobiles dans la région de collecteur.

Le temps de transit τ_B des porteurs mobiles dans la base du transistor est fortement augmenté lorsque cet effet apparaît, puisque τ_B , en première approximation, est proportionnel au carré de la longueur de la base. Il en résulte une réduction de la fréquence de transition et les performances dynamiques du transistor en haute fréquence deviennent alors très affaiblies.

Cet effet d'élargissement de base interdit le fonctionnement à fort courant J_C et basse tension V_{CB} et constitue donc une limitation fondamentale pour le fonctionnement des transistors de puissance.

Pour repousser cette limitation, une idée a été suggérée par les études effectuées dans ce laboratoire par Lefebvre à propos du transistor à avalanche contrôlée. Cette idée réside dans l'introduction dans le collecteur d'une zone à fort dopage, au voisinage de la jonction métallurgique base collecteur. Le profil de dopage de type "Hi Lo" est représenté sur la figure I.6.a. La zone "Hi" en tête du collecteur permet de relever le champ électrique dans cette zone (Figure I.6.b) et de conserver cette configuration pour des densités de courant plus importantes que celles utilisées dans le cas d'un collecteur à dopage constant. Ainsi la densité de courant critique pour laquelle apparaît l'effet d'élargissement de base devrait être repoussée à une valeur plus élevée. Pour vérifier l'intérêt de cette idée, nous en avons fait une approche expérimentale avec une comparaison, en petit signal, des comportements d'un transistor à profil de collecteur de type "Hi-Lo" et d'un transistor à profil de collecteur de type "plat" classique. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE II

INFLUENCE D'UN PROFIL DE DOPAGE DE COLLECTEUR

DE TYPE "HI-LO" SUR LE PHÉNOMÈNE DE RECU DE BASE

APPROCHE EXPÉRIMENTALE

Un moyen classique permettant de mettre en évidence le phénomène d'élargissement de la base dans un transistor bipolaire consiste à relever l'évolution du gain en courant α , en régime petit signal, en fonction de la fréquence et du courant de polarisation. C'est cette méthode même qu'a utilisée Kirk dans son étude initiale du phénomène de recul de base [1].

II.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES

On mesure le gain en courant α petit signal du transistor monté en base commune. Pour mettre l'échantillon dans les conditions d'élargissement de la base, la tension de polarisation collecteur base V_{CB} est prise égale à quelques volts. En maintenant cette tension constante, et en augmentant le

courant collecteur, nous avons vu, au chapitre précédent, que la variation du champ électrique dans la région de collecteur fait apparaître une zone de base induite augmentant ainsi la longueur électrique effective de la base du transistor. Dans ces conditions de fonctionnement, on superpose un signal H.F. de très faible amplitude et on détermine le gain dynamique α du transistor en fonction du courant de polarisation statique I_C .

Le module du gain dynamique α du transistor est déduit des mesures des paramètres S du transistor, monté en base commune. Ces mesures sont réalisées à l'analyseur de réseaux Hewlett Packard.

II.2. DESCRIPTION DES ECHANTILLONS

Nous avons utilisé deux types d'échantillons, spécialement réalisés par la RTC Caen pour l'étude du C.A.T.T. Ce sont d'une part des échantillons dits LVS 22, comportant une zone à fort dopage en tête du collecteur et d'autre part des échantillons dits 1N3, ne présentant pas de zone "Hi" dans le collecteur mais ayant toutes leurs autres caractéristiques similaires à celles des transistors LVS 22.

Les caractéristiques communes aux deux séries d'échantillons sont les suivantes :

Transistor de type NPN

Structure interdigitée comprenant 14 doigts d'émetteur

Longueur des émetteurs $L = 128 \mu\text{m}$

Largeur des émetteurs $l = 2 \mu\text{m}$

Surface active du transistor $S_E = 0,36 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

Surface totale de la zone de base $S_B = 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$

Epaisseur de la base $W_B = 0,2 \mu\text{m}$

Dopage de base $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Longueur totale du collecteur $W_C = 5 \mu\text{m}$

Les deux types de profil de dopage de collecteur sont représentés sur la figure II.1. La concentration d'atomes d'impuretés est égale à $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour les deux types d'échantillons ; la zone "Hi" pour la série LVS 22, a une épaisseur égale à $1 \mu\text{m}$ et une concentration d'atomes d'impuretés de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

II.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les figures II.2.a.b. montrent l'évolution du module du gain α en fonction de la fréquence pour des valeurs croissantes du courant de polarisation I_C . Les résultats relatifs à l'échantillon 1N 3, dont le collecteur est, rappelons-le, à profil "plat", montrent une décroissance du gain α d'autant plus rapide que le courant de polarisation est élevé (Figures II.2.a.b). Cette décroissance est nettement plus marquée pour la plus faible tension collecteur-base ($V_{CB} = 2 \text{ V}$).

En définissant une fréquence de coupure pour laquelle le gain α est égal à -3 dB , nous avons résumé dans le tableau II.1 les valeurs déduites des mesures précédentes. Notons que le module de α en très basse fréquence est voisin de 0 dB .

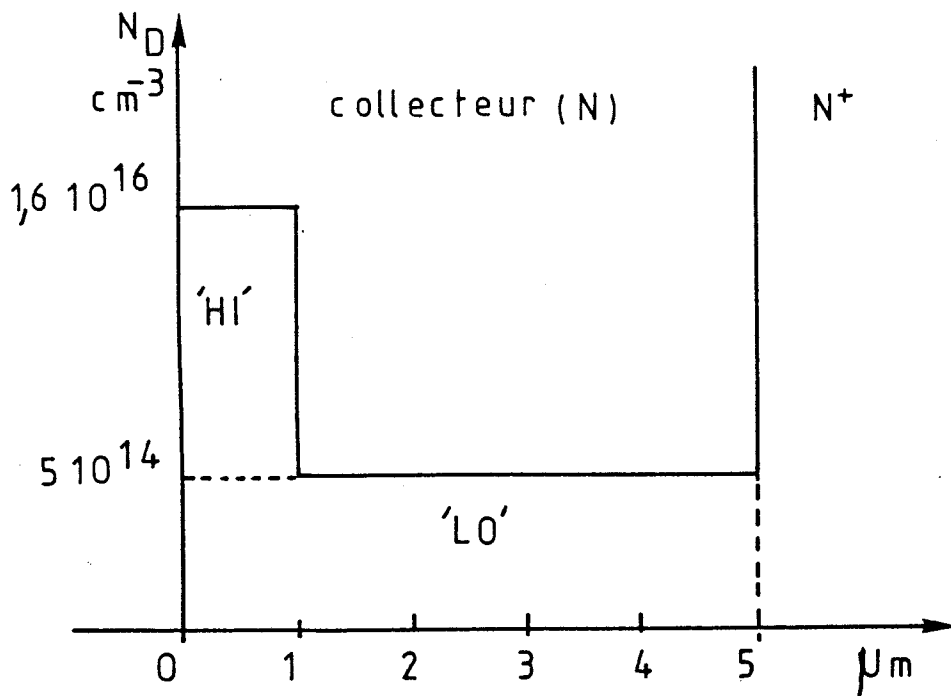


FIGURE II.1(a) : Profil de dopage de collecteur de type "Hi-Lo"

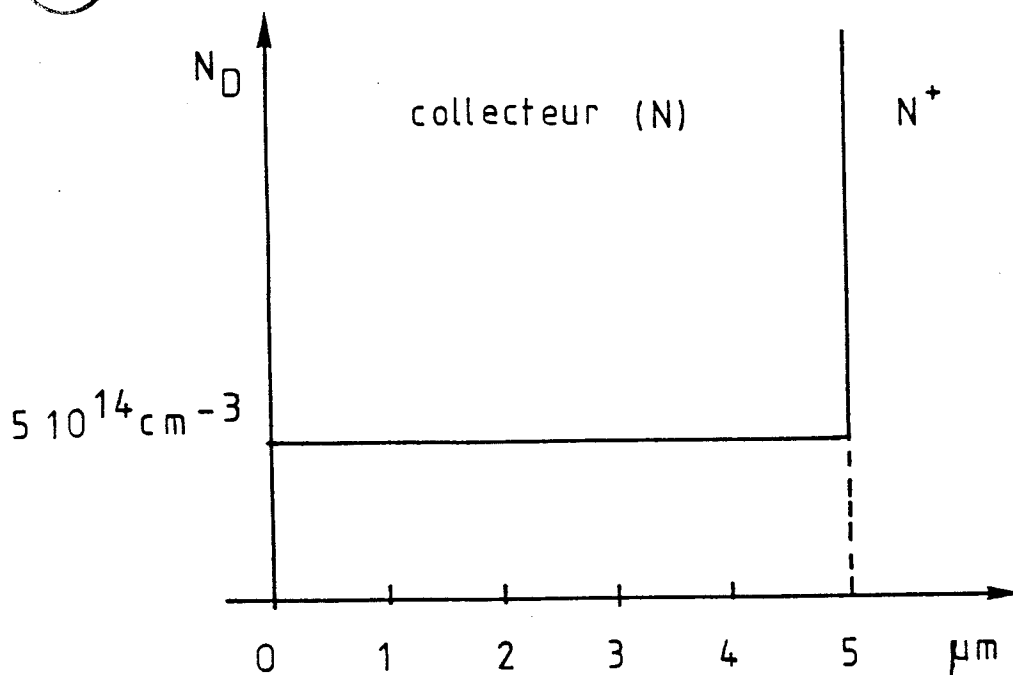


FIGURE II.1(b) : Profil de dopage de collecteur de type "plat"

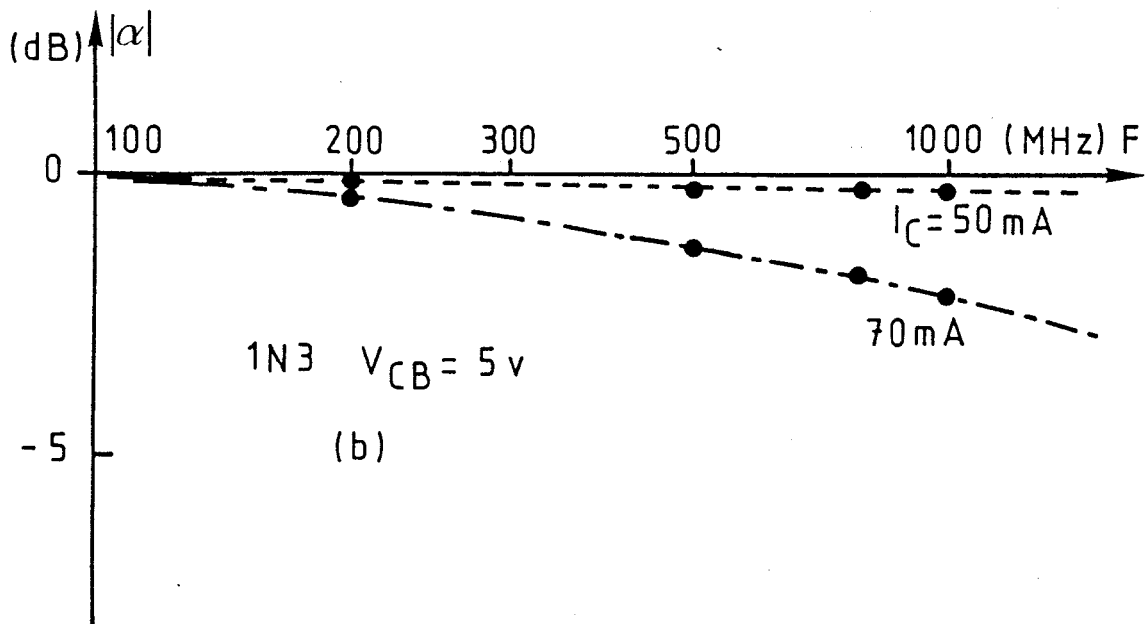
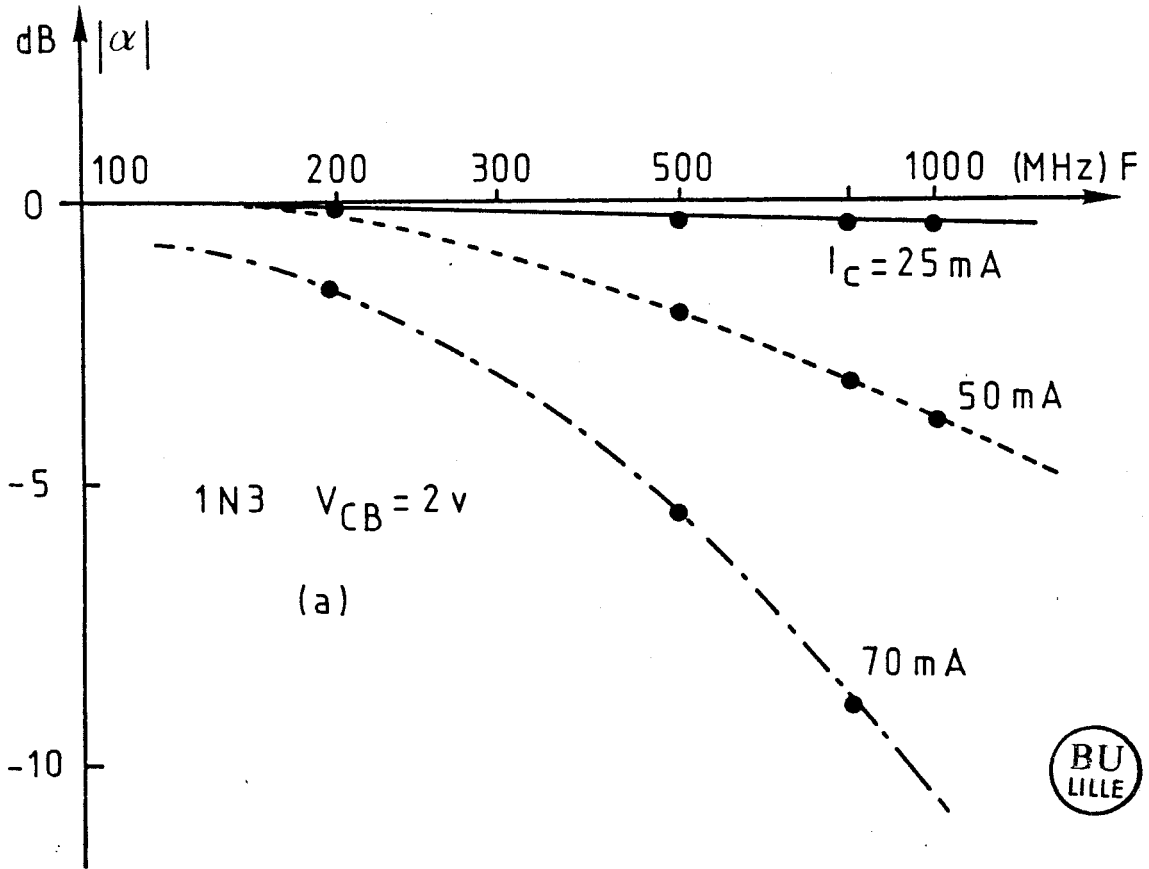


FIGURE II.2 : Transistor à profil de collecteur "plat" (1 N 3)
Evolution du gain en courant α en fonction de la
fréquence.

V_{CB}	2 V	2 V	2 V	5 V
I_C	25 mA	50 mA	70 mA	70 mA
F_C	> 2 GHz	~ 800MHz	≈ 300 MHz	≈ 1,6 GHz

TABLEAU II.1. - Fréquences de coupure du gain α à - 3 dB en fonction du courant de polarisation pour l'échantillon à profil "plat" (1 N 3).

Si on calcule le courant critique pour lequel apparaît le phénomène d'élargissement de base pour cet échantillon, en première approximation et en considérant que les porteurs mobiles se déplacent à la vitesse de saturation dans le collecteur, on obtient les valeurs suivantes, en appliquant la relation 7 :

$$\begin{array}{ll} V_{CB} = 2 \text{ V} & I_C \approx 40 \text{ mA} \\ V_{CB} = 5 \text{ V} & I_C \approx 50 \text{ mA} \end{array}$$

Les résultats donnés sur les figures II.3.a.b montrent une dégradation du module du gain α pour des courants I_C supérieurs à 50 mA pour une tension V_{CB} de 2 V et pour des courants I_C supérieurs à 70 mA pour une tension V_{CB} de 5 V. Ces résultats sont en accord avec les valeurs de courant calculées précédemment et tendent à montrer que les conditions de fonctionnement appliquées à l'échantillon entraînent l'effet d'élargissement de la base.

L'évolution du module du gain α en fonction de la fréquence et du courant de polarisation, pour le profil "Hi Lo", est représentée sur la figure II.4 pour une tension collecteur-base $V_{CB} = 2 \text{ V}$. La décroissance du

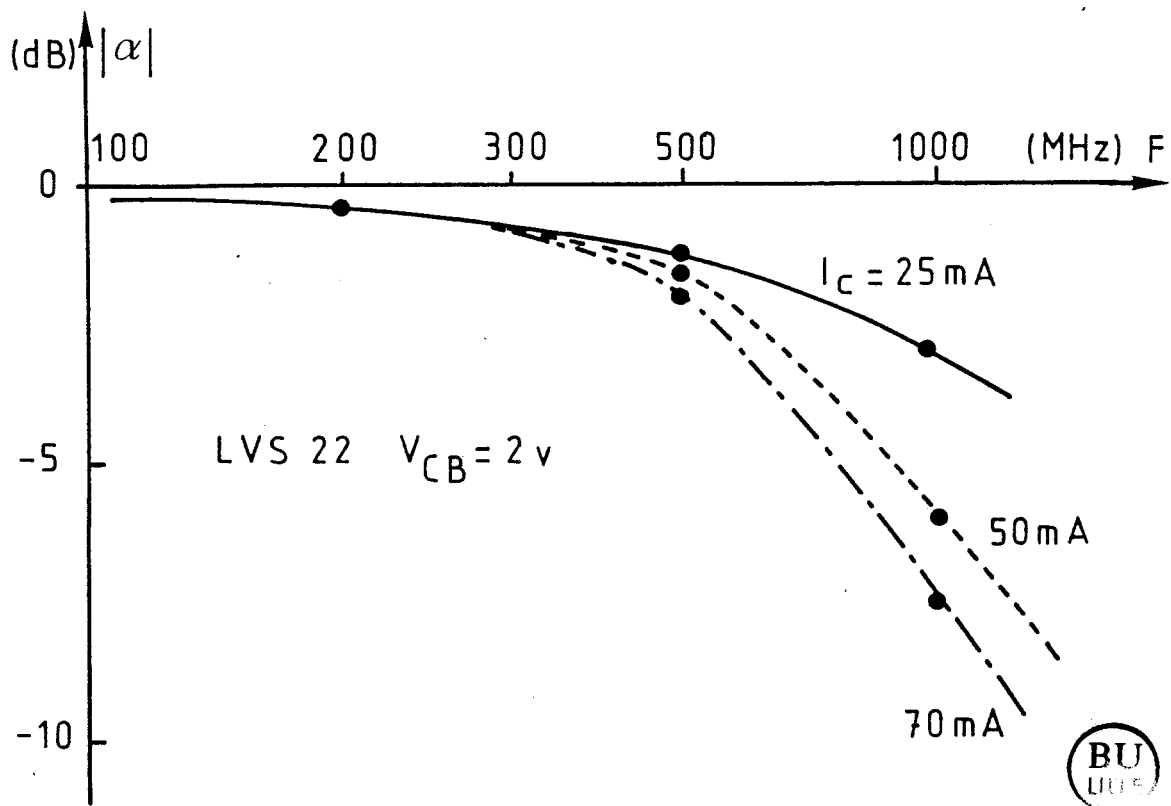


FIGURE II.3 : Evolution du gain en courant α en fonction de la fréquence
Echantillon à profil de collecteur "Hi-Lo" (LVS 22)

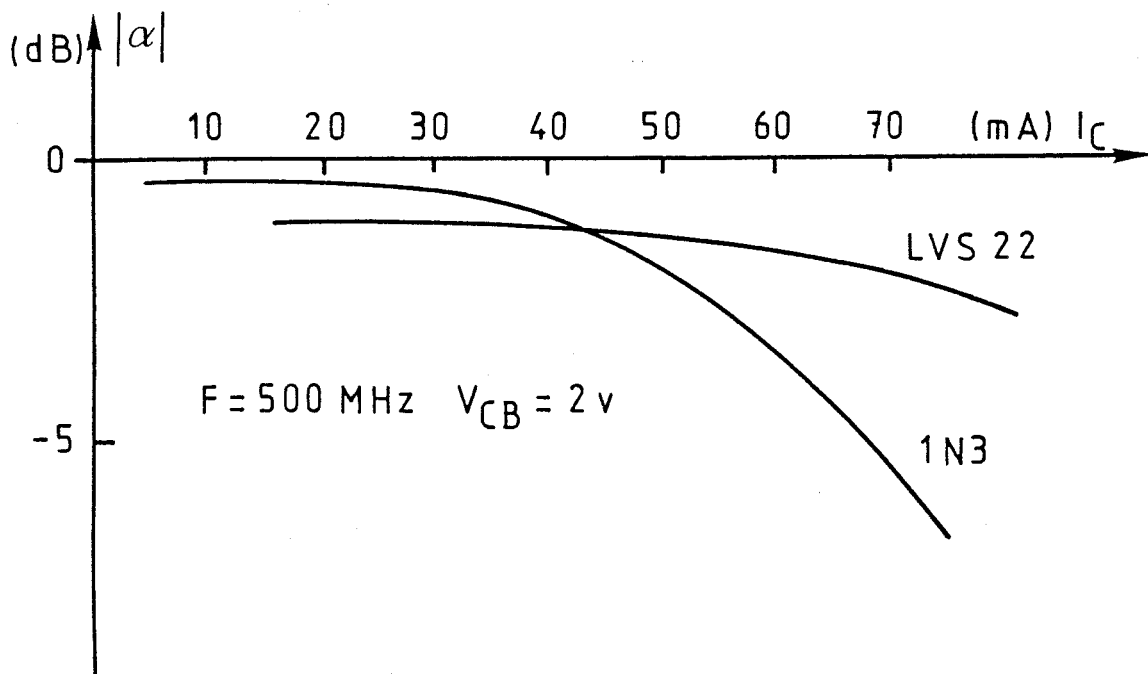


FIGURE II.4 : Comparaison du gain en courant α des deux types
d'échantillon, à 500 MHz ; $V_{CB} = 2\text{ V}$

gain α en fonction du courant de polarisation est beaucoup moins importante que dans le cas de l'échantillon à profil "plat", à tension V_{CB} égale, comme le montre la figure II.5 pour une fréquence de 500 MHz.

Les fréquences de coupure relevées en fonction du courant collecteur sont résumées dans le tableau II.2.

V_{CB}	2 V	2 V	2 V
I_C	25 mA	50 mA	70 mA
F_C	1 GHz	660 MHz	584 MHz

TABLEAU II.2 - Fréquences de coupure du gain α à - 3 dB, en fonction du courant de polarisation pour l'échantillon à profil "Hi Lo". (LVS 22).

Pour les courants de polarisation de 70 mA, la fréquence de coupure reste proche de 600 MHz dans le cas de l'échantillon à profil "Hi Lo", alors qu'elle est moitié moindre pour l'échantillon à profil "plat", à tension V_{CB} égale à 2V.

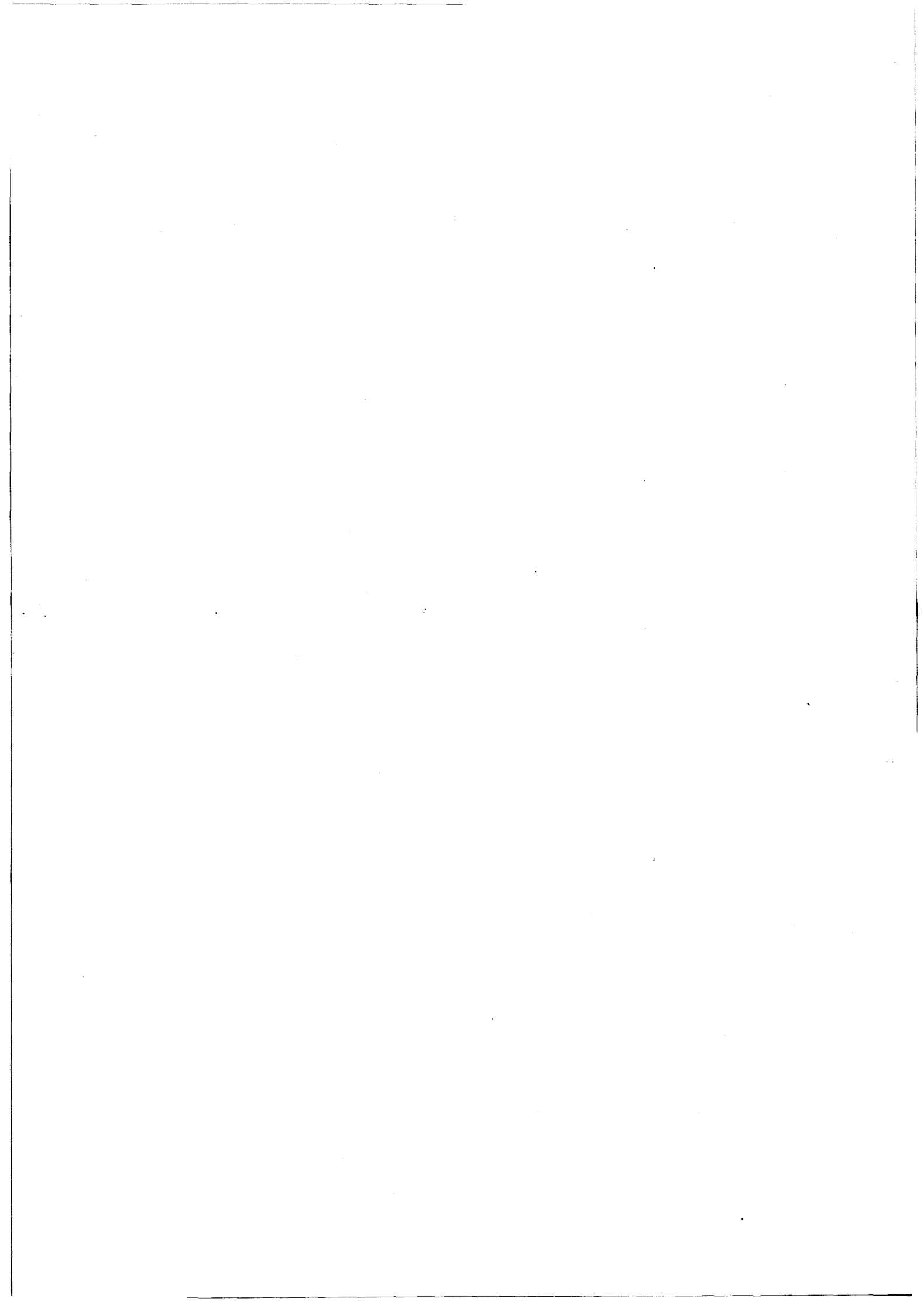
II.5. CONCLUSION

A partir de ces résultats expérimentaux, il semble que l'existence de la zone "Hi" dans le collecteur ait un effet bénéfique pour repousser à une valeur plus élevée, le courant critique où apparaît le phénomène d'élargissement de base.

Rappelons que nous avons mesuré le gain en courant en régime petit signal, à fort courant de polarisation statique. Ces conditions opératoires sont assez éloignées du fonctionnement en régime classe C ou classe B des transistors de puissance, et ne permettent donc pas une conclusion quant à l'intérêt apporté par la zone "Hi" pour ces régimes de fonctionnement.

Par ailleurs, des mesures de puissance ont été réalisées sur ces structures, montées en amplificateur fonctionnant en régime classe C. Ces mesures de la puissance maximale délivrée par le circuit, effectuées à la fréquence de 1 GHz n'ont pas fait apparaître une nette supériorité de la structure à profil de collecteur "Hi Lo" ou de la structure à profil "plat".

Pour permettre une analyse plus précise des phénomènes et compte tenu qu'une étude expérimentale particulière serait trop coûteuse, nous avons mis en oeuvre une résolution numérique des équations fondamentales des semiconducteurs appliquées à la région de collecteur, dans l'hypothèse d'un fonctionnement dynamique en régime classe B et C. C'est ce que nous présentons dans le chapitre suivant.



CHAPITRE III

SIMULATION NUMÉRIQUE DU FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE DE LA RÉGION DE COLLECTEUR EN RÉGIME CLASSE B ET C.

COMPARAISON DES PROFILS "HI-LO" ET DU PROFIL "PLAT"

L'étude du fonctionnement dynamique de la région de collecteur nécessite la formulation des équations fondamentales du semiconducteur dans cette région, en considérant l'évolution temporelle des différentes grandeurs. La résolution de ces équations est beaucoup plus complexe qu'en régime statique et nécessite un traitement numérique.

C'est le résultat de cette étude, appliquée aux deux types de profil de dopage de collecteur (profil "plat" et profil "Hi Lo"), que nous présentons dans ce chapitre.

III.1. DESCRIPTION DE LA SIMULATION NUMÉRIQUE

Nous présentons dans ce paragraphe, les hypothèses de fonctionnement et les équations fondamentales utilisées pour mettre en oeuvre la simulation

numérique dans la région de collecteur.

Nous supposons le problème unidimensionnel et nous ne considérons que les porteurs majoritaires. La densité de courant particulaire émetteur (courant d'électrons pour un transistor de type NPN) est défini par la relation :

$$J_E = J_S \exp \frac{V_{be}}{U_T} \quad (1)$$

où J_S est la densité de courant de saturation, V_{be} est la tension base émetteur et U_T , l'unité thermodynamique.

Ce courant est injecté dans la base du transistor. Nous admettons que la base est suffisamment courte pour que le courant J_E n'y subisse aucune atténuation et nous négligeons les recombinaisons dans la base. La densité de courant J_C à l'entrée de la région de collecteur est dans ces conditions, égale à J_E . Nous appelons J_{cind} la densité de courant particulaire induit circulant dans le circuit extérieur du collecteur. Ce courant est créé par le transit des porteurs dans la zone désertée du collecteur. La figure III.1 montre la position de ces différents courants dans une structure de transistor.

III.1.1. DESCRIPTION DES EQUATIONS FONDAMENTALES

Ces équations ont été décrites partiellement au chapitre I pour le régime statique ; en régime dynamique, nous introduisons en plus les variations en fonction du temps. De plus nous considérons la dépendance de la vitesse des porteurs mobiles en fonction du champ électrique local.

La conservation de la densité de courant total, pour un seul type

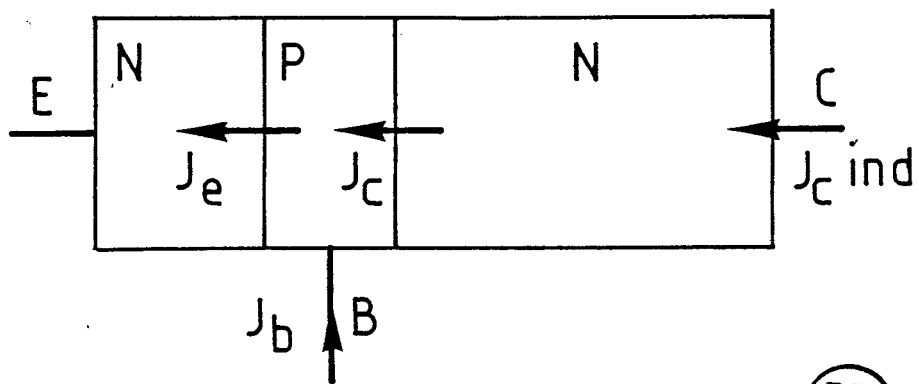


FIGURE III.1 : Notation des courants particuliers dans le transistor

de porteurs (électrons pour un transistor NPN) s'exprime par :

$$J_T(t) = J_n(x,t) + \varepsilon \frac{dE(x,t)}{dt} \quad (2)$$

où ε est la permittivité du semiconducteur, $E(x,t)$ est le champ électrique dans le collecteur à l'abscisse x et au temps t , et $J_n(x,t)$ est la densité de courant particulaire dans le collecteur qui s'exprime par :

$$J_n(x,t) = q n(x,t) V_n(E(x,t)) - q D_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (3)$$

où $n(x,t)$ est le nombre de porteurs mobiles dans le collecteur.

$V_n(E(x,t))$ représente la vitesse de déplacement des porteurs mobiles en fonction du champ électrique. Dans le cas du silicium, la vitesse des porteurs est proportionnelle au champ électrique E , pour de très faibles valeurs de celui-ci, puis au-delà d'une valeur E_s , la vitesse tend vers une valeur limite V_s [5]. Nous avons utilisé une expression approchée pour écrire cette loi de variation de la vitesse :

$$V_n(E) = \frac{\mu_n E}{1 + \left| \frac{\mu_n E}{V_s} \right|} \quad (4)$$

où μ_n est la mobilité et V_s est la vitesse de saturation des électrons.

Nous avons pris les valeurs suivantes :

$$\mu_n = 1450 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s} \quad V_s = 10^7 \text{ cm/s}$$

A l'équation de continuité du courant il faut adjoindre l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D(x) - n(x,t)) \quad (5)$$

où $N_D(x)$ est la concentration d'atomes d'impuretés dans le collecteur.

En exprimant $n(x,t)$ puis $\frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$, la densité de courant

total $J_T(t)$ s'écrit :

$$J_T(t) = \epsilon D_n \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} - \epsilon V(E) \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} + q V(E) N_D(x) - q D_N \frac{d N_D(x)}{dx} + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (6)$$

La résolution de cette équation différentielle permet de calculer la répartition du champ électrique en fonction du temps, en tout point de la région collecteur du transistor.

Par ailleurs, l'intégration du champ électrique $E(x,t)$ sur toute la longueur du collecteur permet de calculer la tension extérieure collecteur base qui s'écrit :

$$|V_{CB}(t)| = \int_0^{W_C} |E(x,t)| dx \quad (7)$$

où W_C est la longueur du collecteur.

Pour résoudre l'équation différentielle, nous devons définir la densité de courant total $J_T(t)$ qui dépend des hypothèses de fonctionnement du transistor que nous présentons maintenant.

III.1.2. HYPOTHESE DE FONCTIONNEMENT EN REGIME CLASSE B OU C

L'étude que nous présentons est limitée, rappelons-le, à la seule région de collecteur du transistor. Nous supposons que la longueur de la base est suffisamment petite pour que, à la fréquence de fonctionnement, le courant émetteur n'y subisse aucune atténuation. Dans ces conditions, nous appliquons la loi d'injection thermique de la jonction base émetteur directement à l'entrée de la région de collecteur. En régime classe C, la densité de courant particulière $J_C(t)$ est définie par :

$$J_C(t) = J_n(t) = J_S \exp \frac{V_{BE} \sin \omega t}{U_T} \quad (8)$$

Par ailleurs, nous supposons qu'à la fréquence de fonctionnement envisagée (3 GHz), le transistor, monté en base commune, est fermé sur une impédance équivalente à un circuit accordé parallèle. L'accord de ce circuit de charge est fixé pour la composante fondamentale du courant et l'impédance présentée pour les composantes harmoniques est supposée nulle.

Cette hypothèse revient à considérer que la composante alternative de la tension collecteur base V_{CB} est sinusoïdale. Le courant particulier extérieur ($J_C \text{ ind}$) prend la forme d'une impulsion de courant, élargie par rapport au courant d'entrée J_C . Le courant induit est créé par le déplacement

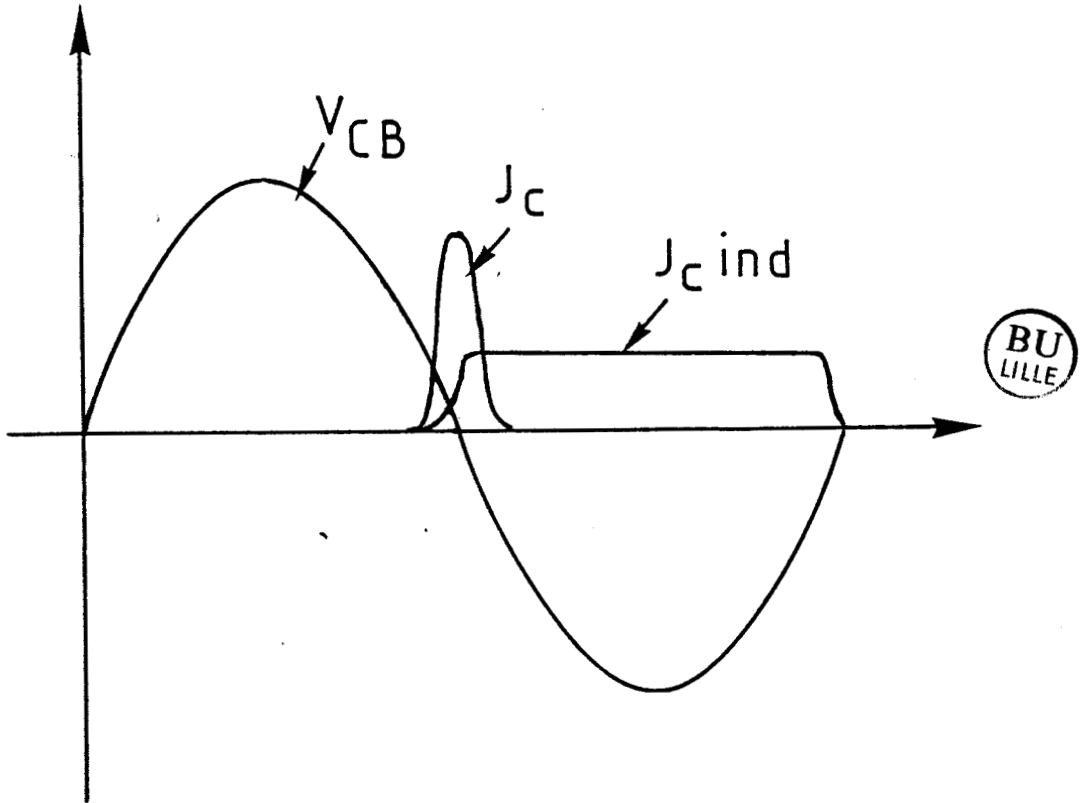


FIGURE III.2 : Forme idéale de la tension et des courants particuliers dans le collecteur du transistor

des porteurs dans la zone désertée du collecteur [6]. La forme idéale des courants et de la tension V_{CB} est schématisée sur la figure III.2.

Rappelons que la puissance fournie par le transistor est optimale si la composante sinusoïdale de la tension collecteur base est en opposition de phase avec la composante fondamentale du courant collecteur. Compte tenu du transit des porteurs dans le collecteur, nous avons ajusté la position de l'impulsion de courant (J_C ind) par rapport à la tension collecteur base, afin d'obtenir une puissance de sortie maximale, ce qui revient à simuler une impédance de charge optimale.

C'est en suivant ces hypothèses de fonctionnement que nous avons résolu l'équation différentielle (6) afin de calculer la valeur du champ électrique $E(x,t)$ en tout point de la région du collecteur. Nous décrivons maintenant la méthode utilisée pour cette résolution.

III.1.3. DESCRIPTION DE LA METHODE NUMERIQUE UTILISEE

La résolution de l'équation différentielle n'est pas triviale et nécessite un traitement numérique. Nous avons utilisé pour cela l'algorithme du double balayage [7].

Les conditions initiales utilisées pour la résolution sont définies par la valeur du courant total $J_T(t)$ et du champ électrique $E(0,t)$ à l'entrée du collecteur en $x = 0$.

La résolution de l'équation différentielle (6) à l'instant t nécessite la connaissance de la vitesse des porteurs $V(E(x,t))$ qui dépend de la valeur du champ électrique au même instant. Pour lever l'indétermination

sur la vitesse à l'instant t , nous la calculons à partir de la solution $E(x, t - dt)$ puis supposons que sa valeur reste constante pendant un accroissement dt :

$$V(x, t - dt) = V(x, t)$$

Les conditions initiales imposées au début du calcul ne correspondant pas aux conditions réelles du problème, il est nécessaire d'effectuer la résolution numérique de l'équation différentielle sur plusieurs périodes T du signal, jusqu'à ce que l'écart entre la valeur du champ électrique $E(x, t)$ et celle calculée une période plus tard $[E(x, t + T)]$ devienne inférieure à la précision souhaitée.

La tension collecteur base $V_{CB}(t)$ est obtenue en calculant l'intégrale du champ électrique $E(x, t)$ sur toute la région de collecteur.

En régime de faible injection, la tension $V_{CB}(t)$ est sinusoïdale si l'évolution du champ électrique initial $E(o, t)$ est également sinusoïdale. Par contre en régime de forte injection, lorsque la réaction de charge d'espace créée par les porteurs mobiles en excès est importante, le champ électrique local augmente, entraînant de ce fait une augmentation de la tension collecteur base instantanée $V_{CB}(t)$. Pour maintenir la tension $V_{CB}(t)$ sinusoïdale, il y a lieu de corriger la valeur initiale du champ électrique $E(o, t)$. La figure III.3 donne l'organigramme simplifié du traitement numérique.

Par ailleurs, la connaissance du champ électrique en tout point de la région de collecteur, donne accès à la répartition des porteurs mobiles dans cette zone en appliquant l'équation de Poisson ; nous calculons ensuite

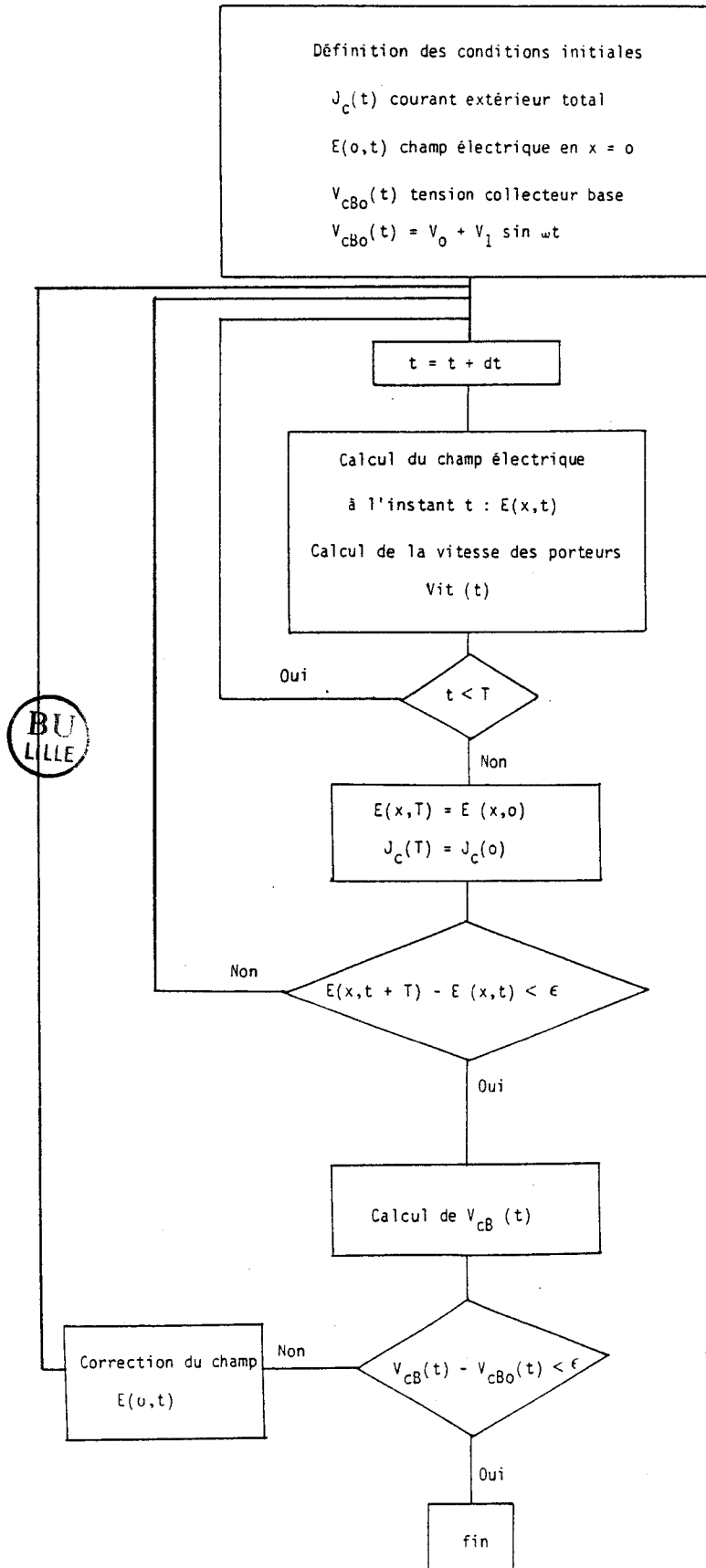


FIGURE III.3 : Organigramme simplifié du calcul du champ électrique dans la zone du collecteur

la densité de courant total $J_T(t)$ en utilisant la relation (2).

Nous avons appliqué ce calcul théorique au cas d'un profil de dopage "plat" dans le collecteur et au cas d'un profil de dopage "Hi Lo". Nous décrivons dans le paragraphe suivant les deux structures de collecteur que nous avons simulées.

III.2. DESCRIPTION DES STRUCTURES SIMULEES

La puissance maximale disponible en sortie du transistor est proportionnelle à l'amplitude de la composante alternative de la tension collecteur base d'une part et à l'amplitude de la composante fondamentale du courant collecteur d'autre part.

L'amplitude maximale du courant collecteur est déterminée par le comportement de la région de collecteur vis-à-vis du phénomène d'élargissement de la base, que nous obtenons en observant le profil de champ électrique dans la région de collecteur calculé par la simulation numérique, tandis que l'amplitude maximale de la tension V_{CB} est limitée par la tension d'avalanche de la jonction base collecteur.

Les deux structures que nous avons simulées ont été définies de manière à avoir la même tension d'avalanche, afin de prendre la même excursion de tension V_{CB} dans les deux cas. Par ailleurs, pour avoir des capacités de collecteur du même ordre de grandeur, pour un fonctionnement à la fréquence de 3 GHz, on a imposé la même longueur W_C aux deux structures.

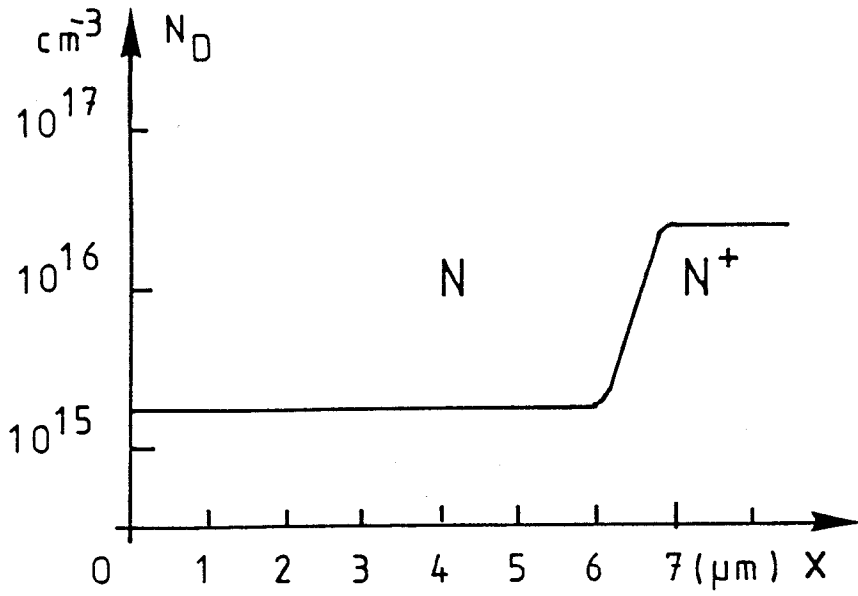


FIGURE III.4 (a) : Profil de dopage de collecteur de type "plat"

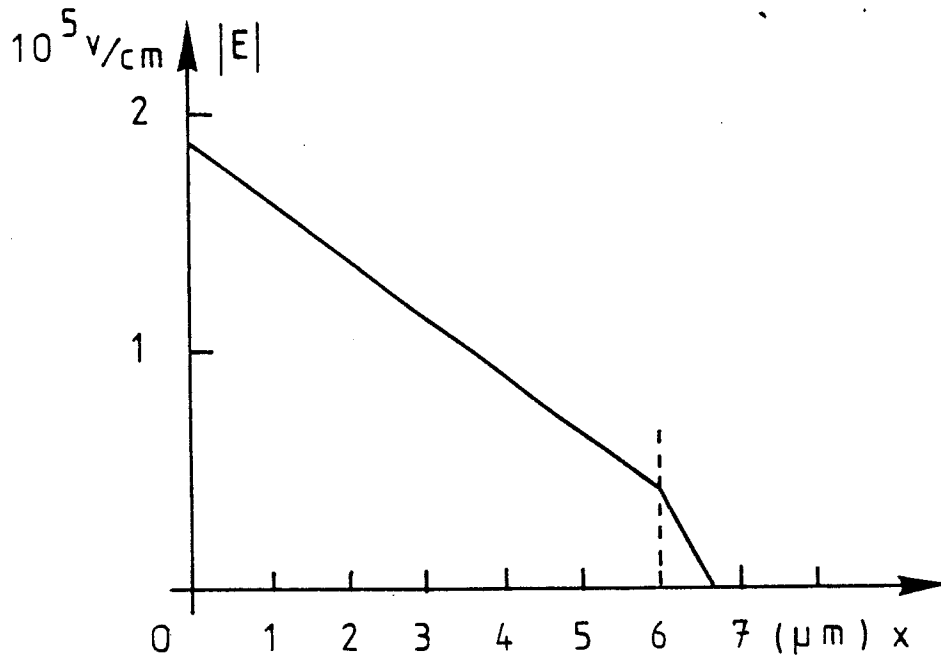


FIGURE III.4 (b) : Profil de champ électrique

III.2.1. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE A PROFIL "PLAT"

Nous avons considéré des caractéristiques typiques de la région de collecteur des transistors bipolaires commerciaux pour simuler la structure à profil "plat".

Le profil de dopage du collecteur est schématisé sur la figure III.4.a. La concentration d'atomes d'impuretés est égale à $1,5 \cdot 10^{15}$ at.cm⁻³ sur une longueur W_C de collecteur égale à 6 μm. La concentration d'atomes d'impuretés dans le substrat est supposée égale à $2 \cdot 10^{16}$ at cm⁻³. Cette valeur, bien que faible pour un transistor réel, est suffisante pour le traitement numérique, et elle permet de réduire la discontinuité du profil de dopage dans le collecteur et le temps de simulation.

Le profil de champ électrique en régime continu, est représenté sur la figure III.4.b. L'application d'un champ électrique en tête du collecteur de $1,8 \cdot 10^5$ V/cm correspond à une tension collecteur base statique de 68 V. Nous avons choisi une modulation de la tension collecteur base proche de 100 % afin de simuler le comportement du transistor aux limites de fonctionnement et de faire apparaître le phénomène d'élargissement de la base lorsque la tension V_{CB} est minimale. Par ailleurs, cette tension doit rester inférieure à la tension d'avalanche. Nous avons pris par exemple une amplitude de la composante sinusoïdale V_{CB} égale à 60 V, pour cela la composante fondamentale du champ électrique à l'entrée du collecteur est égale à $0,9 \cdot 10^5$ V/cm. La tension maximale collecteur base supportée par la structure est alors égale à 128 V, ce qui est inférieur à la tension d'avalanche qui est de l'ordre de 150 V [8].

III.2.2. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE A PROFIL "HI LO"

Les caractéristiques de la structure à profil "Hi Lo" ont été définies pour que la tension d'avalanche correspondante soit du même ordre de grandeur que celle de la structure à profil "plat". Les concentrations d'atomes d'impuretés ont alors été prises égales à $7 \cdot 10^{15}$ at cm^{-3} pour la zone "Hi" et à $5 \cdot 10^{14}$ at cm^{-3} pour la zone "Lo". L'épaisseur de la zone "Hi" est égale à $0,6 \mu\text{m}$ et la longueur totale du collecteur W_c , est égale à $6 \mu\text{m}$ comme pour la structure à profil "plat". La concentration d'atomes d'impuretés dans le substrat est prise égale à $2 \cdot 10^{16}$ at cm^{-3} .

Le profil de dopage de cette structure est représenté sur la figure III.5.a et le profil de champ électrique, en régime continu, est donné sur la figure III.5.b pour un champ électrique à l'entrée du collecteur de $2,2 \cdot 10^5$ V/cm. La tension collecteur base calculée dans ces conditions est égale à 68 V.

Pour éviter l'ionisation des porteurs dans la zone "Hi" du collecteur, il faut s'assurer que le champ électrique n'atteint jamais la valeur maximale de l'ordre de $3,9 \cdot 10^5$ V/cm [8].

Nous avons simulé ces deux structures en fonctionnement dynamique en régime classe C. Nous présentons maintenant les résultats obtenus.

III.3. RESULTATS DE LA SIMULATION EN REGIME CLASSE C

Rappelons que la composante alternative de la tension collecteur base est maintenue sinusoïdale et que la position temporelle de l'impulsion du

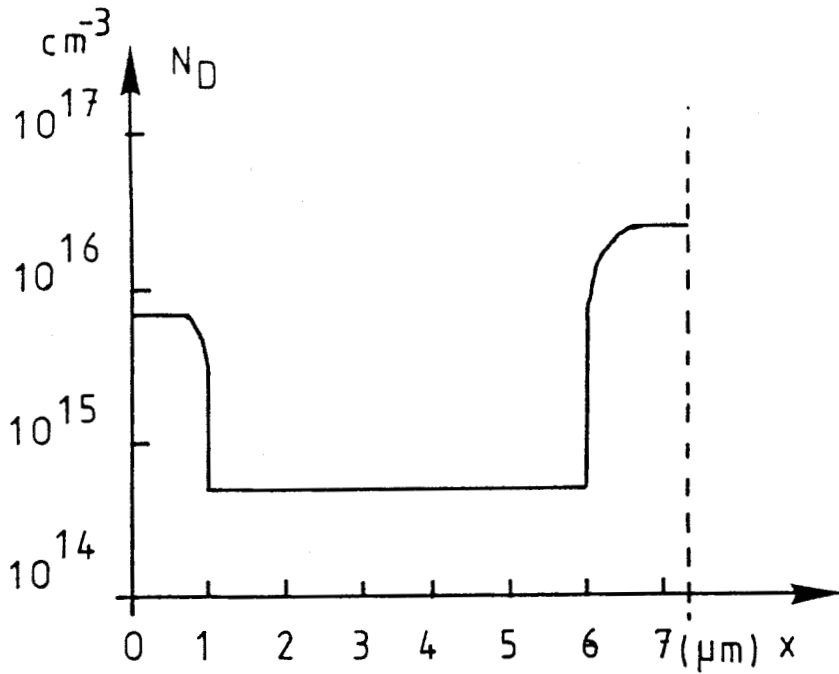


FIGURE III.5 (a) : Profil de dopage de collecteur de type "Hilo"

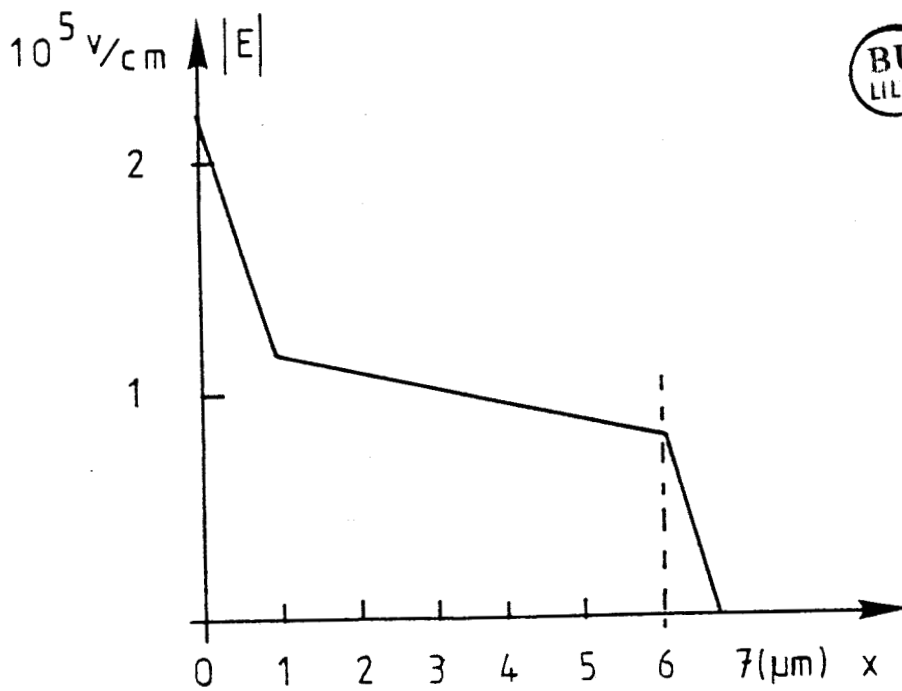


FIGURE III.5 (b) : Profil de champ électrique

courant particulaire injecté dans le collecteur est ajustée afin d'obtenir une puissance de sortie maximale. Cette position varie légèrement en fonction de l'amplitude de l'impulsion de courant mais elle reste voisine de la valeur $t = 0,65 T$ où T est la période de la tension sinusoïdale $V_{CB}(t)$. La figure III.6 montre la forme et la position moyenne de l'impulsion de courant injecté par rapport à la tension $V_{CB}(t)$ dans ces conditions.

III.3.1. RESULTATS DE LA SIMULATION POUR LA STRUCTURE A PROFIL "PLAT"

En admettant une tension collecteur base continue de 68 V et une amplitude de la composante sinusoïdale égale à 60 V, nous avons calculé le champ électrique $E(x,t)$ dans toute la région de collecteur, en fonction du temps, pour plusieurs valeurs de courant collecteur injecté.

III.3.1.1. Profil de champ électrique

Les figures III.7.a.b.c.d montrent l'évolution du profil de champ électrique à quelques instants particuliers pendant la durée de l'impulsion de courant injecté. On observe la transformation du profil de champ en fonction de l'amplitude du courant injecté. La réaction de charge d'espace, due aux porteurs mobiles en excès, provoque une augmentation locale du champ électrique qui se déplace dans le collecteur avec les porteurs mobiles. Cet effet apparaît sur la figure III.7.b pour un courant moyen injecté de 70 mA ($\bar{I}_C = 70 \text{ mA}$). Il est nettement plus marqué pour des courants moyens plus élevés (figures III.7.c.d).

Pour maintenir la tension $V_{CB}(t)$ sinusoïdale, et compte tenu de la réaction de charge d'espace, l'amplitude du champ électrique en tête de collecteur ($x = 0$) doit être diminuée. On observe ainsi l'apparition du phénomène d'élargissement de base lorsque le champ électrique devient nul

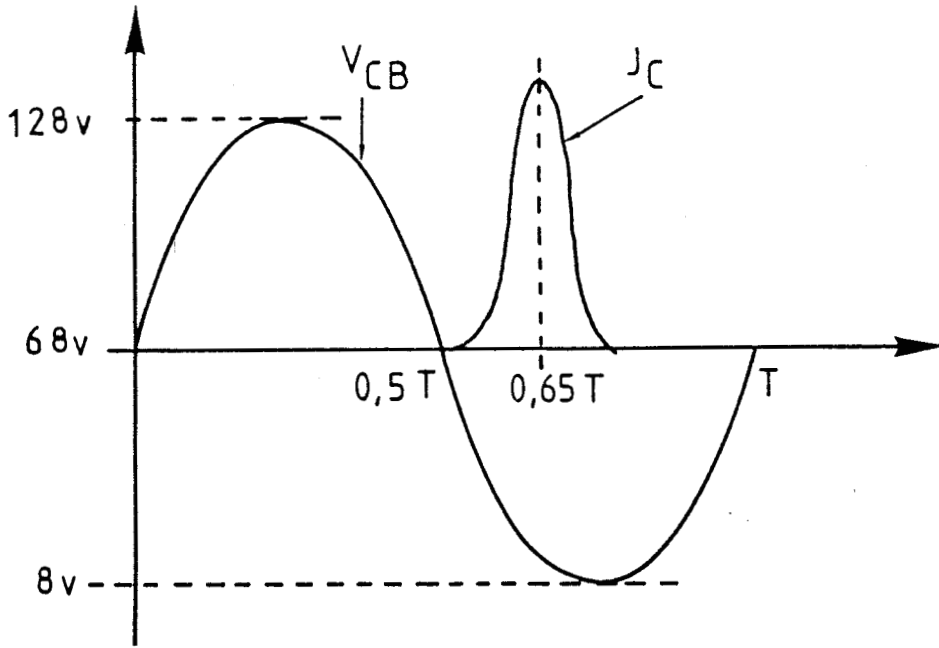


FIGURE III.6 : Représentation temporelle de la tension collecteur base et du courant collecteur J_C

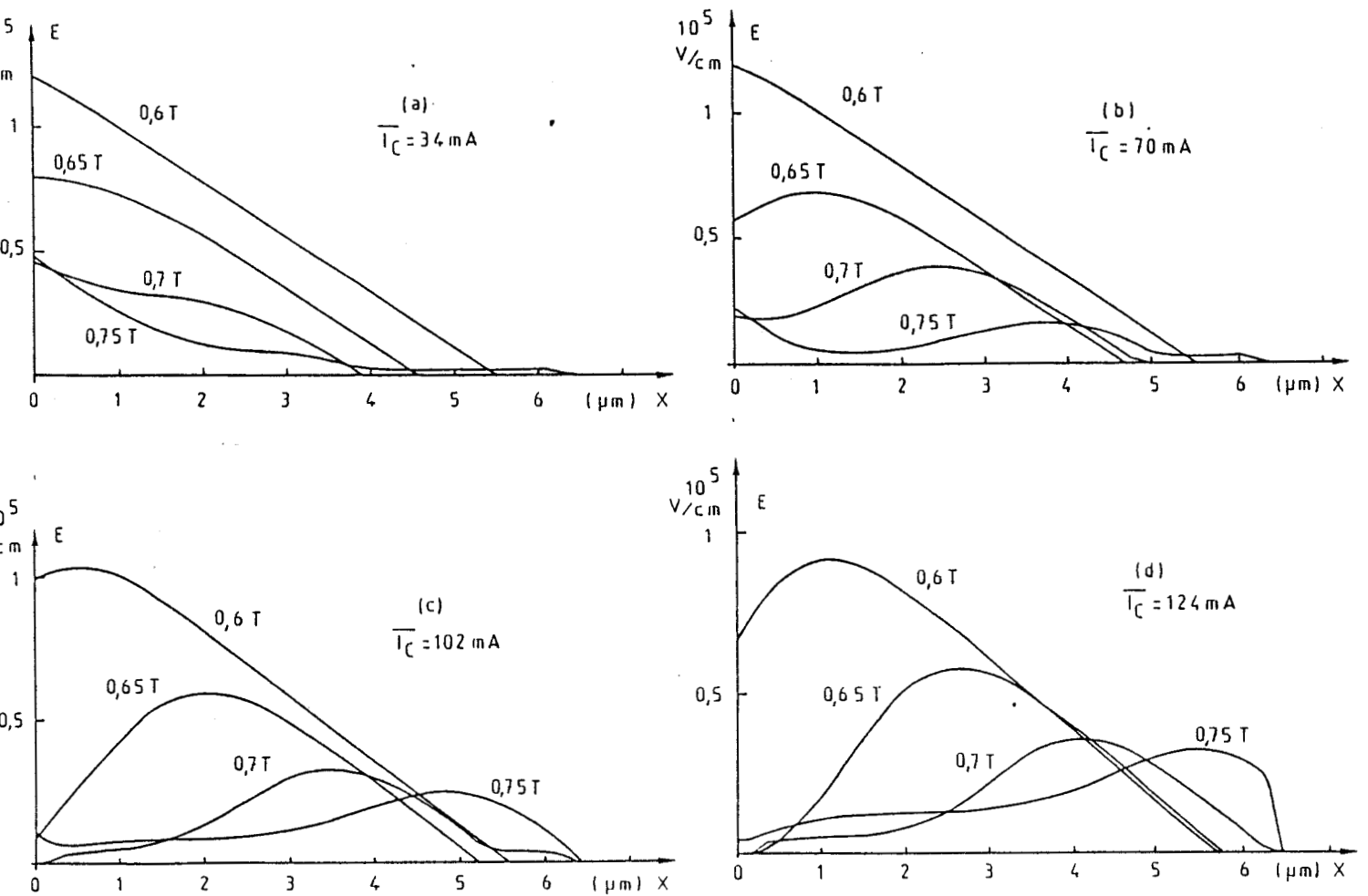


FIGURE III.7 : Profil du champ électrique dans le collecteur à profil "plat" pour plusieurs niveaux de courant collecteur \bar{I}_C .

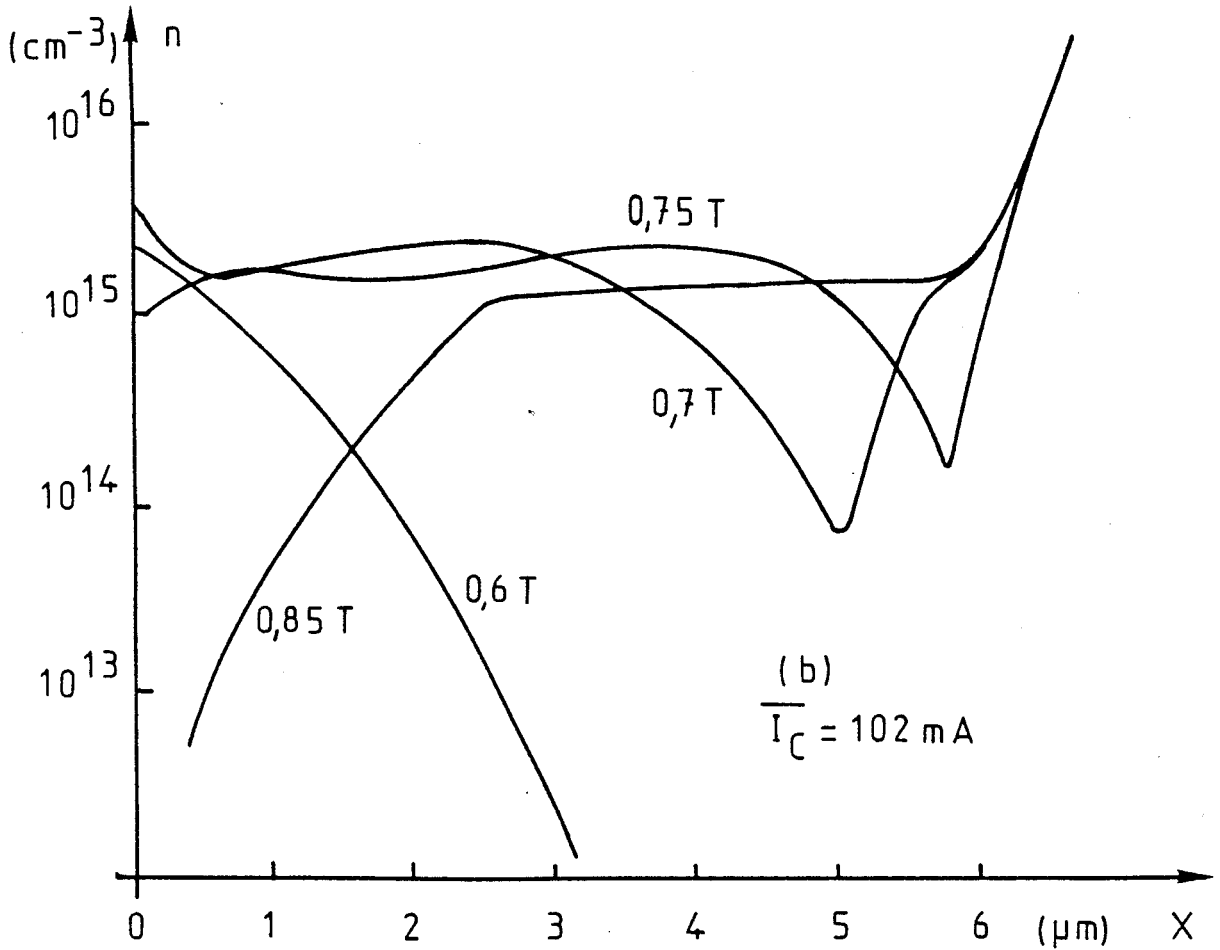
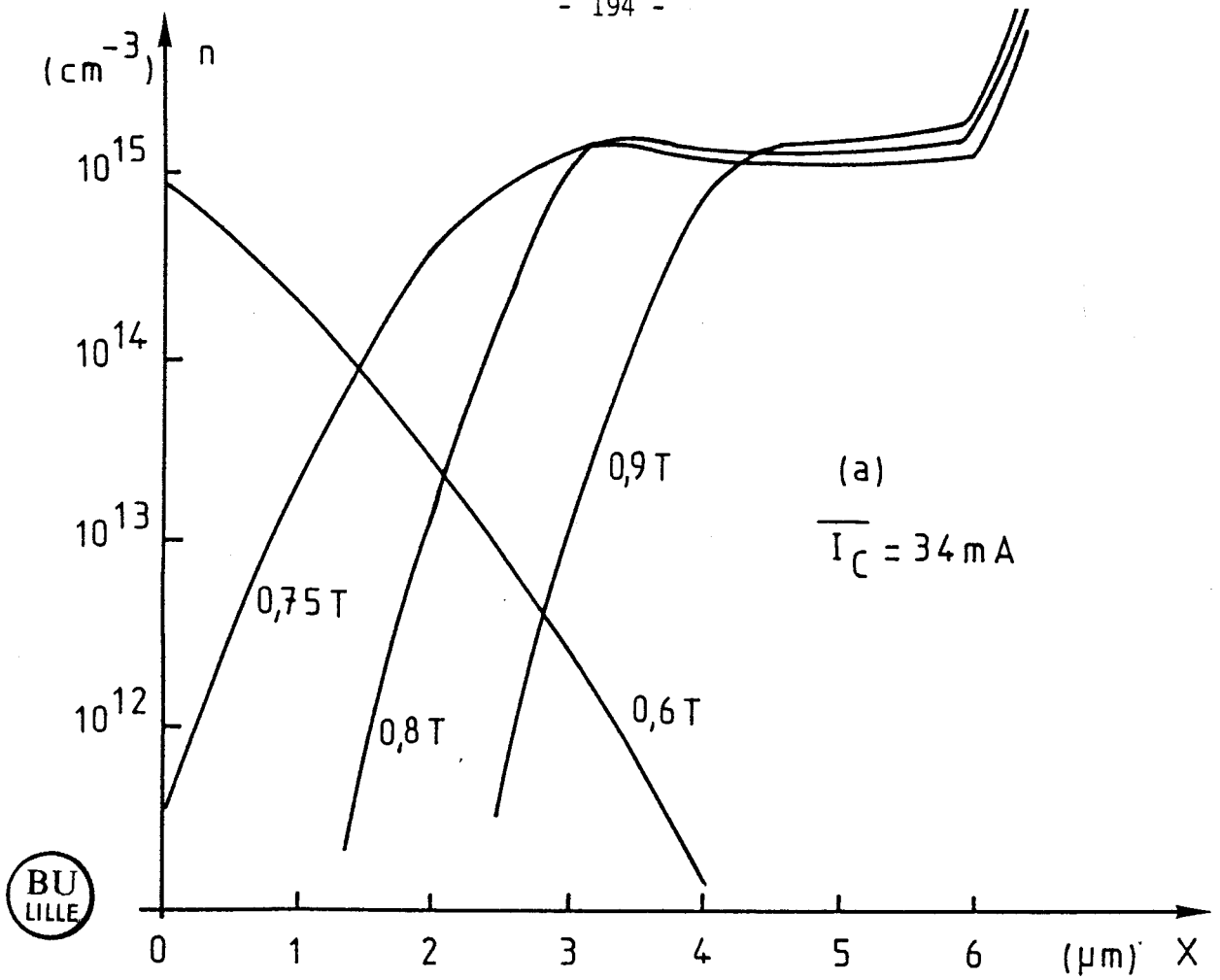


FIGURE III.8 : Répartition des porteurs mobiles dans la zone de collecteur à profil "plat".

à l'entrée du collecteur. Ce phénomène devient significatif à partir d'un courant moyen injecté de l'ordre de 100 mA (figure III.7.c).

III.3.1.2. Répartition des porteurs mobiles

A partir des profils de champ électrique, on calcule facilement la répartition des porteurs mobiles dans toute la région de collecteur. Nous avons représentés sur la figure III.8, cette répartition de porteurs à différents instants, pour deux amplitudes différentes du courant collecteur. D'une part la figure III.8.a montre le cas d'une injection faible ($\bar{I}_C = 34 \text{ mA}$) et d'autre part la figure III.8.b montre une injection plus élevée ($\bar{I}_C = 102 \text{ mA}$).

On observe successivement, de l'instant 0,6 T à l'instant 0,75 T, d'abord l'injection des porteurs pendant la durée de l'impulsion de courant, puis leur évacuation progressive en direction de la sortie du collecteur. La comparaison des deux cas d'injection montre que les porteurs mobiles sont difficilement évacués lorsque le courant est le plus élevé. L'explication de cette lenteur réside dans le fait que le champ électrique devient très faible dans cette zone du collecteur et qu'il en est de même pour la vitesse de déplacement des porteurs.

III.3.1.3. Courant particulaire extérieur

Ces variations temporelles de la répartition des porteurs mobiles en fonction de l'amplitude du courant injecté, entraînent des formes très différentes de l'impulsion de courant particulaire induit à l'extrémité de la région de collecteur comme le montre la figure III.9 pour chacun des cas

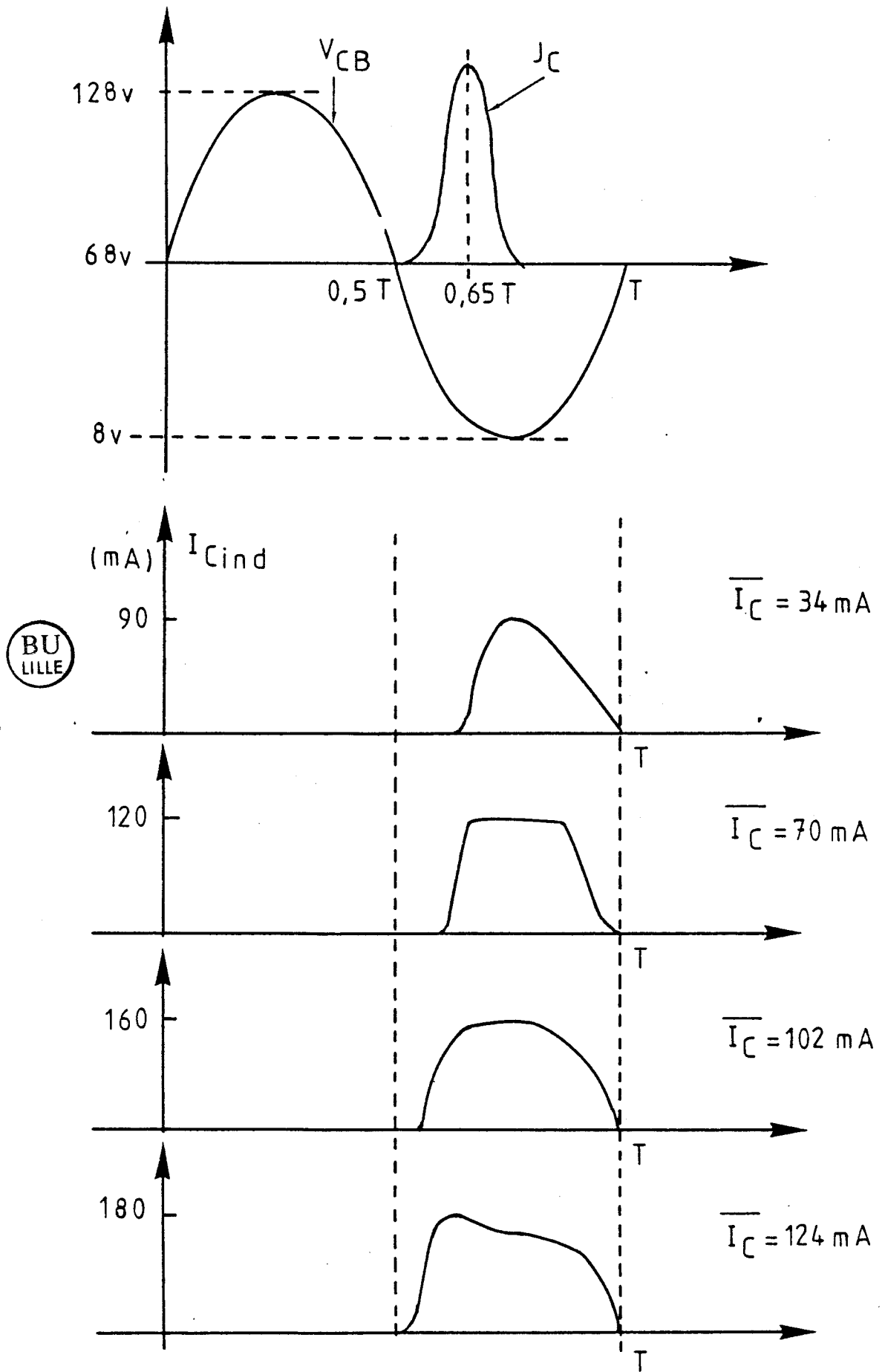


FIGURE III.9 : Evolution temporelle du courant induit en fonction de l'amplitude du courant injecté, pour la structure à profil "plat".

étudiés. On observe que l'impulsion de courant collecteur extérieur ainsi obtenu a une durée inférieure à une demi période du signal lorsque la composante fondamentale de la tension collecteur base V_{CB} est négative, conformément aux hypothèses.

Les différentes formes de courant observées, sont dues à l'évolution importante du champ électrique dans la région de collecteur en fonction de l'amplitude du courant injecté et à la réaction de charge d'espace croissante.

Nous avons simulé dans les mêmes conditions, la structure ayant un profil de dopage "Hi Lo" dont nous donnons maintenant les résultats.

III.3.2. RESULTATS OBTENUS POUR LE PROFIL DE DOPAGE "Hi Lo"

Les amplitudes de la composante continue et de la composante fondamentale de la tension collecteur base $V_{CB}(t)$ sont les mêmes que dans le cas du profil "plat". Elles sont prises respectivement égales à 68 V et à 60 V. L'impulsion de courant particulière est injecté en moyenne à l'instant $t = 0,65 T$ comme le montre la figure III.10. Nous présentons tout d'abord les profils de champ électrique à différents instants pendant la durée de l'impulsion du courant injecté, pour différentes amplitudes de celle-ci.

III.3.2.1. Profil du champ électrique

Les évolutions du champ électrique sont représentées sur les figures III.11.a.b.c, pour différentes valeurs du courant injecté. On constate que, comme prévu, le champ électrique en tête du collecteur ne s'annule pas, à cause de la zone "Hi", ce qui est un comportement fondamentalement différent de celui observé pour la structure à profil "plat".

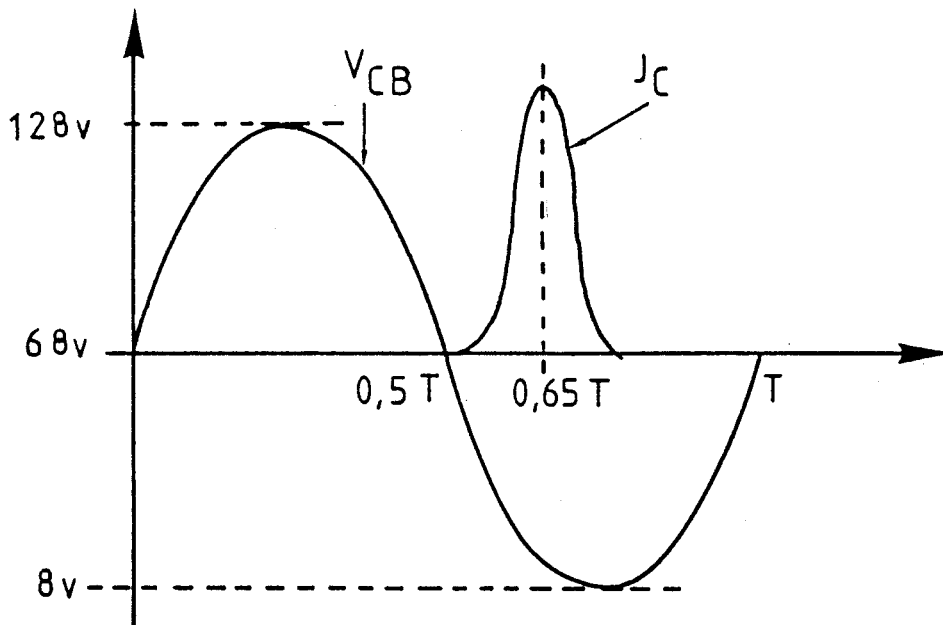


FIGURE III.10 : Evolution temporelle de la tension collecteur base et du courant collecteur.

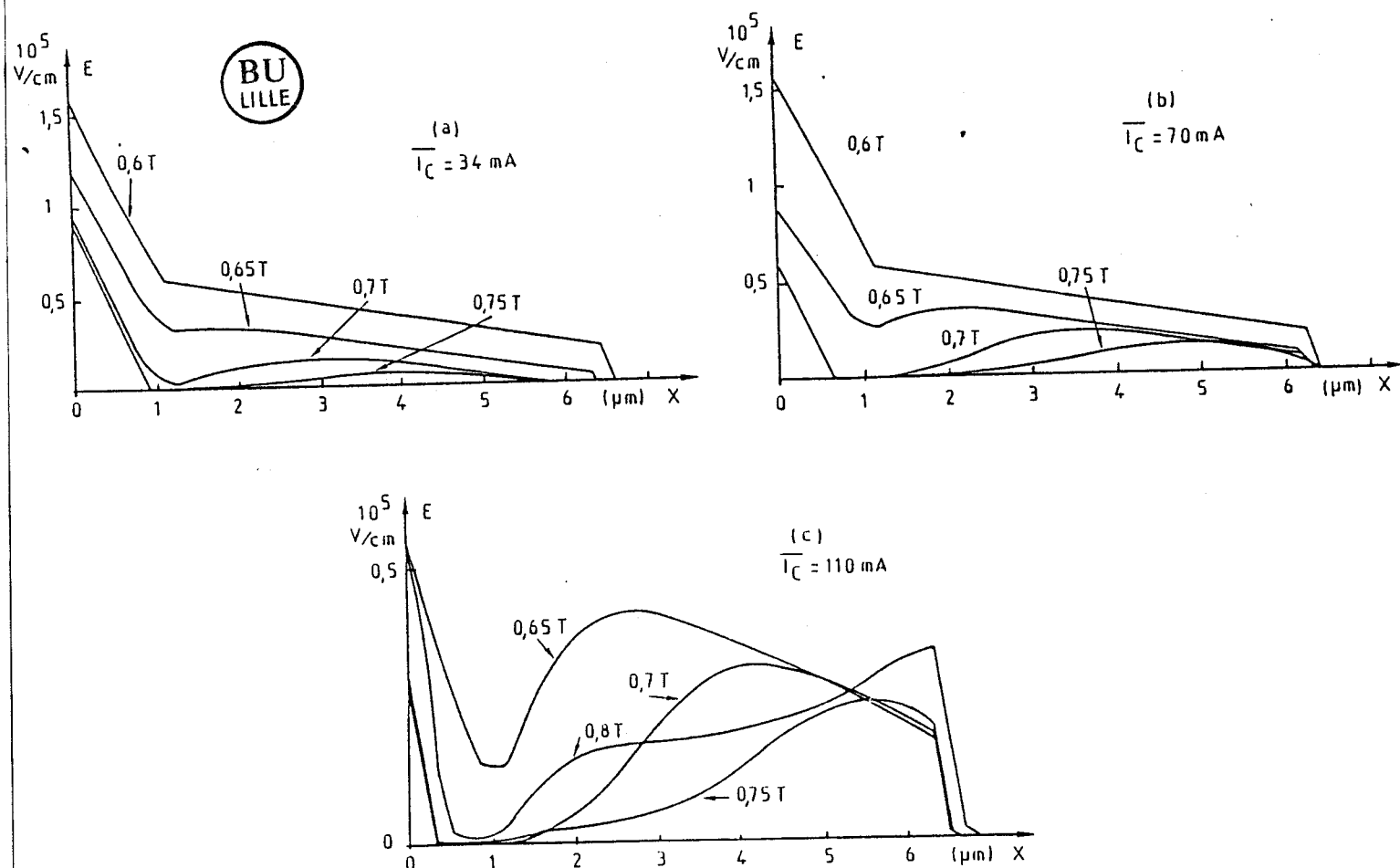


FIGURE III.11 : Profil de champ électrique dans le collecteur à profil "Hi-Lo", pour plusieurs niveaux de courant collecteur \bar{I}_C .

Cependant, si le phénomène d'élargissement de la base apparaît plus tardivement, un élément imprévu vient contrarier l'effet à priori bénéfique que semblait devoir procurer la présence de la zone "Hi" en tête de collecteur.

On observe en effet que pour une amplitude importante de courant injecté, le champ électrique présente une zone d'annulation après la partie "Hi" du collecteur. A cette zone de champ électrique très faible, correspond une vitesse de déplacement des porteurs nécessairement faible entraînant leur stagnation dans le collecteur.

III.3.2.2. Répartition des porteurs mobiles



La répartition des porteurs mobiles dans le collecteur est représentée sur les figures III.12.a.b pour deux valeurs différentes du courant injecté. On observe encore nettement le déplacement des porteurs en fonction du temps dans le cas où le courant injecté est le plus faible (figure III.12.a). Par contre, pour un courant plus élevé, on observe effectivement la stagnation des porteurs aux instants 0,7 T et 0,75 T (figure III.12.b), c'est-à-dire lorsque le champ électrique devient très faible dans le collecteur (figure III.11.c).

A ces différences importantes de vitesse de déplacement des porteurs suivant la valeur du courant injecté, correspondent des formes d'impulsion très différentes pour le courant extérieur du collecteur.

III.3.2.3. Représentation des courants extérieurs

pour le profil "Hi Lo"

La figure III.13 donne l'allure de l'impulsion du courant collecteur

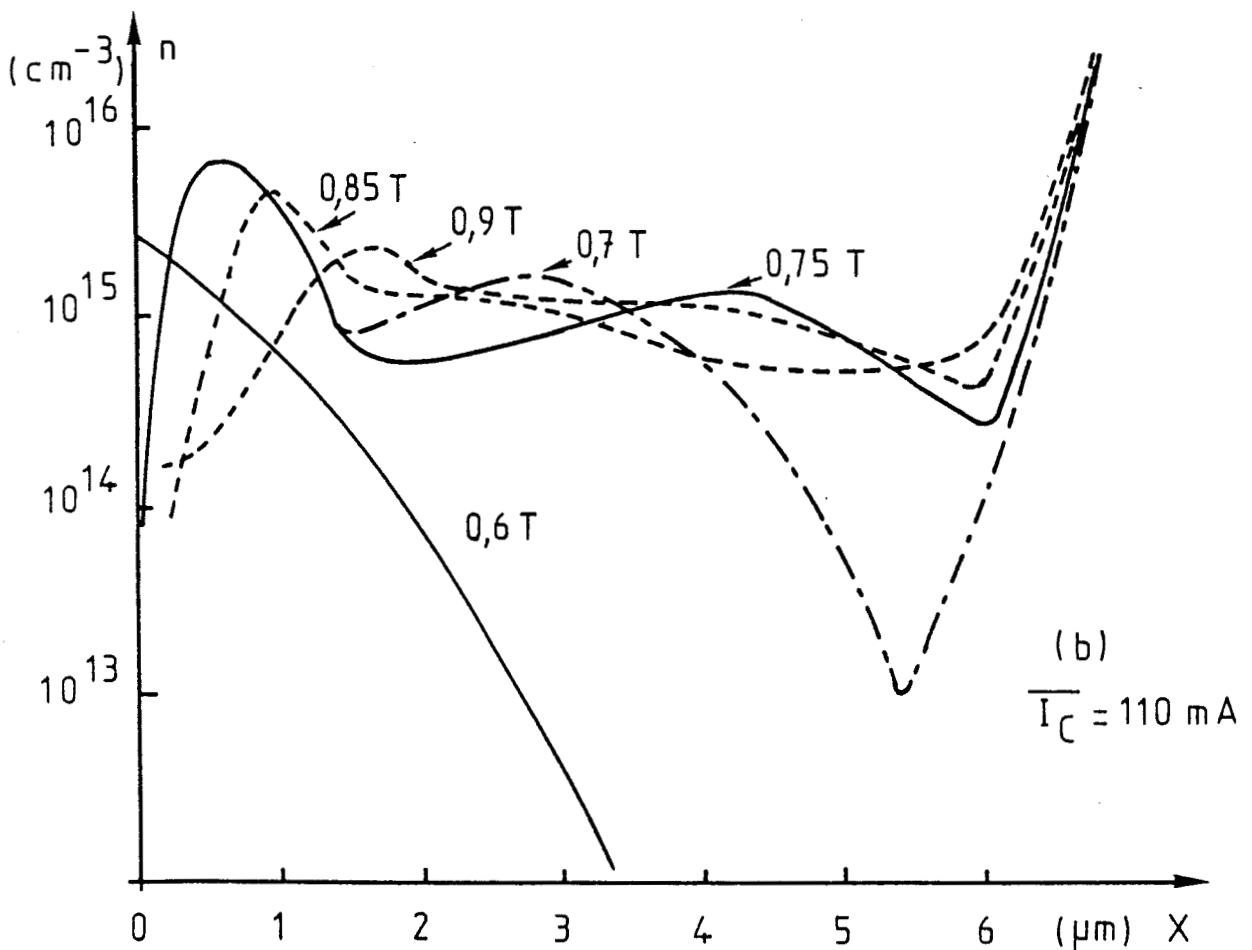
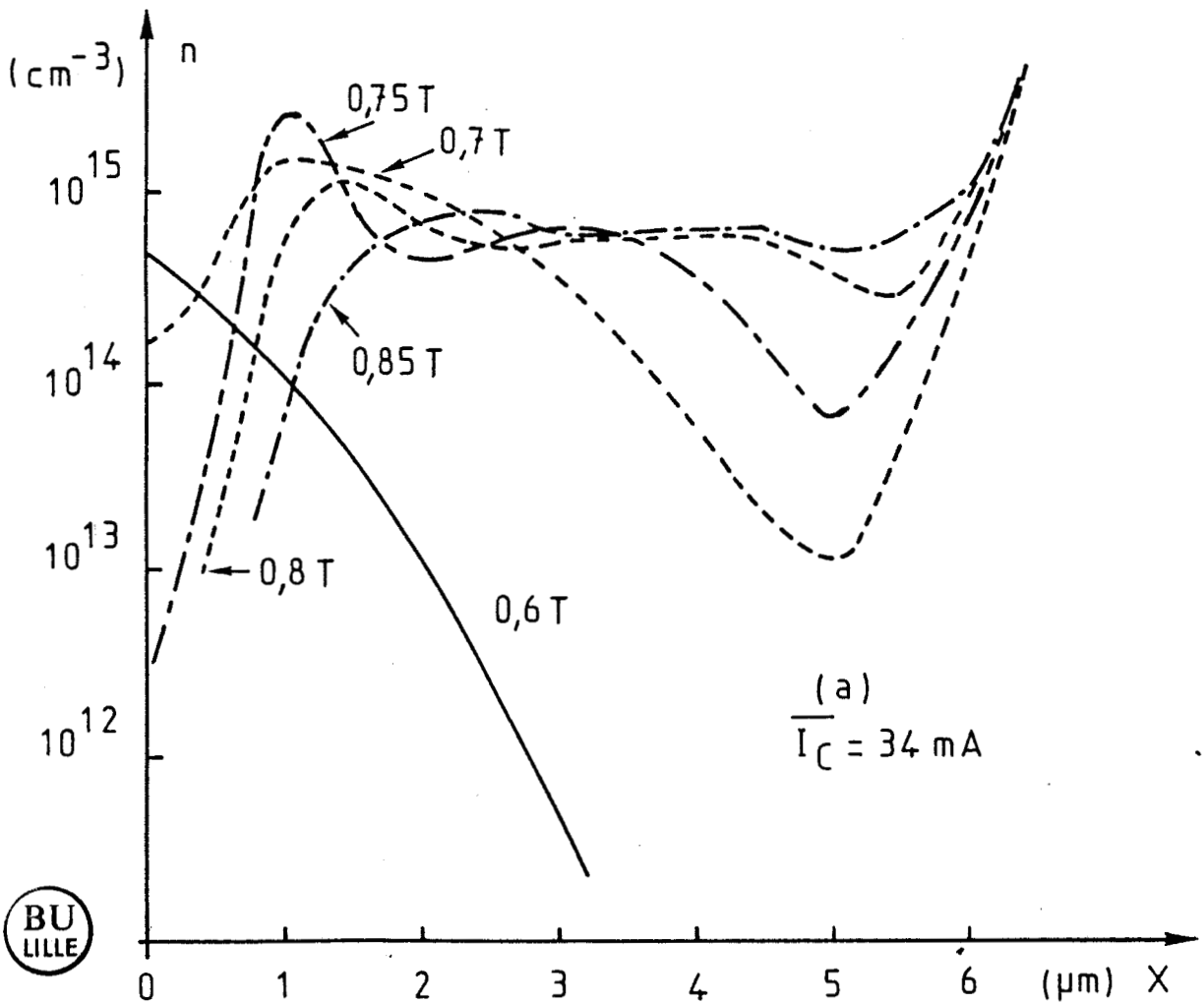


FIGURE III.12 : Répartition des porteurs mobiles dans le collecteur dont le profil de dopage est de type "Hi-Lo"

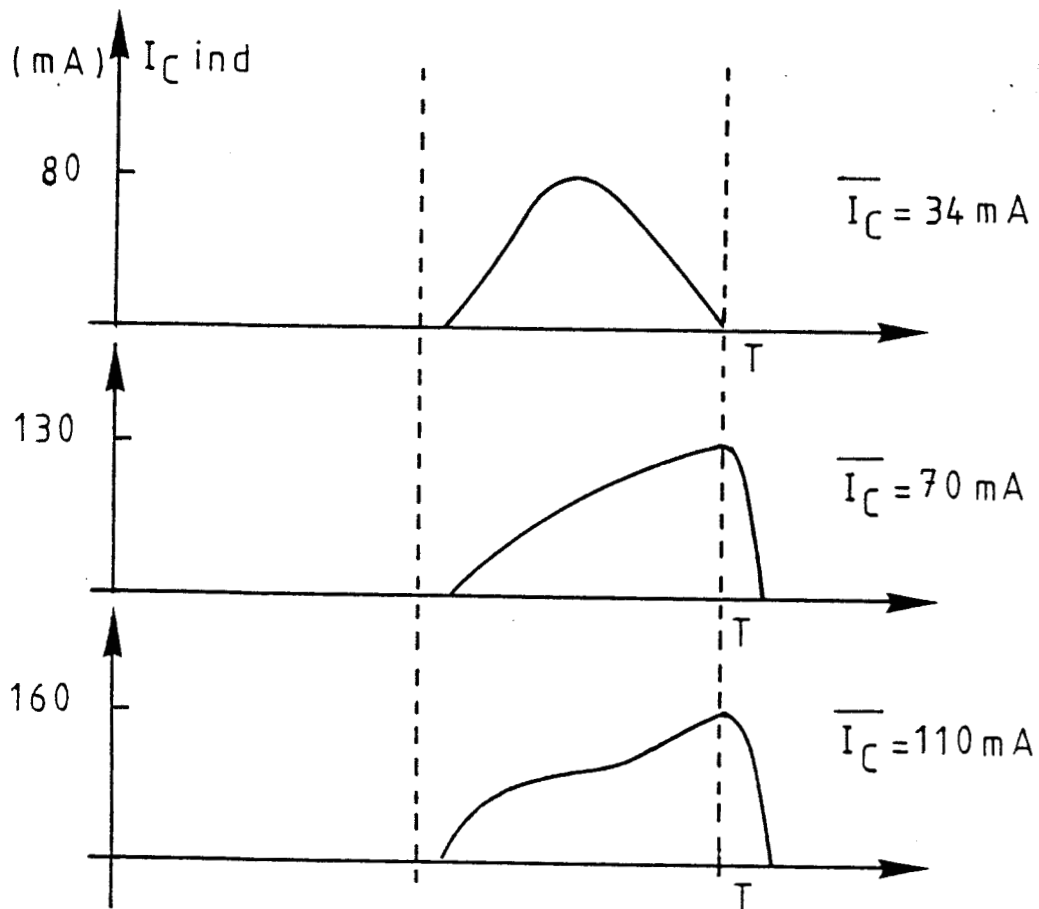
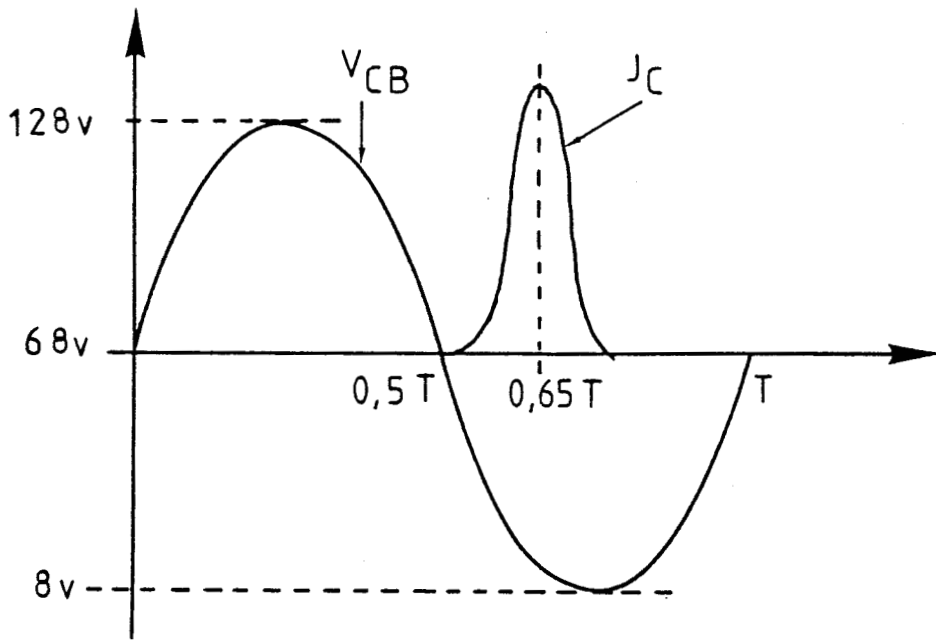


FIGURE III.13 : Evolution temporelle du courant collecteur induit, en fonction du niveau d'injection, pour la structure à profil "Hi=Lo"

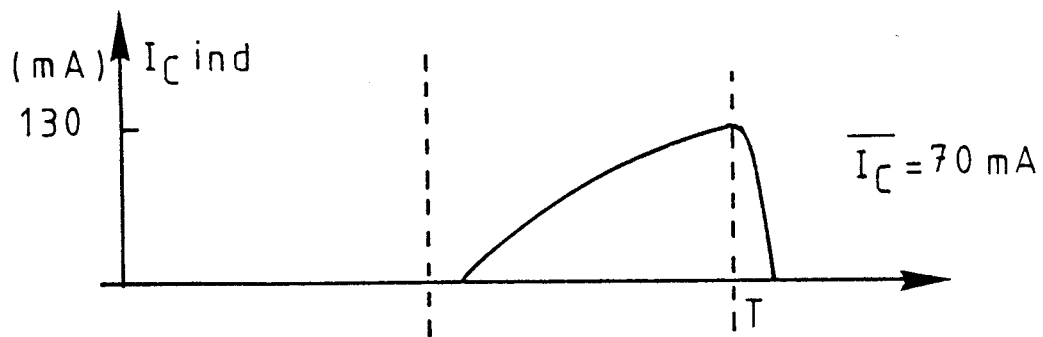
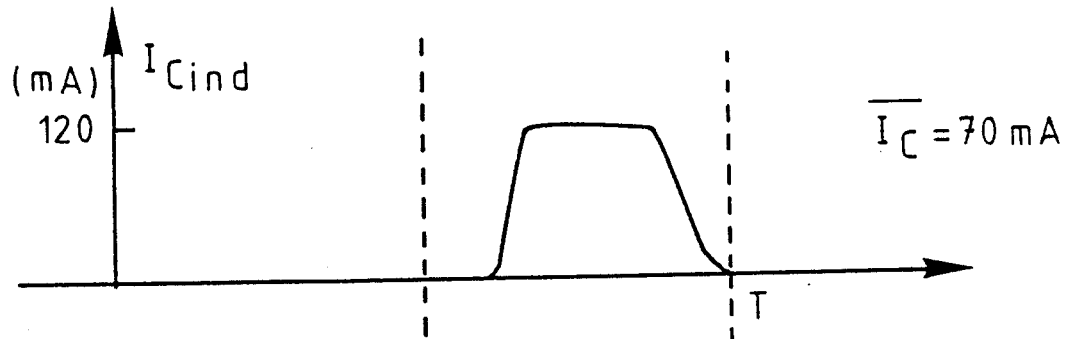


FIGURE III.14 : Comparaison des courants collecteur induits en régime classe C, pour un courant moyen $\overline{I_C} = 70 \text{ mA}$

- a) structure à profil "plat"
- b) structure à profil "Hi-Lo"

extérieur, par rapport à la tension sinusoïdale $V_{CB}(t)$ et à l'impulsion du courant injecté. La stagnation des porteurs dans le collecteur pour les valeurs élevées du courant injecté, retarde l'établissement du courant extérieur. On observe sur les figures III.13.b et c, un trainage déformant le créneau de courant extérieur. Cette déformation est défavorable pour obtenir une puissance de sortie optimale. En comparant les courants extérieurs obtenus pour les deux types de profil de dopage, pour une même valeur de courant moyen ($\bar{I}_C = 70 \text{ mA}$), on observe que celui correspondant à la structure "Hi Lo" a une allure nettement moins favorable, car il présente, dans les conditions optimales, une montée lente, telle que le maximum de son amplitude est atteint lorsque l'alternance négative de la tension $V_{CB}(t)$ se termine (Figure III.14). Nous avons calculé la puissance de sortie du transistor, dans chacun des cas simulés.

C'est l'évolution de cette puissance que nous avons choisie comme critère de comparaison entre la structure à profil "plat" et la structure à profil "Hi Lo".

III.3.3. COMPARAISON DES PUISSANCES DE SORTIE EN REGIME CLASSE C EN FONCTION DU PROFIL DE DOPAGE DU COLLECTEUR.

La puissance potentielle de sortie du transistor est calculée classiquement par la relation :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V_{CB}(t) I_{C \text{ ext}}(t) dt$$

où $V_{CB}(t)$ est la tension collecteur base et $I_{C \text{ ext}}(t)$ est le courant collecteur extérieur circulant dans la charge.

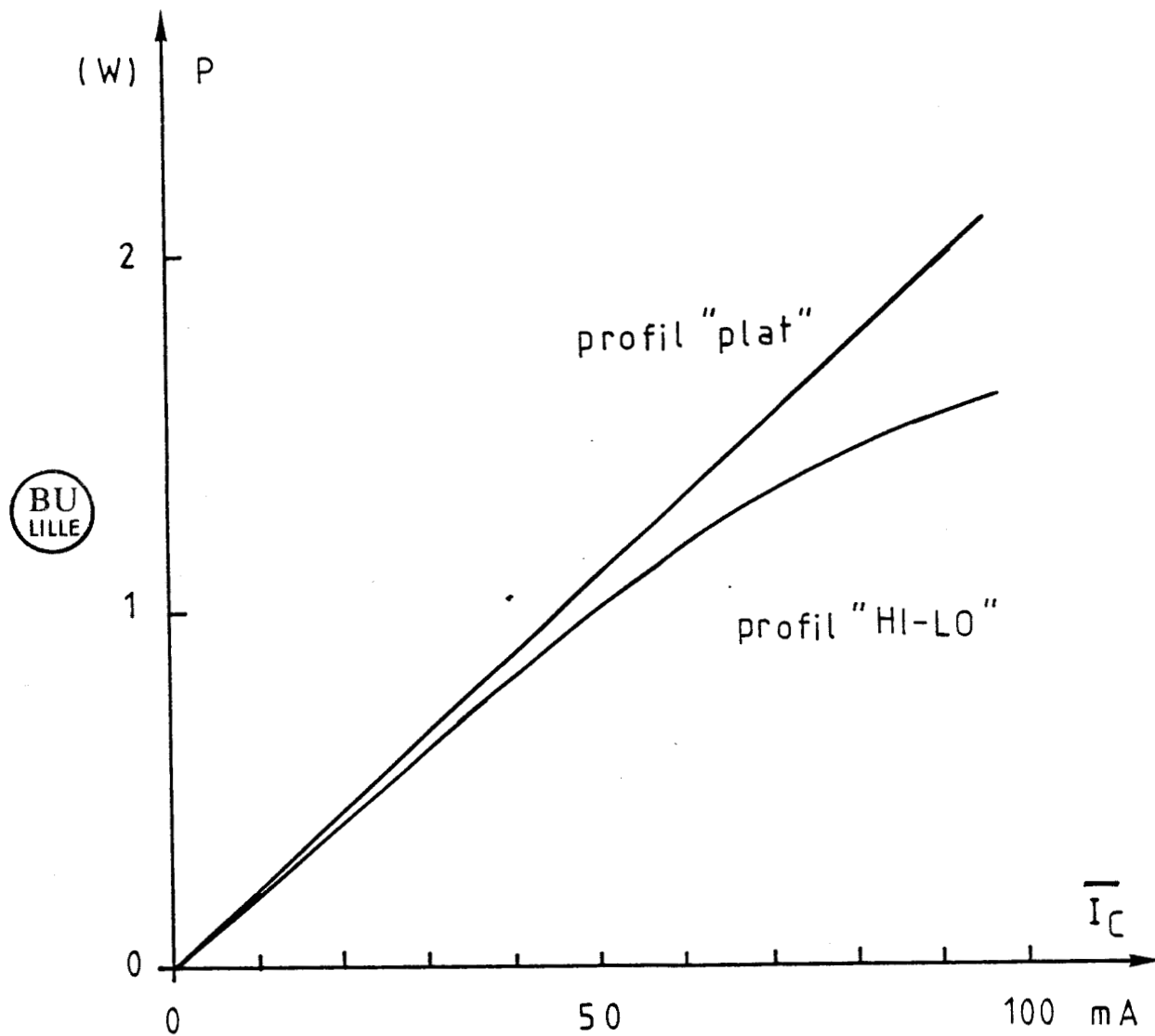


FIGURE III.15 : Comparaison de la puissance de sortie du transistor en fonction du courant moyen pour les deux types de profil de dopage de collecteur en régime classe C

La figure III.15 montre l'évolution de la puissance de sortie, en fonction du courant moyen, pour les deux structures simulées. Rappelons que la composante continue de la tension collecteur base est égale à 68 V et que la composante fondamentale est prise égale à 60 V dans tous les cas simulés.

La puissance délivrée par la structure ayant un profil de dopage "Hi Lo", reste toujours inférieure à celle obtenue avec l'autre structure à profil "plat". On constate qu'au delà d'une valeur de courant moyen de 70 mA, le comportement en puissance de la structure à profil "Hi Lo" diverge totalement de celui de la structure à profil "plat".

Comme nous l'avons montré, cette différence entre les performances des deux structures est due à la forme d'impulsion du courant extérieur qui ne présente pas une allure optimale. Rappelons que la déformation du courant collecteur dans le cas de la structure de type "Hi Lo" est la conséquence de l'évolution du champ électrique dans la région de collecteur, qui prend des valeurs très faibles entraînant ainsi la stagnation des porteurs mobiles.

Les résultats que nous avons obtenus montrent que cette structure n'apporte pas d'amélioration par rapport à celle à profil "plat", dans le cas d'un fonctionnement en régime classe C.

La cause principale de cet échec étant essentiellement liée à la réaction de charge d'espace produite par les porteurs mobiles immédiatement après la zone "Hi", on peut se demander s'il n'y aurait pas moyen d'atténuer celle-ci en utilisant un type d'injection moins brutal que celui de la classe C, par exemple avec une injection plus progressive de régime classe B. C'est ce que nous allons analyser dans le paragraphe suivant.

III.4. SIMULATION NUMERIQUE DU COLLECTEUR EN REGIME CLASSE B

COMPARAISON DES DEUX TYPES DE STRUCTURE

Les phénomènes en présence dans la région collecteur sont de même nature qu'en régime classe C, mais leurs évolutions au cours du temps différent car les porteurs mobiles sont injectés de manière plus modérée et pendant un temps plus long égal à une demi période de la tension $V_{CB}(t)$.

Dans la simulation effectuée pour ce régime classe B, nous avons, comme pour le régime classe C, toujours ajusté la position du maximum de l'injection par rapport à la composante sinusoïdale de la tension collecteur base V_{CB} , afin d'optimiser la puissance de sortie de la structure. Nous donnons maintenant les résultats ainsi obtenus pour les deux structures qui ont été utilisées précédemment dans l'étude du régime en classe C.

III.4.1. REPRESENTATION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LES STRUCTURES

Cette étude a été effectuée, comme dans le cas du régime classe C, en fonction de l'amplitude du courant injecté, jusqu'à l'apparition du phénomène d'élargissement de la base. A titre d'exemple significatif nous donnons la comparaison entre les deux structures pour la valeur du courant injecté \bar{I}_C de 70 mA, retenue comme une valeur limite précédemment en régime classe C.

III.4.1.1. Structure à profil de dopage "plat"

La figure III.16 a montré que le profil du champ électrique dans la région de collecteur est uniformisé par l'injection en régime classe B.

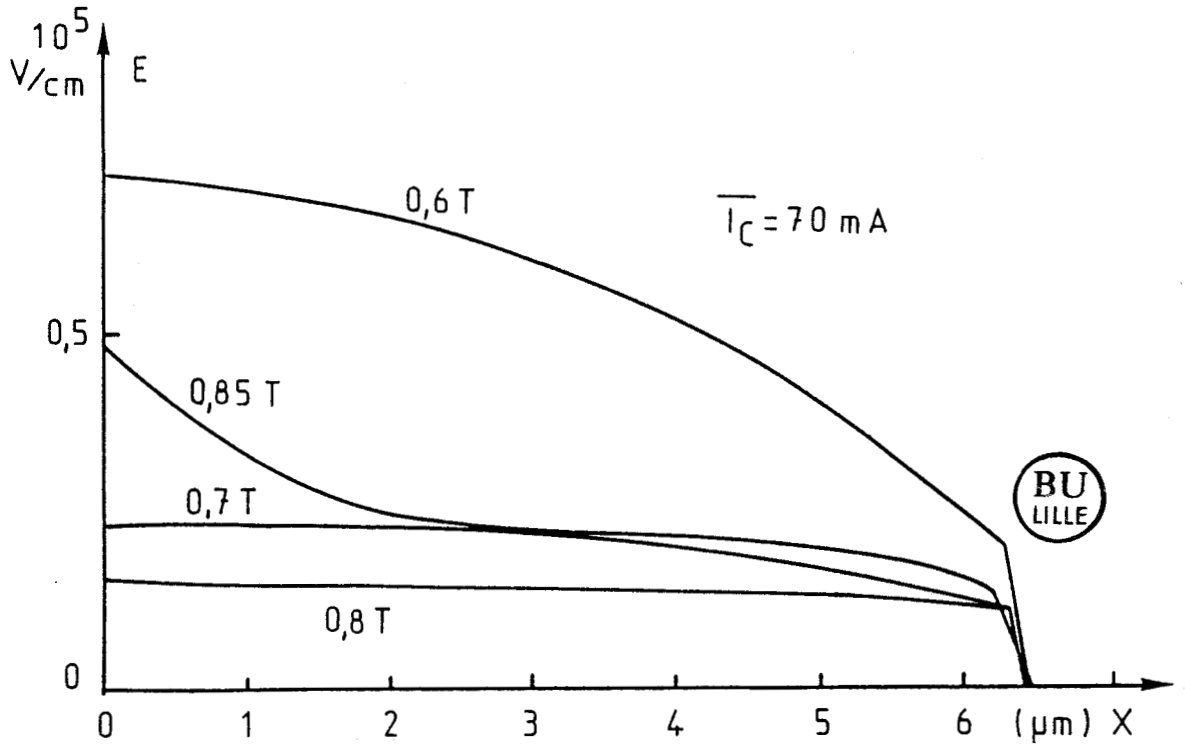


FIGURE III.16 (a) : Evolution du champ électrique dans le collecteur de la structure à profil "plat", en régime classe B

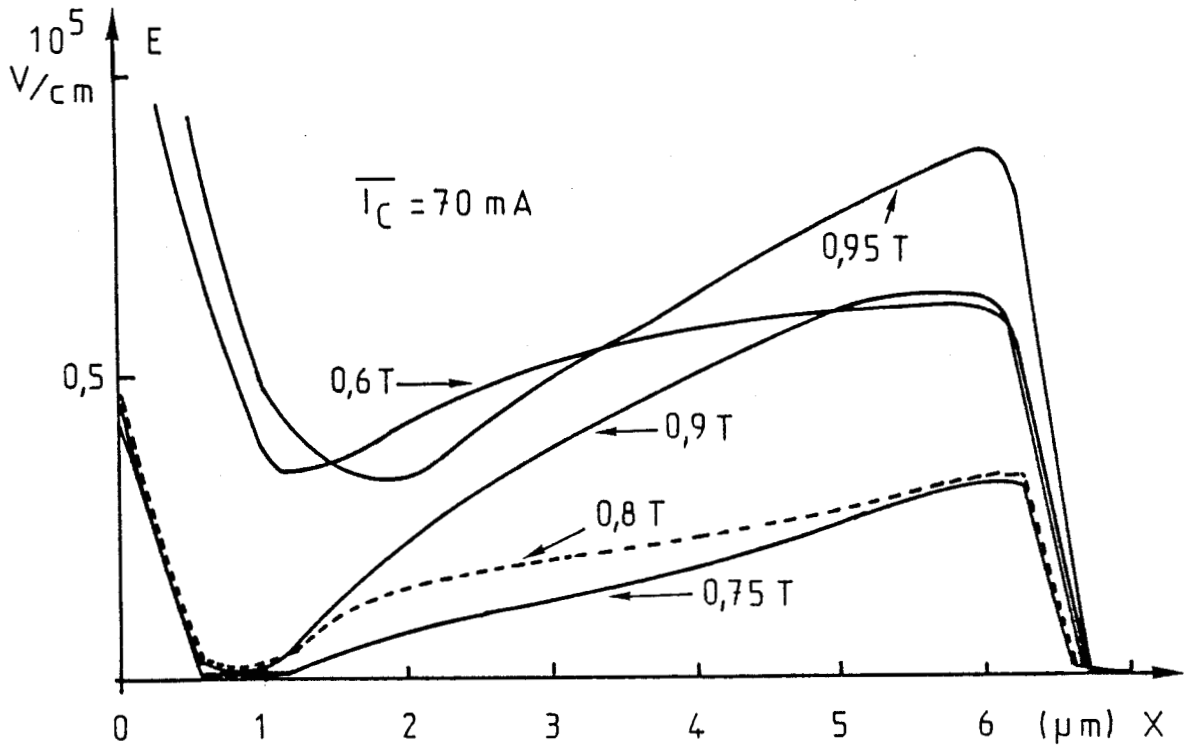


FIGURE III.16 (b) : Evolution du champ électrique dans le collecteur de la structure à profil "Hi-Lo", en régime classe B

Cette amélioration, par rapport au régime classe C, est à relier à la progressivité de l'injection qui atténue la réaction de charge d'espace due aux porteurs mobiles. Le champ électrique conserve à tout instant de la période, une valeur suffisante pour que les porteurs se déplacent pratiquement à la vitesse de saturation, ce qui n'était pas le cas en régime classe C. Il en résulte, comme le montre la figure III.16.b que le courant collecteur extérieur a une allure plus favorable et peut fournir une puissance de sortie plus élevée qu'en régime classe C.

III.4.1.2. Structure à profil de dopage "Hi Lo"

Comme dans le cas du profil "plat", l'injection en régime classe B procure une amélioration, par rapport à la classe C, de l'évolution temporelle du champ électrique dans le collecteur (figure III.16.b). Bien que le champ électrique présente toujours un minimum immédiatement après la zone "Hi", celui-ci a une importance moindre : il s'étend moins dans le collecteur et pendant une durée plus limitée. L'effet de cette amélioration sur les porteurs mobiles est nettement visible sur la forme du courant collecteur extérieur (figure III.17.c). La puissance de sortie, comme pour le profil "plat", doit donc être améliorée. Cependant un certain trainage du courant, lors de son établissement, existe encore, ne permettant pas d'avoir la forme idéale obtenue avec le profil "plat", ce qui laisse pressentir que les performances en puissance de la structure à profil "Hi Lo" resteront inférieures à celles de la structure à profil "plat".

III.4.2. Comparaison des performances en puissance en régime classe B

Les évolutions des puissances en fonction du courant collecteur moyen

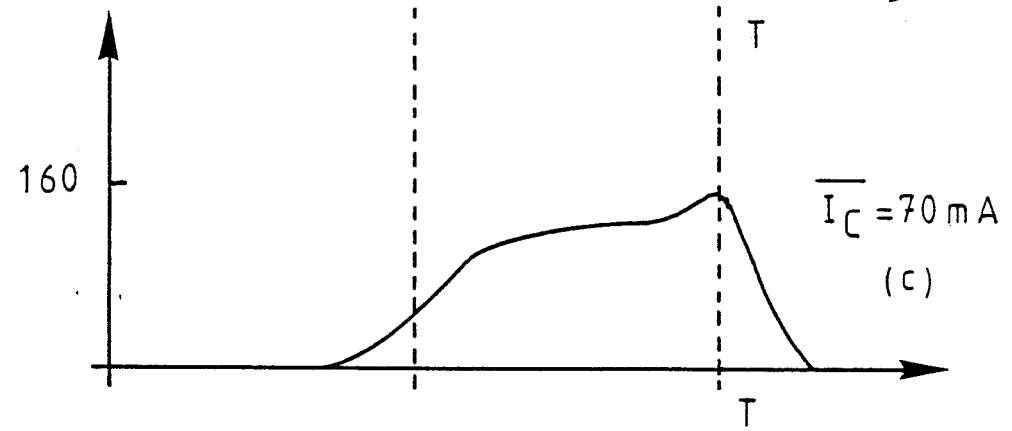
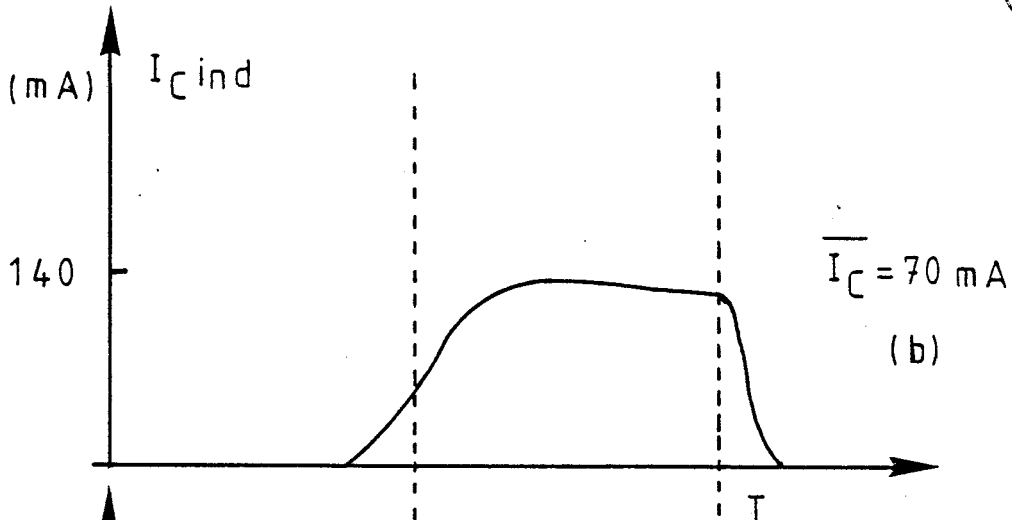
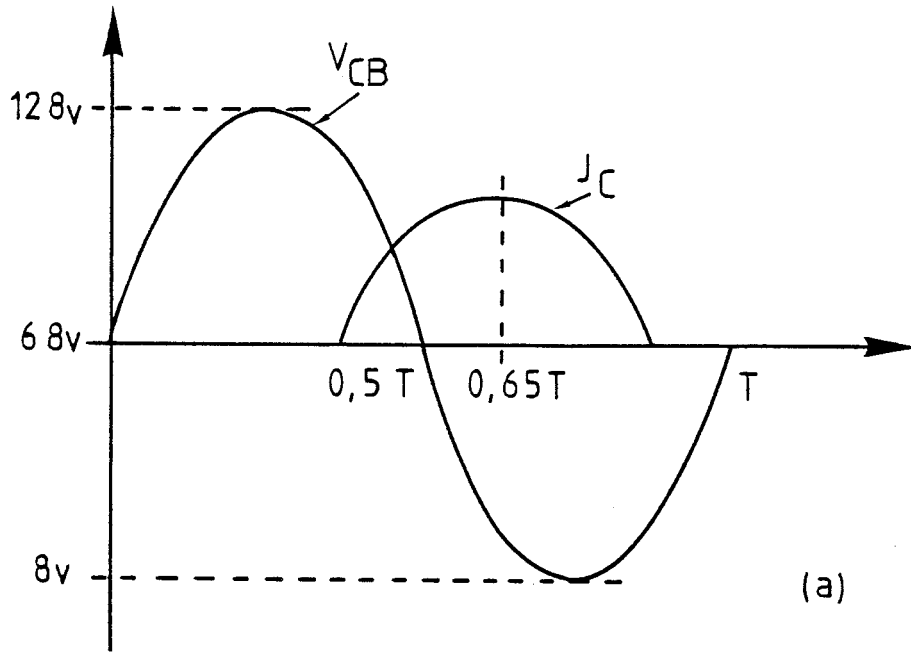


FIGURE III.17 : Evolution temporelle de la tension collecteur base et des courants collecteur en régime classe B

- b) courant induit dans le cas de la structure à profil "plat"
- c) courant induit dans le cas de la structure à profil "Hi-Lo"

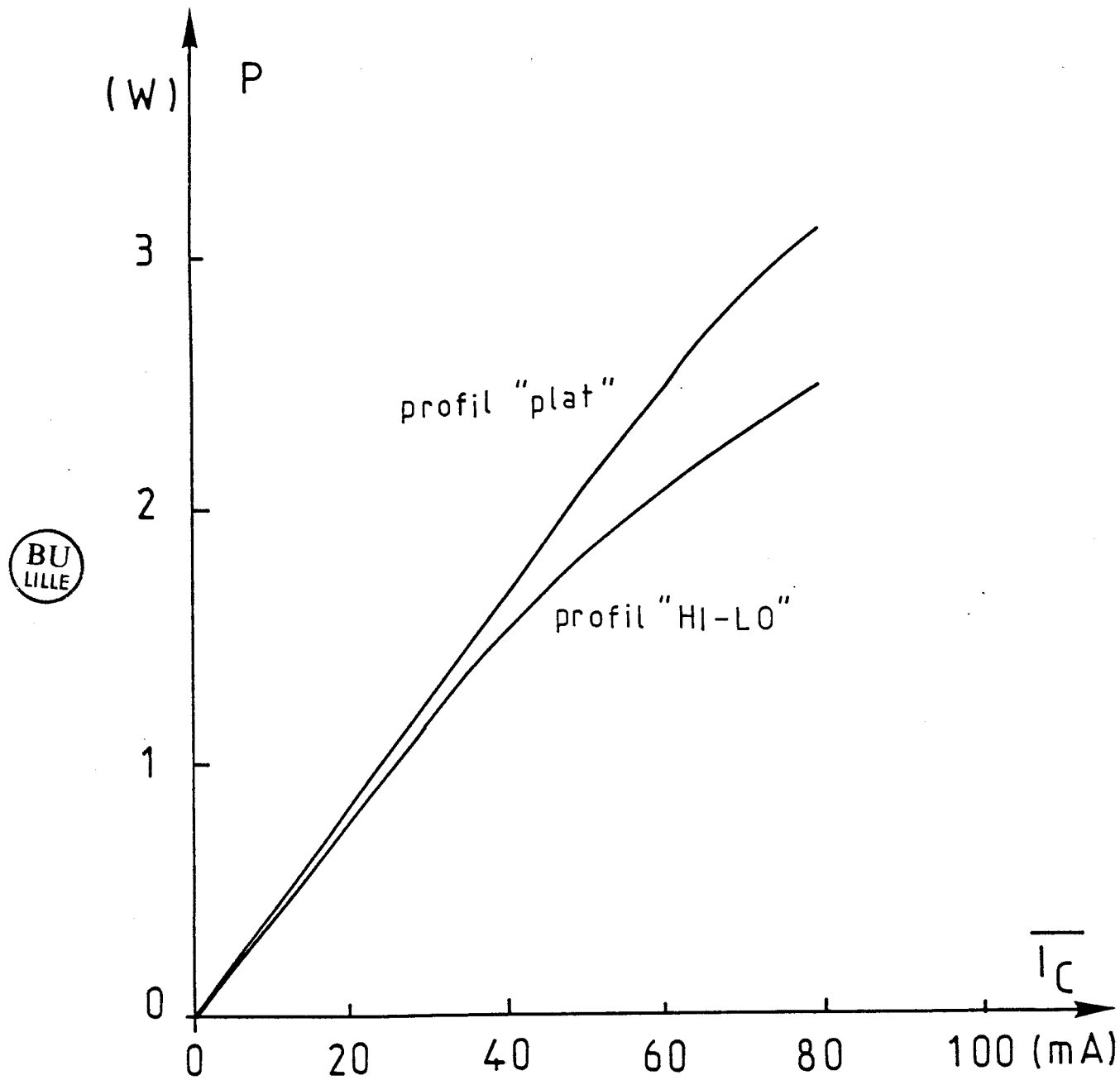


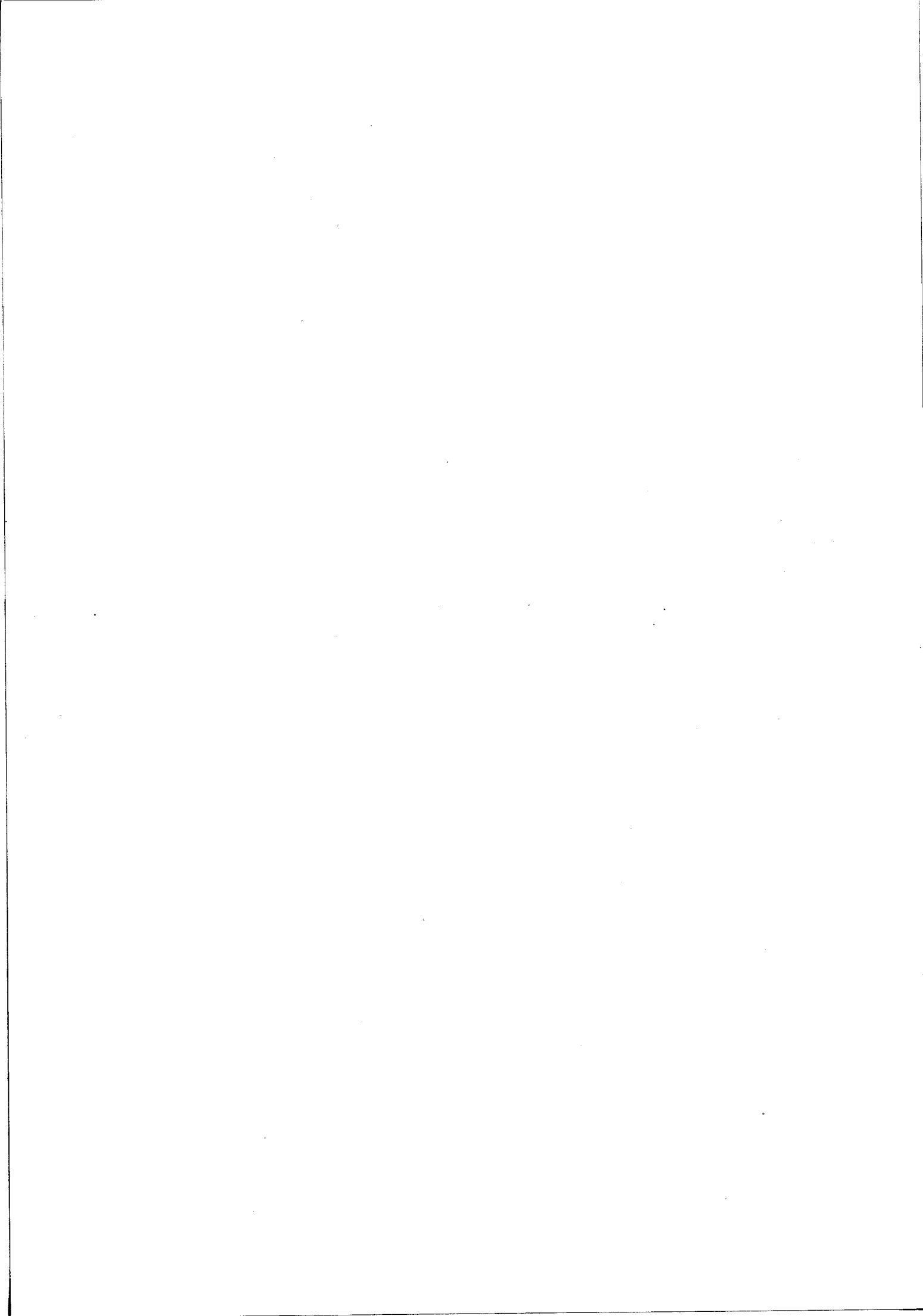
FIGURE III.18 : Comparaison de la puissance de sortie du transistor, en fonction du courant moyen, pour les deux types de profil de dopage de collecteur en régime classe B

en régime classe B, sont reportés sur la figure III.18 pour les deux types de structures. On obtient des résultats sensiblement identiques dans les deux cas, tant que le courant moyen reste inférieur à une valeur de l'ordre de 40 mA. Par contre à niveau d'injection plus grand, la structure à profil "Hi Lo" donne des puissances de sortie plus faibles.

Comme cela était prévisible, le trainage du courant constitue un handicap majeur.

Remarquons que, dans cette simulation, nous n'avons pas tenu compte de la base du transistor dont le comportement peut modifier les phénomènes observés dans le collecteur, lorsque le champ électrique devient très faible à l'entrée de celui-ci. C'est pourquoi nous avons limité l'excursion du courant moyen à environ 80 mA, valeur n'entraînant pas encore d'élargissement de base et assurant la validité de la simulation.

Pour ce courant, la puissance de sortie est de 2,5 W pour la structure à profil "Hi Lo" et de 3,1 W pour la structure à profil "plat". Pour le même courant moyen, en régime classe C, on avait respectivement 1,4 W et 1,8 W, c'est à dire une puissance environ moitié moindre.



CONCLUSION

=====

L'objectif de l'étude que nous venons de présenter était de voir si un profil de dopage de collecteur de type "Hi Lo" pourrait éventuellement apporter une solution au problème de l'élargissement de base qui dans les collecteurs de type classique, à profil de dopage "plat", constitue une limitation fondamentale aux fonctionnements à courant élevé.

Une première approche uniquement expérimentale, consistant à relever la fréquence de coupure du gain en courant petit signal α , en fonction de la valeur du courant de polarisation statique, a montré une meilleure tenue en fréquence du transistor ayant un profil de dopage de collecteur de type "Hi Lo", à courant de polarisation élevé, par rapport au transistor ayant un profil de dopage " plat", ce qui semblait indiquer que l'idée d'utiliser un profil de type "Hi Lo" pour retarder l'apparition du phénomène d'élargissement de base pourrait effectivement présenter un intérêt.

Ce résultat encourageant nous a conduit à poursuivre nos investigations sur le plan théorique avec une simulation numérique spécialement mise au point pour analyser le fonctionnement dynamique complet du collecteur en régime d'amplification classe C ou classe B.

Cette simulation, tenant compte de la diffusion, de la dépendance de la vitesse de déplacement des porteurs par rapport au temps et de la localisation dans le collecteur, nous a permis de décrire avec rigueur le comportement au cours d'une période HF, du champ électrique, des porteurs mobiles, du courant collecteur extérieur et de déterminer les performances en puissance de la structure.

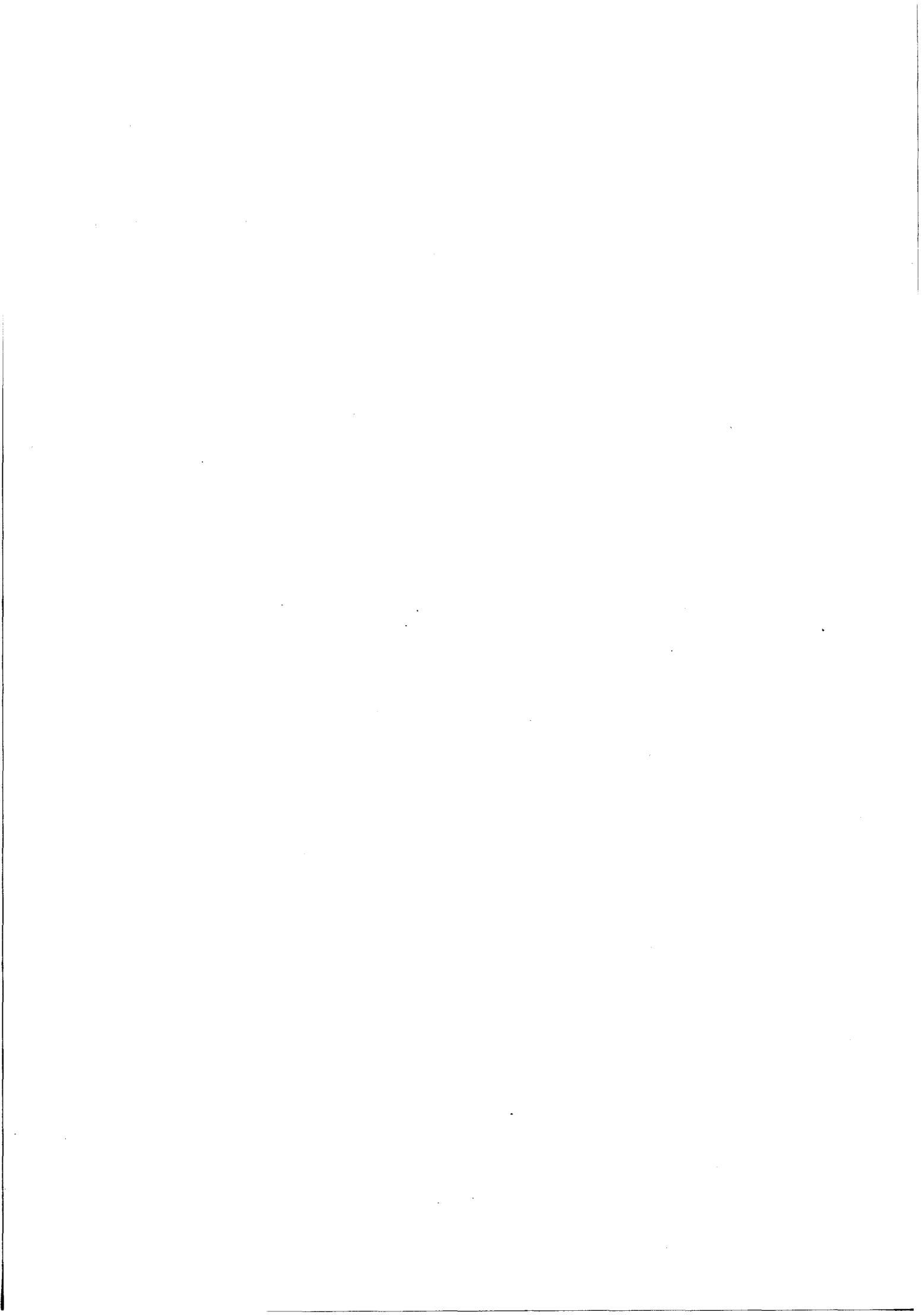
Les résultats que nous avons obtenus dans le cas du profil "Hi Lo" sont restés inférieurs à ceux du profil "plat", aussi bien en régime classe C qu'en régime classe B.

Les performances en puissance sont comparables pour les deux types de profil lorsque le niveau d'injection du courant particulaire est faible, mais dès que le niveau augmente, on observe une infériorité croissante du profil "Hi Lo". Nous avons relié la diminution de puissance, observée pour le profil "Hi Lo", au fait qu'une zone de stagnation des porteurs mobiles apparaît dans le collecteur après la zone "Hi", lorsque la tension collecteur base instantanée $V_{CB}(t)$ est proche de sa valeur minimale. A courant élevé une intense réaction de charge d'espace crée une quasi annulation du champ électrique au pied de la zone "Hi" dont résulte une sorte de piégeage des porteurs. Cette accumulation de porteurs mobiles entraîne une déformation du courant collecteur induit qui ne se présente plus comme un créneau idéal de courant coïncidant exactement avec l'alternance négative de la tension collecteur base.

Le fonctionnement en régime classe B, grâce à la progressivité de son injection dans le collecteur, permet d'éviter une réaction de charge d'espace trop violente et donne une puissance de sortie supérieure au régime classe C. Mais les performances de la structure à profil "Hi Lo" demeurent malgré tout

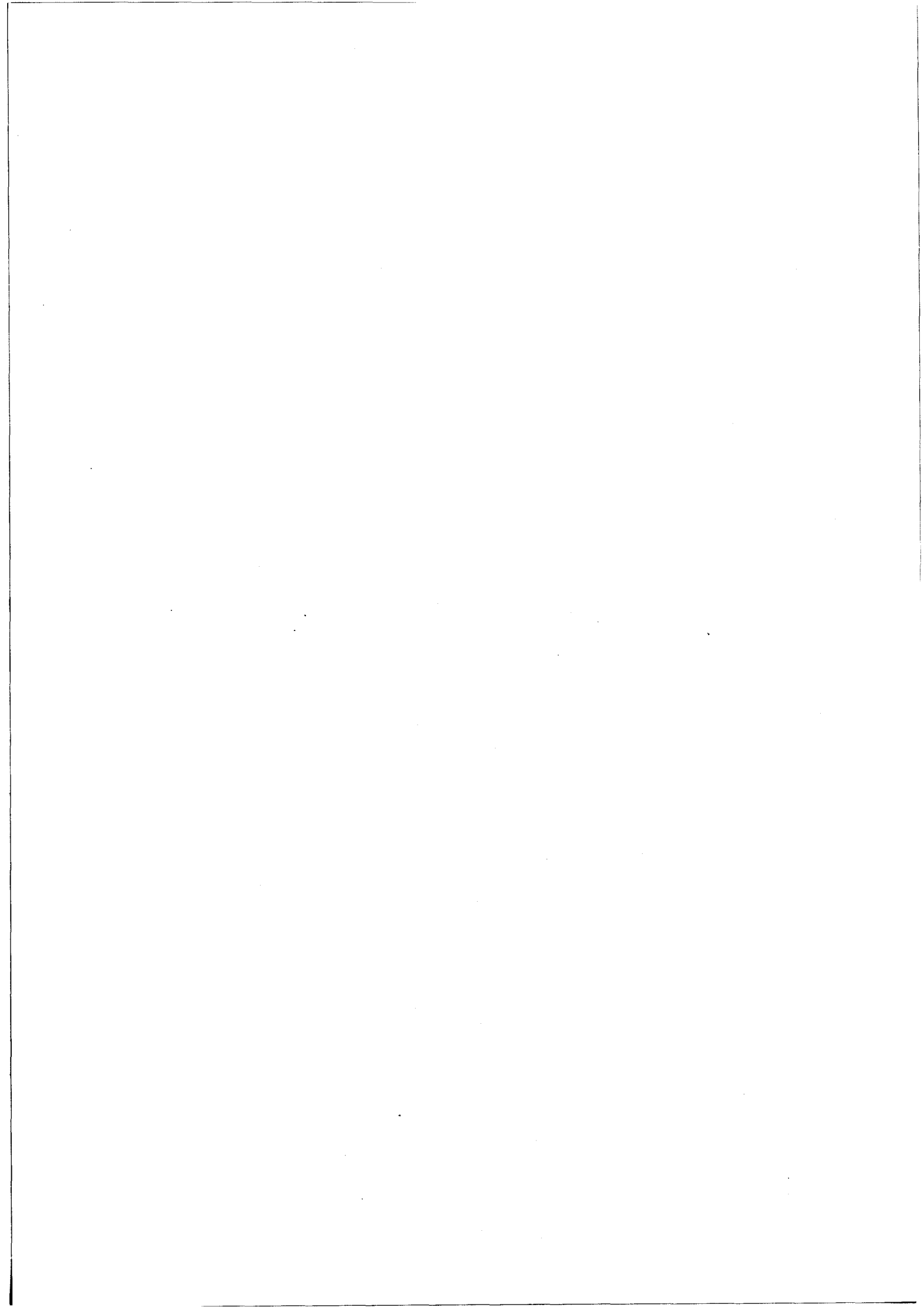
inférieures à celles du profil "plat", aussi bien en classe B qu'en classe C.

Quelques réserves doivent être faites cependant, concernant les conclusions apportées par notre simulation car celle-ci ne traitant que le collecteur seul, il est possible que la supériorité trouvée pour le profil "plat" soit légèrement amoindrie par la zone de base qui subit nécessairement à courant élevé un élargissement dans le collecteur altérant le transit des porteurs. Ce n'est pas le cas du profil "Hi Lo" pour lequel la longueur électrique de base reste bloquée par la zone "Hi". Seule une simulation prenant en compte simultanément tous les phénomènes dans la base et dans le collecteur permettrait de traiter complètement le problème. Malgré cette insuffisance et malgré la réponse plutôt négative apportée à la question posée concernant l'intérêt potentiel d'un profil "Hi Lo" de collecteur, la simulation que nous avons mise au point, a permis de mieux comprendre le comportement, en régime dynamique, des porteurs dans la zone désertée de collecteur et présente un intérêt certain en tant qu'outil éventuel d'optimisation des transistors bipolaires de puissance des nouvelles générations, notamment les transistors à hétérojonction GaAlAs/GaAs.



BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIÈME PARTIE

- [1] C.T. KIRK
"A theory of transistor cut off frequency (f_T) fall off at high current densities"
IRE ED., Vol. ED9, March, 1962.
- [2] M. LEFEBVRE
"Transistor à avalanche contrôlée et temps de transit (C.A.T.T.) Analyse physique et limitations fondamentales."
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1981.
- [3] F. LOZES DUPUY
"Contribution à l'étude des effets d'élargissement de base dans les transistors bipolaires"
Thèse de 3ème cycle, Toulouse, 1975.
- [4] M. BONIS, Y. CROSNIER, M. GERARD, M. LEFEBVRE, G. SALMER
"Etude d'un transistor hyperfréquence en silicium à avalanche contrôlée et temps de transit C.A.T.T."
Compte rendu contrat DRET 77 34 104
- [5] E.J. RYDER
Physical Review. 90, 766 (1953)
- [6] J. CARROLL
"Hot electron microwave generators", p. 281.
E. Arnold Ltd London, 1970
- [7] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1979
- [8] J. PRIBETICH
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche".
Thèse 3ème cycle, Lille, 1971.
-



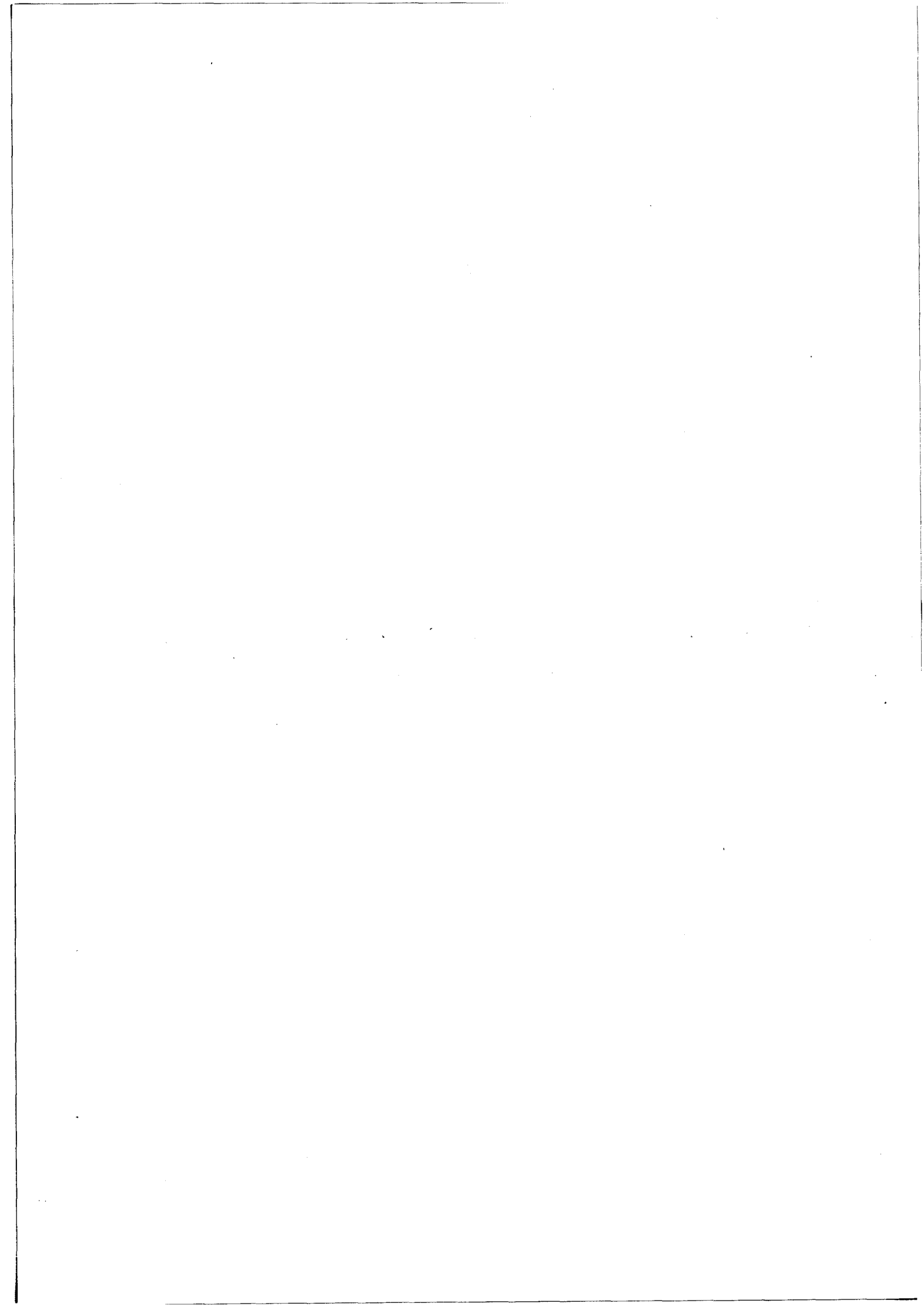
3ème PARTIE

ANALYSE DE LA DEFOCALISATION DANS LES TRANSISTORS BIPOLAIRES

EN FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE CLASSE C.

APPLICATION AUX TRANSISTORS A HOMOJONCTION AU SILICIUM

ET HETEROJONCTION GaAlAs/GaAs



INTRODUCTION



Le courant base circulant transversalement dans un transistor bipolaire plan, crée une chute de tension tout au long de la zone de base, en raison de la résistivité et de la faible épaisseur de celle-ci. La polarisation effective de la jonction émetteur base n'est plus uniforme et la densité de courant émetteur varie fortement du bord au centre de l'émetteur : lorsque le courant est concentré au bord de la zone d'émetteur c'est la défocalisation ; par contre, lorsque le courant est concentré au centre de l'émetteur, c'est la focalisation.

La défocalisation a constitué pendant longtemps une limitation dans l'utilisation des transistors bipolaires en polarisation classe A. Les progrès de leurs technologies ont permis, ces dernières années, de reculer cette limitation [1], assurant à ce composant une utilisation de choix dans les applications en amplification linéaire de puissance jusqu'à 4 GHz, malgré la concurrence croissante des transistors de puissance à effet de champ GaAs. Pour les très fortes puissances, où les problèmes de rendement sont à considérer, les transistors bipolaires, grâce à la possibilité de fonctionnement en classe B ou C, constituent,

à quelques gigahertz, la meilleure solution.

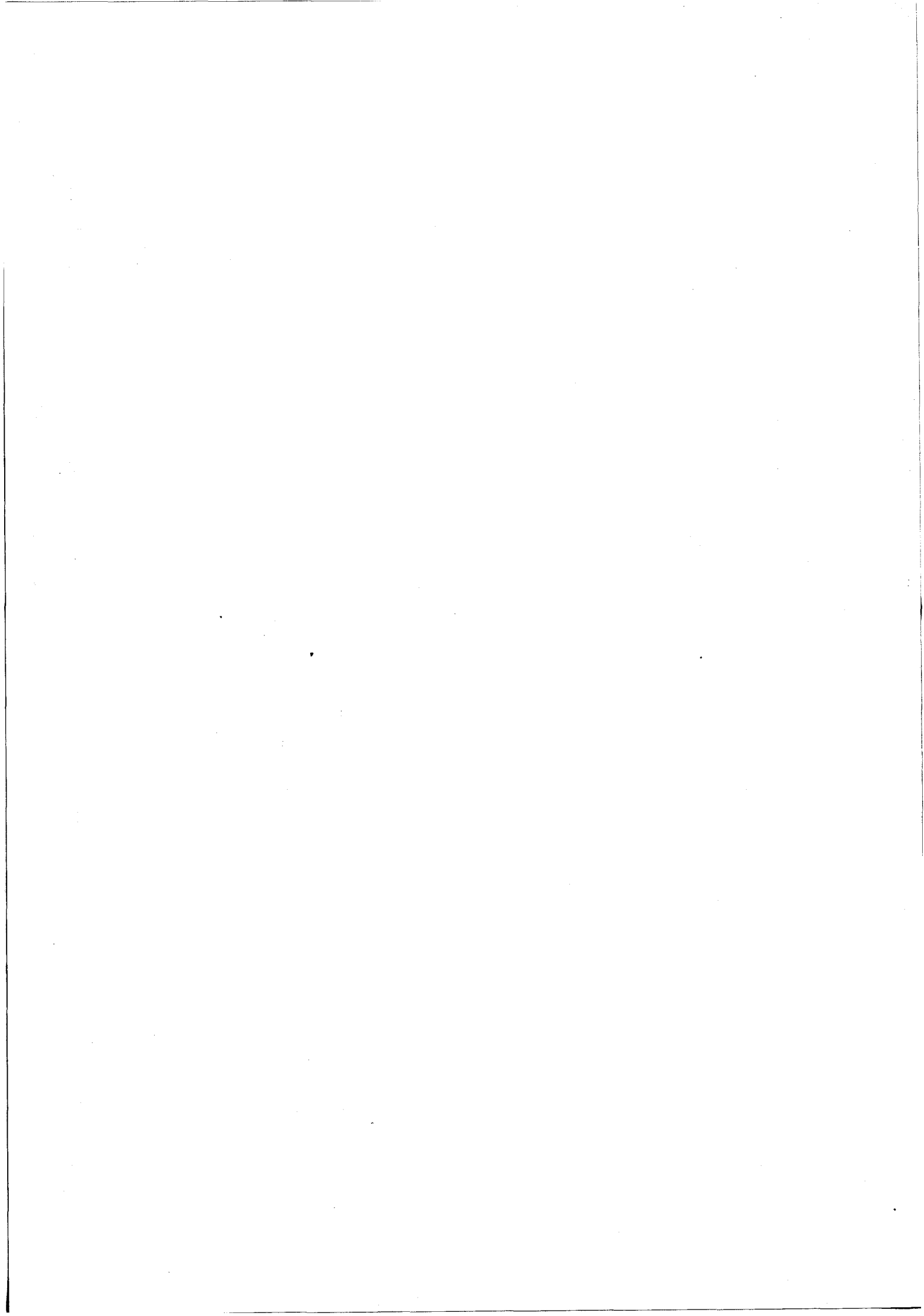
Les phénomènes de focalisation-défocalisation ont fait l'objet, pour le régime statique, de nombreux travaux en particulier ceux de REY et de son équipe, qui outre la compréhension de ces phénomènes en ont apporté la première formulation théorique [2]. Par contre l'aspect dynamique et hyperfréquence de la question n'a été abordé que de manière fragmentaire. Au laboratoire ce problème a commencé à être étudié par LEFEBVRE, dans le cadre particulier du transistor à temps de transit et à avalanche contrôlée (c.a.t.t.) [3]. L'apparition ces dernières années, de nouveaux types de transistors bipolaires, dont le transistor à hétérojonction GaAlAs/GaAs, nous a incité à étendre et à approfondir cette étude pour essayer d'établir clairement les possibilités de cette nouvelle génération de composant, pour leurs montées en puissance et en fréquence. C'est ce travail que nous présentons dans ce qui suit.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les phénomènes fondamentaux à la base de la défocalisation en statique, dans le cas des transistors bipolaires classiques au silicium.

Dans un second chapitre, nous présentons une analyse des phénomènes de focalisation-défocalisation en dynamique en régime d'amplification classe C, dans le cas d'un transistor microonde au silicium, puis dans le cas d'un transistor à hétérojonction GaAlAs/GaAs à une fréquence de 3 GHz.

Dans un troisième chapitre, nous apportons des éléments d'optimisation pour concevoir un transistor de puissance à hétérojonction GaAlAs/GaAs, et nous établissons ses performances potentielles et les comparons à celles d'un transistor bipolaire au Silicium.

Enfin dans un quatrième chapitre, nous donnons les résultats d'une tentative de mise en évidence expérimentale, sur un transistor bipolaire à hétérojonction, du phénomène de défocalisation en régime dynamique en fonction de la fréquence.



CHAPITRE I

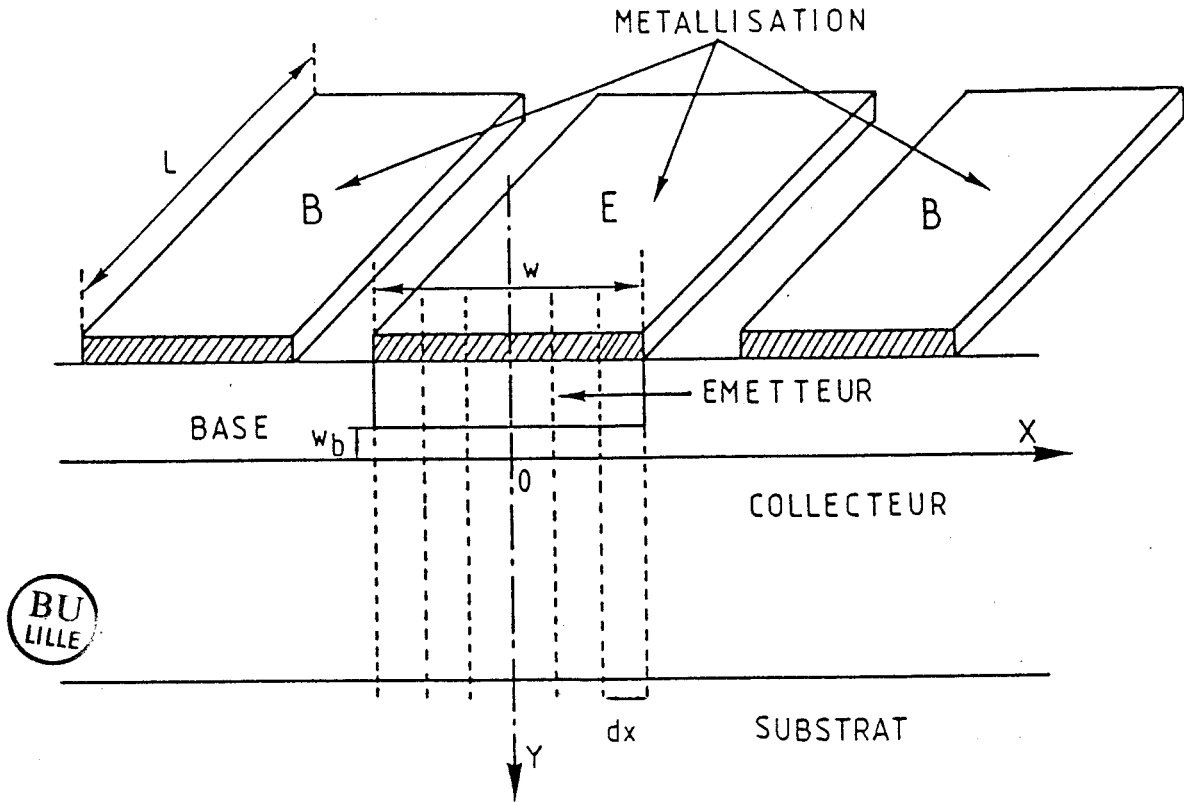
RAPPEL DES PHÉNOMÈNES

DE FOCALISATION-DÉFOCALISATION EN STATIQUE

I.1. DESCRIPTION DU SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT

Supposons un transistor bipolaire, de type NPN, et de géométrie rectangulaire, dont la figure I.1 représente une coupe schématique. On distingue une zone active de largeur W , siège de l'effet transistor, située sous la métallisation d'émetteur et une zone passive située de part et d'autre, permettant l'accès aux électrodes de base. On définit un axe Oy dans le sens longitudinal, c'est à dire suivant la direction de l'effet transistor, et un axe Ox dirigé transversalement.

Dans leurs modélisations, REY et les autres auteurs [2.4] ont posé en hypothèse que le courant particulaire total circulant dans le sens longitudinal du transistor, est réparti en n tranches de courant indépendantes, parallèles à l'axe Oy et de largeur dx . Chaque tranche



BU
LILLE

FIGURE I.1 : Coupe d'un transistor bipolaire élémentaire

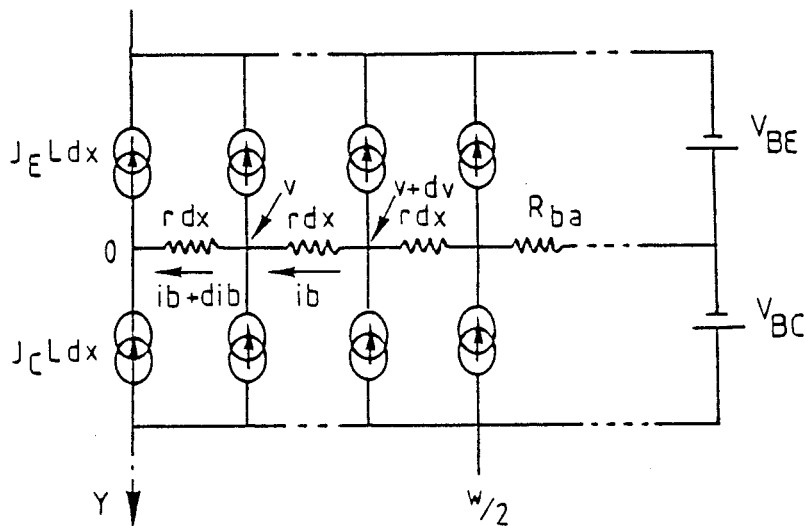


FIGURE I.2 : Schéma électrique équivalent du transistor en statique sous un demi-doigt d'émetteur

du système est assimilée à un transistor élémentaire, dans lequel les phénomènes sont supposés unidimensionnels. On schématise la zone active par une distribution de transistors élémentaires, séparés les uns des autres par une résistance rdx , où r représente la résistance latérale totale de la base dans la zone active, par unité de largeur.

En utilisant le modèle d'EBERS et MOLL pour décrire chaque transistor élémentaire, on aboutit au schéma équivalent de la structure, en régime statique, représenté sur la figure I.2. Par raison de symétrie, on limite l'analyse des phénomènes bidimensionnels de la base, dans la demi-zone active comprise entre l'axe Oy et la droite d'abscisse $\frac{W}{2}$.

Le courant base circulant dans les résistances rdx , crée des chutes de tension tout au long de la zone active. En appliquant la loi des noeuds et la loi des mailles en chacun des points du réseau équivalent, on obtient les équations différentielles exprimant la variation de la tension émetteur base locale et la variation du courant base $i_B(x)$. Ces équations s'écrivent :

$$\frac{dv}{dx} = r i_B$$

$$\frac{d i_B}{d x} = [J_C(x) - J_E(x)] \cdot L \quad (1)$$

où $J_C(x)$ et $J_E(x)$ représentent respectivement les densités de courant locales collecteur et émetteur et où L représente la longueur du doigt d'émetteur.

La résistance latérale de base, pour une structure symétrique à double contact de base s'exprime par [4] :

$$R = r \cdot W = \frac{1}{4} \frac{\rho_B W}{L W_b}$$

où ρ_B représente la résistivité moyenne de la base

W_b l'épaisseur de la base

W la largeur de l'émetteur.

La résolution des équations différentielles (1) permet de calculer la répartition des densités de courant émetteur et collecteur dans la zone active. Suivant le sens du courant latéral i_B , deux cas sont à envisager, qui conduisent soit à la défocalisation du courant, soit à la focalisation. Nous rappelons dans les paragraphes suivants une formulation des résultats couramment utilisée et proposée par REY et LETURCQ [4].

I.2. PHENOMENE DE DEFOCALISATION

Suivant les conventions imposées au sens des courants et définies sur le schéma équivalent de la figure I.2 , un courant base

i_B positif correspond au courant de base d'un transistor de type NPN dans les conditions normales de polarisation. Dans cette hypothèse, la chute de tension répartie le long de la base fait décroître la tension locale de polarisation de la jonction émetteur base depuis le bord jusqu'au centre de l'émetteur. La densité de courant émetteur est plus grande sur le bord de l'émetteur, c'est la défocalisation.

La tension extérieure émetteur base effectivement présente à l'extérieur de la structure est plus grande que la tension qu'il faudrait idéalement appliquer pour obtenir un même courant émetteur extérieur s'il n'y avait pas défocalisation. L'écart entre ces deux tensions se déduit à partir de la résolution des équations différentielles (1) et pour la structure définie s'écrit :

$$V_{BB'} = U_T \text{Log} \frac{u}{\sin u}$$

$$\text{où } u \text{ tg } \frac{u}{2} = \frac{R I_B}{U_T}$$

R est la résistance latérale de la base

I_B est le courant base extérieur

$$U_T = \frac{k T}{q} \text{ est l'unité thermodynamique.}$$

Le rapport entre la tension $V_{BB'}$ et le courant base extérieur est équivalent à une résistance de base $R_{BB'}$, exprimée par la relation :

$$R_{BB'} = \frac{V_{BB'}}{I_B} = R \frac{\text{Log} \frac{u}{\sin u}}{u \text{ tg} \frac{u}{2}}$$

Cette résistance $R_{BB'}$, qui est égale à $\frac{R}{3}$ lorsque I_B est nul, décroît très rapidement dès que le paramètre $\frac{R I_B}{U_T}$

augmente. On admet, dans la pratique, que la défocalisation devient très importante lorsque ce paramètre devient supérieur à 1. Le courant émetteur circule dans une zone d'autant plus réduite au bord de la zone active, que la résistance $R_{BB'}$ est petite. L'évolution de la résistance $R_{BB'}$ permet de caractériser parfaitement le phénomène de défocalisation en régime statique.

De cette analyse de la défocalisation ressort la justification d'une règle pratique de construction : un transistor bipolaire de puissance doit présenter une grande surface active pour permettre un fonctionnement à courant élevé, et une largeur d'émetteur petite pour pallier le phénomène de défocalisation. Ceci implique un choix de structure à plusieurs émetteurs. On considère que le périmètre d'émetteur doit être le plus grand possible. Le rapport du périmètre d'émetteur sur la surface d'émetteur constitue un des facteurs de caractérisation des transistors de puissance.

I.3. PHENOMENE DE FOCALISATION

Lorsque le courant base I_B devient négatif, le phénomène est inversé et la densité de courant émetteur devient prépondérante au centre de la zone active : c'est la focalisation.

La résolution des équations différentielles (1) conduit à une nouvelle formulation de la résistance $R_{BB'}$, qui s'écrit maintenant :

$$R_{BB'} = R \frac{\text{Log} \frac{k}{\text{sh } k}}{k \text{ th} \frac{k}{2}}$$

$$\text{avec } k \text{ th} \frac{k}{2} = - \frac{R I_B}{U_T}$$

Pour une polarisation normale, en direct, de la jonction émetteur base d'un transistor NPN, un courant base I_B négatif, c'est à dire sortant de l'électrode de base, implique la présence dans la base de trous excédentaires. C'est par exemple le cas lorsqu'il y a ionisation dans la zone désertée du collecteur sous l'effet d'un fort

champ électrique. C'est le mode de fonctionnement typique du transistor à temps de transit et à avalanche contrôlée (C.A.T.T.), puisque son principe repose sur la multiplication par avalanche, des électrons injectés dans le collecteur.

En régime statique, la densité du courant émetteur est alors focalisée au centre de l'émetteur et la résistance R_{BB} , équivalente de la zone de base augmente rapidement avec le courant base. La figure I.3 montre l'évolution de la résistance R_{BB} , en fonction du paramètre $\frac{R I_B}{U_T}$.

L'augmentation du courant collecteur par avalanche contrôlé, entraîne inévitablement un accroissement du courant base I_B et de la résistance R_{BB} , qui théoriquement peut devenir quasi infinie.

Cet effet de focalisation du courant, accompagné d'une chute du facteur de multiplication a été reconnu comme étant une des limitations fondamentales du fonctionnement du C.A.T.T., ôtant à celui-ci l'avantage potentiel que semblait devoir lui apporter la multiplication des porteurs et de ce fait, ne le plaçant que très légèrement au-dessus du transistor bipolaire classique pour l'amplification de puissance.

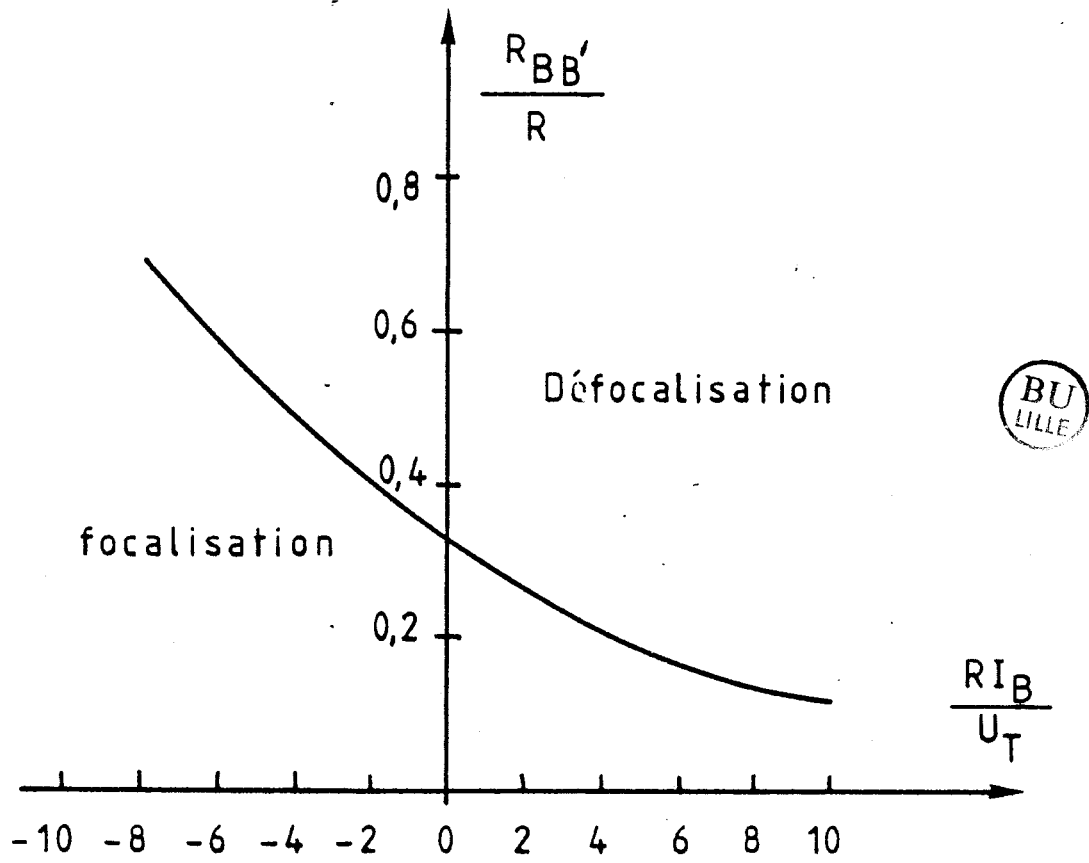


FIGURE I.3 : Evolution de la résistance équivalente $R_{BB'}$ en fonction du courant de base I_B , en régime statique

Ces études menées sur le C.A.T.T. ont démontré l'importance des effets de focalisation-défocalisation en régime dynamique, ce qui nous a incité à approfondir l'analyse de ces phénomènes dans les transistors bipolaires microondes de puissance.

CHAPITRE II



DESCRIPTION DU MODÈLE DYNAMIQUE



L'étude exacte du comportement de la base dans la zone active du transistor, exigerait une résolution bidimensionnelle complète des équations fondamentales des semi-conducteurs. Cela nécessiterait des programmes numériques lourds et des exploitations coûteuses. Il est cependant possible de simplifier le problème en considérant les hypothèses établies pour le schéma équivalent statique, en y ajoutant des générateurs de courant correspondant aux courants de déplacement. Le schéma équivalent dynamique ainsi obtenu est représenté sur la figure II.1.

Pour établir ce schéma, nous avons supposé que la zone active du transistor est composée de n tranches indépendantes représentant chacune un transistor élémentaire (Figure I.1).

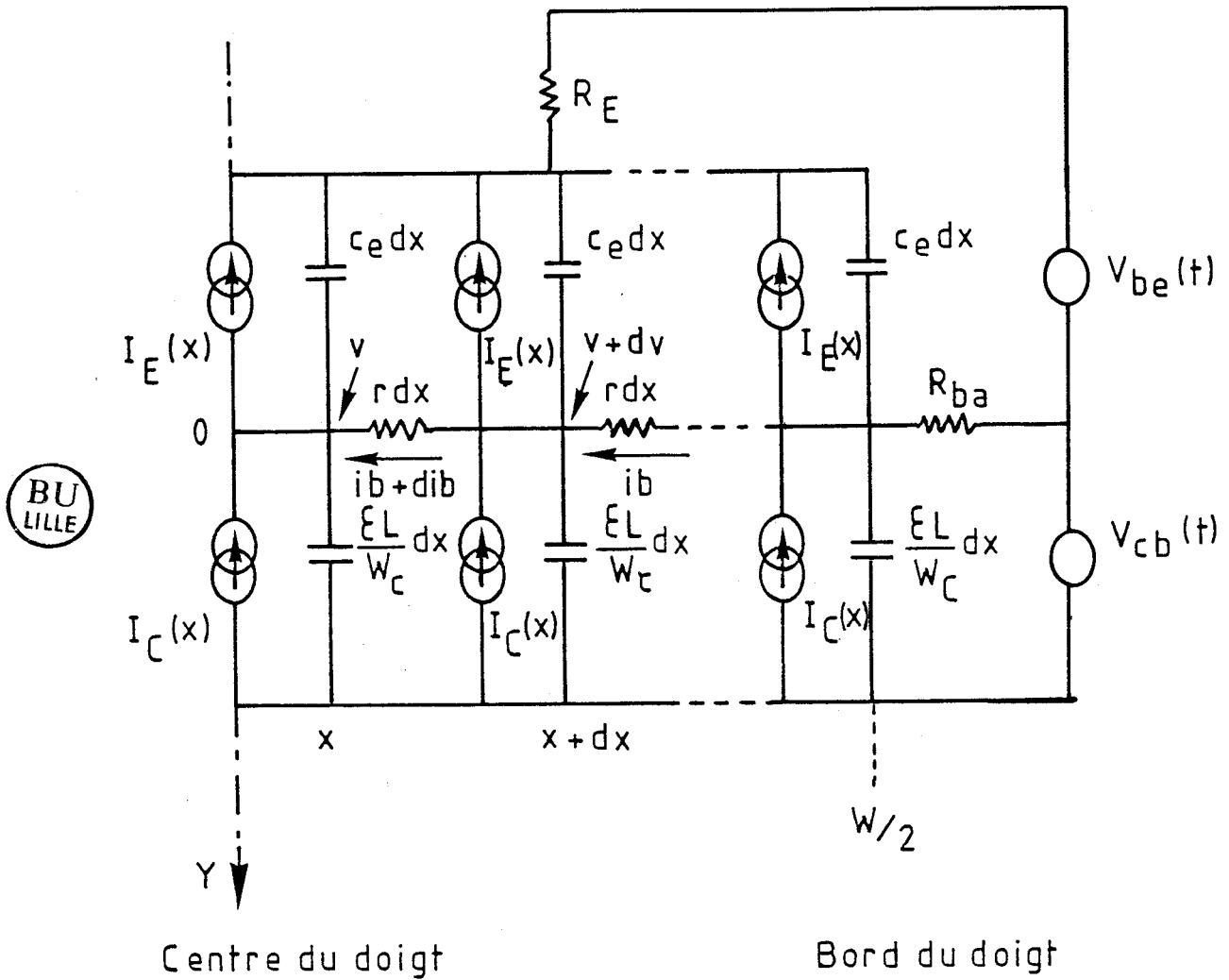


FIGURE II.1 : Schéma électrique équivalent du transistor bipolaire en régime dynamique sous un demi-doigt d'émetteur

La très grande dimension latérale de la zone active par rapport à l'épaisseur de la base (typiquement d'un facteur supérieur à 10), permet de négliger dans celle-ci la chute de tension dans le sens longitudinal du transistor, par rapport à la chute de tension transversale, transformant ainsi le problème bidimensionnel en un problème lié à la seule direction latérale, d'une résolution plus aisée.

Nous avons d'autre part considéré des courants indépendants circulant dans le collecteur du transistor, négligeant ainsi toute différence de potentielle transversale dans cette zone. Il est probable que la distribution des porteurs s'uniformise en traversant le collecteur, mais on peut supposer que cette opération est totale seulement dans une zone restreinte proche du substrat. Compte tenu de cette réalité physique, les hypothèses que nous avons considérées doivent donner des résultats théoriques concernant l'effet de défocalisation-focalisation, légèrement plus pessimiste que la réalité.

II.1. DESCRIPTION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT

Il convient de préciser les différentes hypothèses prises en compte pour définir les éléments du schéma équivalent.

II.1.1. GENERATEUR DE COURANT EMETTEUR

Le générateur de courant émetteur d'une tranche élémentaire de largeur dx est défini par la relation :

$$I_E (x , t) = J_E (x , t) \cdot L \cdot dx$$

où L est la longueur du doigt d'émetteur, dx est la largeur de la tranche de courant, $J_E (x , t)$ est la densité de courant particulaire dépendant du temps et de la localisation x dans la base.

Le courant est créé par l'injection thermoionique des électrons dans la base et est défini classiquement, en faible injection [5], par la relation :

$$J_E (x, t) = J_0 \left[\exp \frac{v (x, t)}{U_T} - 1 \right] \quad (2)$$

J_0 représente la densité de courant de saturation de la jonction émetteur base.

$$U_T = \frac{k T}{q} \quad \text{est l'unité thermodynamique}$$

II.1.2. GENERATEUR DE COURANT COLLECTEUR

L'épaisseur de la base d'un transistor microonde doit être petite afin d'assurer de bonnes performances fréquentielles [5], [6], [22].

Pour l'étude bidimensionnelle de la base, nous supposons qu'elle est suffisamment mince pour que le signal ne subisse aucune atténuation et aucun déphasage à la fréquence considérée, dans la direction oy .

Par contre le caractère non linéaire du courant injecté en régime de fonctionnement classe C et la longueur du collecteur, nous conduisent à prendre en compte le transit des porteurs dans la zone de transition collecteur-base. En appliquant le théorème de RAMO-SCHOCKLEY [7], la densité du courant collecteur extérieur induit par le transit des porteurs, s'exprime en fonction du courant émetteur, par la relation :

$$J_C(x,t) = \int_0^{W_C} J_E \left[x, \left(t - \frac{y}{v_s} \right) \right] dy \quad (3)$$

où W_C est l'épaisseur de la zone désertée de collecteur

v_s est la vitesse de saturation des porteurs.

L'établissement de la relation 3 suppose d'une part que les porteurs injectés dans le collecteur dans une tranche de largeur dx , restent confinés dans cette tranche, et d'autre part, que ces porteurs se déplacent dans le collecteur à la vitesse de saturation. La figure II.2 montre une représentation schématique au cours du temps, des formes du courant émetteur injecté et du courant collecteur induit correspondant.

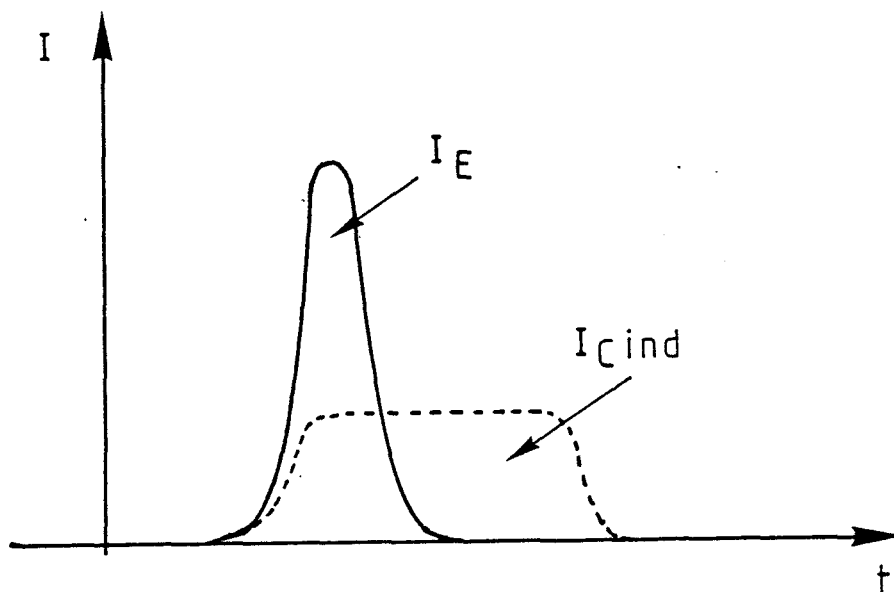


FIGURE II.2 : Allure du courant émetteur injecté et du courant collecteur extérieur correspondant

II.1.3. COURANT DE DEPLACEMENT COLLECTEUR

Aux courants particuliers émetteur et collecteur établis précédemment, il convient d'ajouter respectivement les courants de déplacement relatifs aux jonctions émetteur-base et collecteur-base.

En admettant d'une part que les lignes équipotentielles dans le collecteur sont des droites parallèles à l'axe ox quelle que soit la position y , et d'autre part que la longueur de la zone désertée reste constante en fonction du temps, l'expression du courant de déplacement pour un transistor élémentaire, s'établit classiquement suivant l'expression :

$$I_{DC}(t) = \frac{\epsilon L}{W_C} \frac{d V_{CB}(t)}{dt} \cdot dx \quad (4)$$

où L est la longueur de l'émetteur,

W_C est la longueur de la zone désertée de collecteur

ϵ est la permittivité du semiconducteur constituant le collecteur,

$V_{CB}(t)$ est la tension extérieure collecteur base.

II.1.4. COURANT DE DEPLACEMENT EMETTEUR BASE

Nous considérons que la capacité de transition (C_{TE}) de la jonction émetteur base est répartie sous le doigt d'émetteur. La capacité pour un transistor élémentaire est alors déterminée par :

$$C_e dx = \frac{C_{TE}}{W} dx$$

où W est la largeur du doigt d'émetteur.

L'expression de la capacité de transition C_{TE} est donnée par la relation [5] :

$$\frac{C_{TE}}{S} = \left[\frac{q \epsilon N_B N_E}{2 (N_B + N_E) (\phi - V_A)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

où ϕ et V_A sont respectivement la tension de diffusion de la jonction émetteur-base et la tension appliquée. N_B représente la concentration d'impuretés de la base, N_E celle de l'émetteur.

S est la surface totale de la jonction.

En fonctionnement dynamique, C_{TE} varie au cours du temps. Pour simplifier l'étude nous avons supposé que cette capacité était

constante, en prenant pour V_A une valeur moyenne à la fois sur la largeur du doigt d'émetteur et pendant la durée de l'injection, c'est à dire au voisinage du sommet de l'alternance conductrice de la tension extérieure base-émetteur. La valeur de C_{TE} , ainsi établie, est surestimée pour la partie de la période H.F. où il n'y n'y a pas injection, ce qui ne présente pas d'inconvénient majeur.

II.I.5. RESISTANCE DE BASE

La résistance de la base dans le sens transversal, dans la zone active, s'exprime par la relation :

$$R_b = R_{b \square} \cdot \frac{W}{L} \quad (6)$$

où $R_{b \square}$ est la résistance par carré définie par la relation :

$$R_{b \square} = \frac{1}{q \mu_t N_B W_B} \quad (7)$$

avec W_B épaisseur de la base

N_B dopage de la base

μ_t mobilité des trous dans la base

q charge de l'électron

La résistance de base séparant chaque transistor élémentaire du schéma équivalent de la figure II.1 s'exprime par la relation :

$$r \, dx = \frac{R_b}{W} \, dx$$

La résistance R_{ba} du schéma de la figure II.1 représente la résistance d'accès à la base, en dehors de la zone active. Cette résistance n'intervient pas directement dans la répartition non homogène du courant émetteur dans la zone active.

A partir du schéma équivalent ainsi défini, nous établissons les équations permettant de calculer la tension locale de la base $v(x,t)$.

II.2. EQUATIONS MATHÉMATIQUES DU MODÈLE

D'après le schéma représenté sur la figure II.1 les relations liant la tension locale $v(x,t)$ et les courants s'écrivent :

$$\frac{dv}{dx} = r \, i_b \quad (9)$$

$$\frac{d i_b}{dx} = L [J_E(x,t) - J_C(x,t)] + C_e \frac{dv(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon L}{W_c} \frac{d V_{cB}(t)}{dt} \quad (10)$$

En éliminant i_b dans les deux équations (9) et (10),
on obtient une équation différentielle du second ordre :

$$\frac{d^2 v}{dx^2} = r \left\{ L [J_E(x,t) - J_C(x,t)] + C_e \frac{dv(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon L}{W_c} \frac{d V_{cB}(t)}{dt} \right\} \quad (11)$$

En négligeant la résistance d'accès à la base, les conditions
limite associées à cette équation s'inscrivent :

- au bord du doigt d'émetteur, la tension locale est égale
à la tension extérieure appliquée.

$$x = \frac{W}{2} \quad v \left(\frac{W}{2}, t \right) = v_{BE}(t) \quad (12)$$

- au centre du doigt d'émetteur, la symétrie de la zone
active de base entraîne la continuité de la tension locale :

$$\text{en } x = 0 \quad \frac{d v (x,t)}{dx} = 0 \quad (13)$$

Remarque : L'établissement de l'équation différentielle (11), suppose que la résistance de base r , ne varie pas avec le courant émetteur, c'est à dire que les porteurs injectés dans la base restent en nombre inférieur au dopage N_B . Nous reviendrons ultérieurement sur cette hypothèse.

La résolution de l'équation différentielle aux dérivées partielles (11) nécessite un traitement numérique. On remarque que pour calculer la solution $v(x)$ à un instant t , il est nécessaire de connaître les termes $J_E(x,t)$ et $J_C(x,t)$. Nous procéderons de la façon suivante :

En supposant connue une solution $v(x)$ à un instant t donné, on calcule facilement les courants locaux $J_E(x,t)$ puis $J_C(x,t)$ en appliquant les équations (1) et (3).

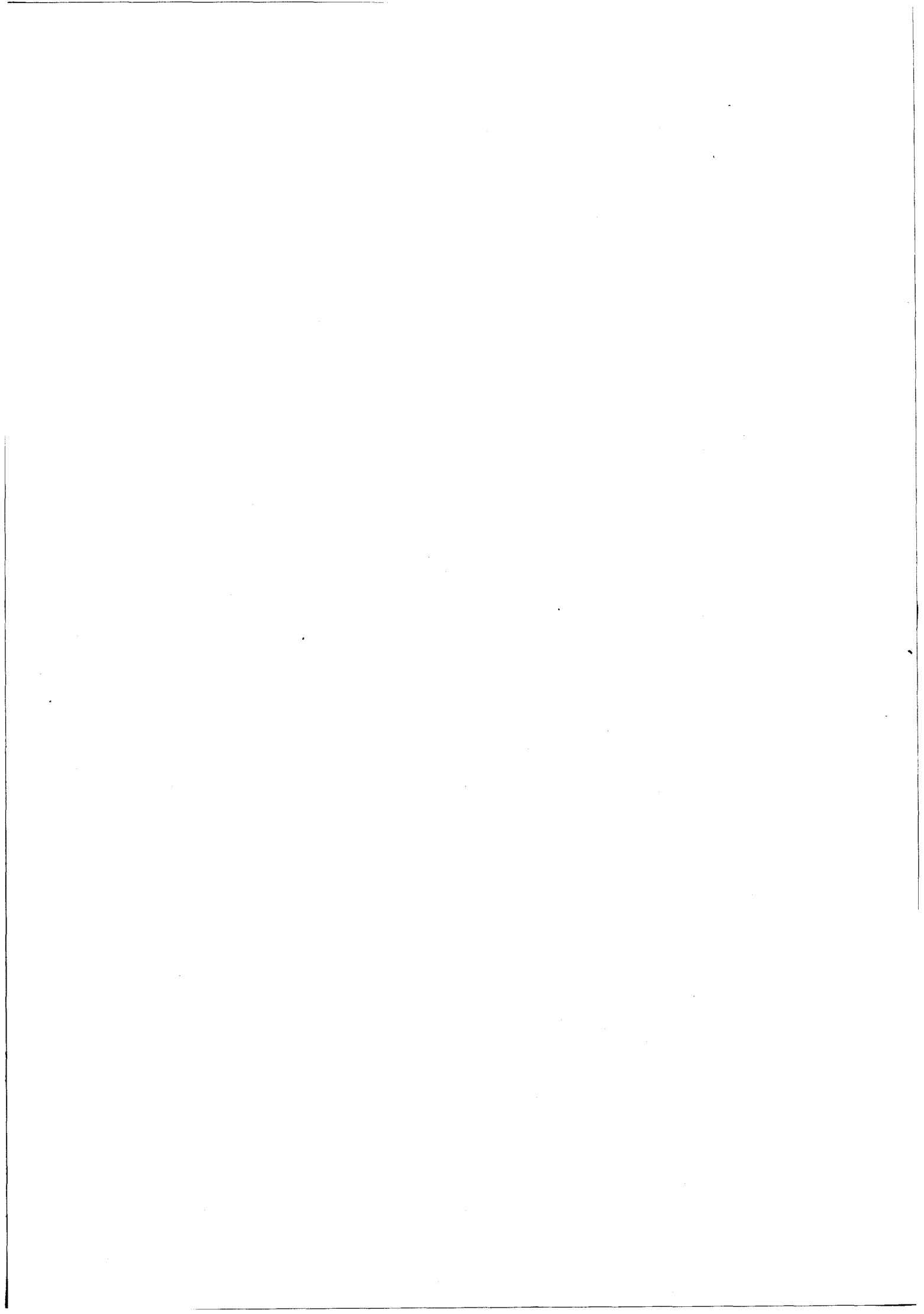
On considère ensuite un incrément temporel dt pendant lequel, on suppose que les termes $J_E(x,t)$ et $J_C(x,t)$ restent constants, puis on calcule la solution $v(x)$ à cet instant. On détermine la nouvelle répartition des courants $J_E(x,t + dt)$,

puis $J_c (x, t + dt)$.

Cette procédure nécessite un calcul sur plusieurs périodes afin que les valeurs des tensions locales $v(x, t)$ obtenues deviennent identiques d'une période à l'autre, suivant la précision demandée.

Pour résoudre numériquement l'équation différentielle (11), il faut l'écrire sous la forme d'une équation aux différences finies qui est résolue par la méthode du double balayage [3], [8] .

La résolution numérique de cette équation régissant la tension locale dans la base, établie à partir du schéma équivalent de la zone active, nous permet de simuler le comportement bidimensionnel de la base d'un transistor bipolaire microonde, en régime dynamique, pour une classe de fonctionnement déterminée.



CHAPITRE III

ANALYSE DU PHÉNOMÈNE DE DÉFOCALISATION

EN FONCTIONNEMENT CLASSE C

III.1. INTRODUCTION

Considérons un transistor fonctionnant en amplificateur de puissance, en régime classe c, et commandé par une tension extérieure base émetteur sinusoïdale $v_{BE}(t)$.

Le courant émetteur prend la forme d'une impulsion, coïncidant avec le maximum de la tension $v_{BE}(t)$, correspondant à l'injection des électrons de l'émetteur dans la base du transistor.

Le courant collecteur extérieur, qui est induit par le transit des électrons dans la zone désertée du collecteur, se trouve retardé et déformé par rapport au courant émetteur.

On suppose que la charge placée entre collecteur et base, est un circuit résonnant parallèle qui équivaut à un court-circuit pour les harmoniques du courant collecteur. C'est une hypothèse couramment admise dans la plupart des circuits microondes. Il en résulte que la tension collecteur base est sinusoïdale. L'impédance de charge collecteur-base est en fait fixée en imposant l'amplitude de la tension collecteur-base et son déphasage par rapport à la composante fondamentale du courant collecteur.

La puissance dissipée dans la charge est maximale lorsque le courant traversant celle-ci est pratiquement en opposition de phase avec la tension collecteur-base. Par conséquent les conditions optimales de fonctionnement seront obtenues lorsque les tensions $v_{CB}(t)$ et $v_{BE}(t)$ seront proches de l'opposition de phase.

Compte-tenu du retard du courant collecteur dû au transit des porteurs, un ajustement du déphasage est nécessaire. Les simulations numériques que nous allons présenter, ont été faites dans les conditions de déphasage et donc de charge, assurant une puissance de sortie maximale.

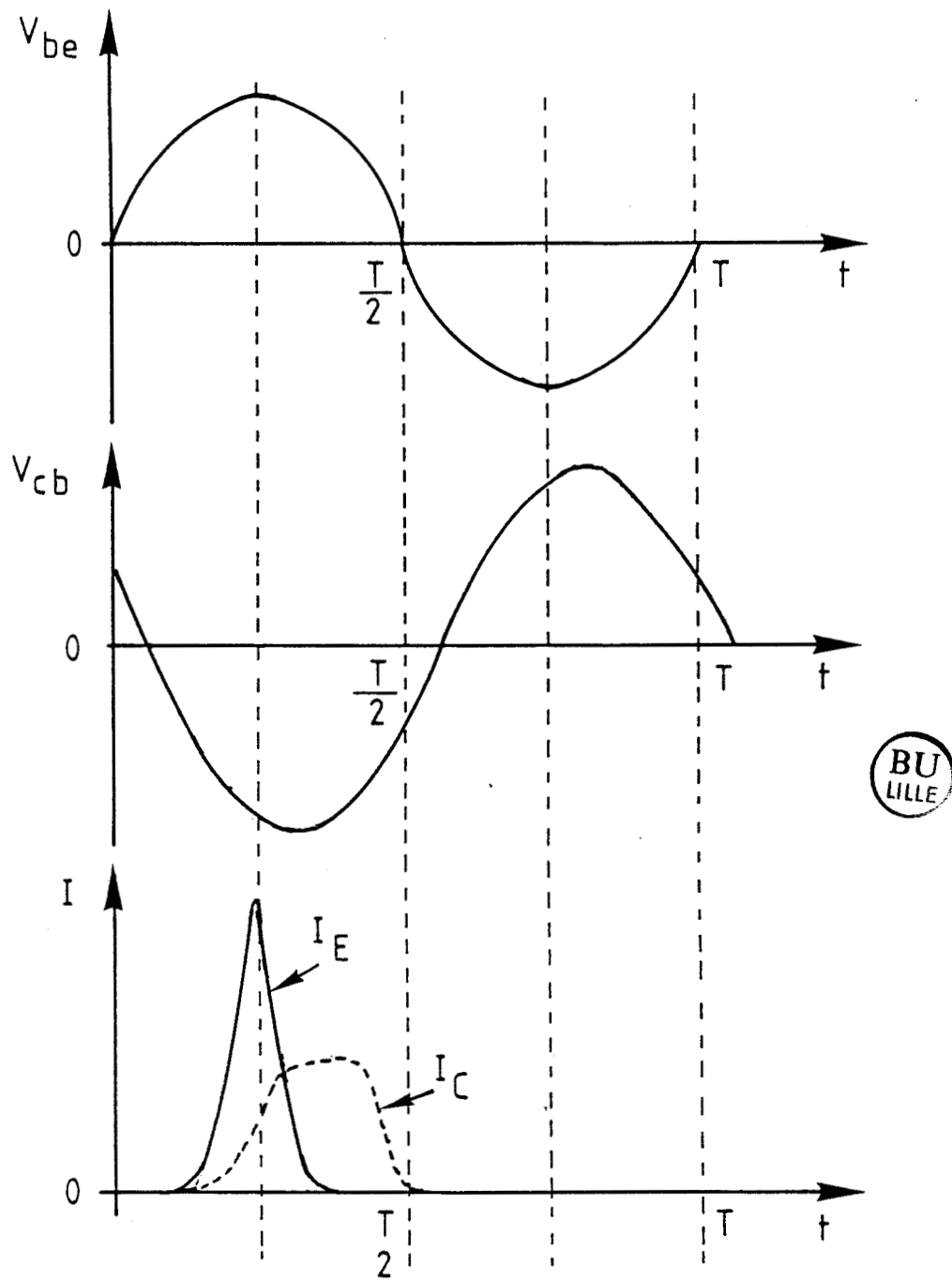


FIGURE III.1 : Evolution typique des tensions $V_{CB}(t)$ et $V_{BE}(t)$ et des courants émetteur et collecteur

La figure III.1 montre l'évolution typique des tensions $v_{CB}(t)$ et $v_{BE}(t)$ ainsi que les courants particuliers extérieurs $I_E(t)$ et $I_C(t)$ correspondants, dans le cas d'un transistor au silicium fonctionnant à une fréquence de 3 GHz.

Le maximum du courant émetteur coïncide avec le maximum de la tension base émetteur, à l'instant $0,25 T$. Le courant collecteur induit dans le circuit extérieur, représenté par la courbe 2, est retardé par rapport au courant émetteur, et reste présent dans le circuit pendant plus d'un quart de période correspondant à l'évacuation des charges à travers la zone désertée du collecteur. La durée du courant collecteur est liée à la longueur de la zone de transit. Notons que l'aire sous chacune des courbes, proportionnelle au nombre de porteurs injectés, reste quasi-constante, ce qui traduit la conservation de la charge injectée.

III.2. ANALYSE DU PHENOMENE DE DEFOCALISATION DANS

UN TRANSISTOR A HOMOJONCTION AU SILICIUM.

III.2.1. RESULTATS ET ANALYSE DE LA SIMULATION

Les effets bidimensionnels dans la base d'un transistor microonde au silicium sont très importants, car la zone de base,

nécessairement peu dopée pour assurer une bonne efficacité d'injection, présente une résistivité élevée.

Nous avons utilisé le modèle numérique pour simuler le comportement d'un transistor silicium microonde de puissance [9], de topologie 3 GHz, dont les principales caractéristiques sont :

- longueur d'un doigt d'émetteur $L = 130 \mu\text{m}$
- largeur d'un doigt d'émetteur $W = 2 \mu\text{m}$
- longueur du collecteur $W_c = 5 \mu\text{m}$
- dopage de base $\approx 10^{17} \text{ at/cm}^3$
- épaisseur de base $W_b \approx 0,12 \mu\text{m}$
- résistance par carré de la base $R_{b\Box} = 21 \text{ k}\Omega$
- capacité de transition émetteur base $C_e = 0,35 \cdot 10^{-8} \text{ F/cm}$
- fréquence de fonctionnement 3 GHz

La simulation numérique nous donne la répartition du courant émetteur dans la zone active. Par raison de symétrie, nous représentons cette répartition entre le bord et le centre du doigt d'émetteur. La figure III.2 donne les résultats obtenus à différents instants t pour deux niveaux de tension base émetteur.

On observe que le courant particulaire est concentré au bord du doigt d'émetteur pendant le premier tiers de la période $t < 0,3 T$;

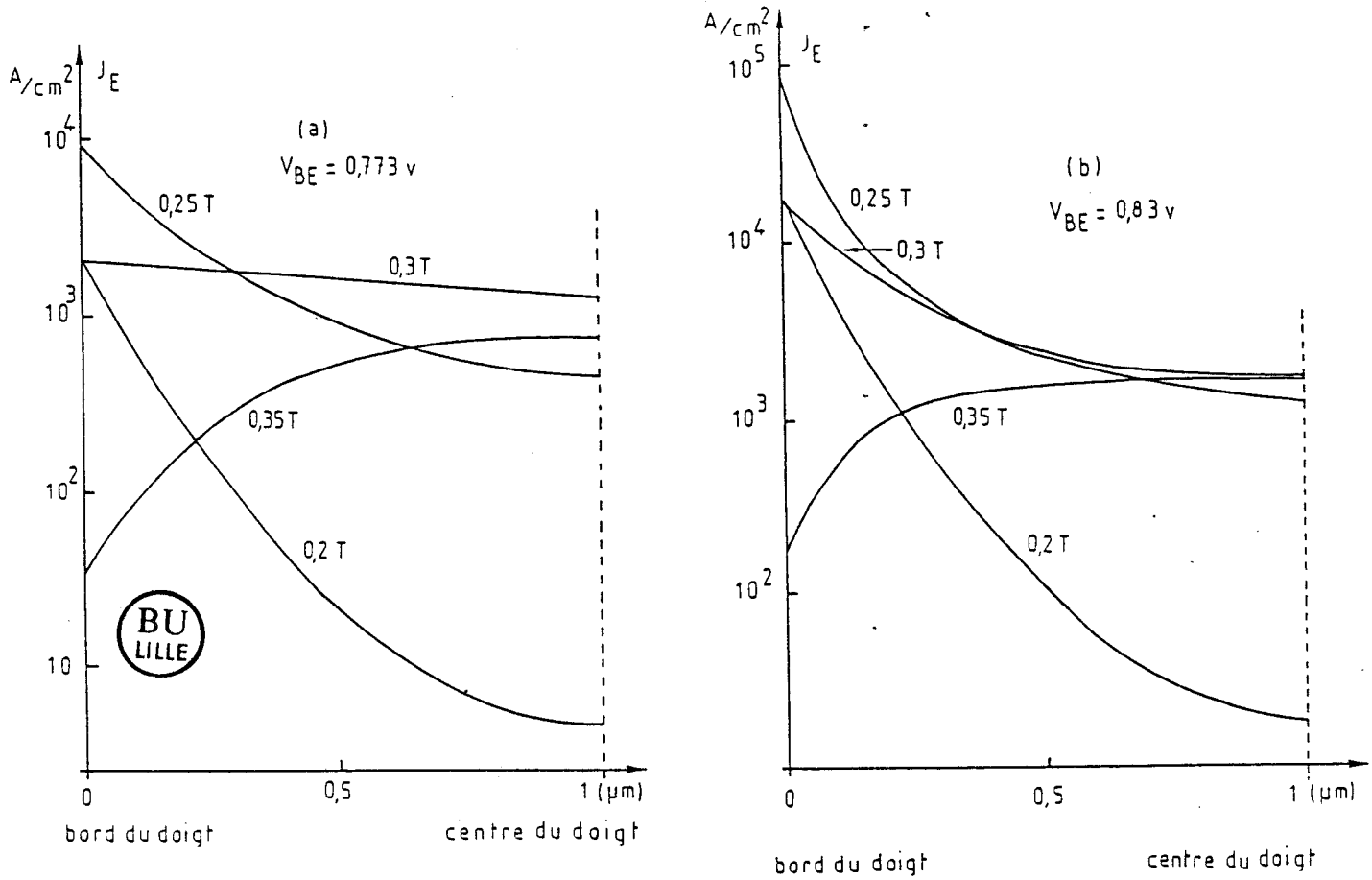


FIGURE III.2 : Densité de courant particulière sous un demi-doigt d'émetteur, à différents instants, pour un transistor au silicium en régime classe c à 3 GHz

C'est le régime de défocalisation. Pour des temps $t > 0,3 T$, le phénomène s'inverse, c'est la focalisation. Cependant, il faut remarquer que les densités de courant mises en jeu sont plus importantes lors du régime de défocalisation puisque le maximum de courant émetteur coïncide avec $t = 0,25 T$.

Afin de caractériser l'importance de la défocalisation, appelons W_e la largeur de la zone efficace, située au bord du doigt d'émetteur, dans laquelle la densité de courant est comprise entre $J_{E \max}$ et $J_{E \max}/e$. D'autre part, notons le rapport de W_e sur la largeur totale du doigt W :

$$\delta = \frac{W_e}{W} \text{ en \%}$$

Le tableau III.1 résume les différentes valeurs obtenues à différents instants, pour les deux tensions $v_{BE} = 0,773 \text{ v}$ et $v_{BE} = 0,830 \text{ v}$.

On observe d'une part que la zone efficace du doigt d'émetteur est d'autant plus petite que la tension V_{BE} est plus grande, d'autre part que la plus forte défocalisation du courant (lorsque δ est minimal) ne se produit pas au même instant dans les deux cas précités :

$v_{BE} = 0,773 \text{ v}$	$\delta = 10 \% \text{ à } 0,20 T$
$v_{BE} = 0,83 \text{ V}$	$\delta = 5 \% \text{ à } 0,25 T$

t	tension base-émetteur appliquée V_{BE}	Densité de courant au bord du doigt J_E	courant émetteur extérieur I_E	largeur de la zone efficace d'émetteur W_e	rapport $\delta = \frac{W_e}{W}$ en %
0,20 T	0,735 v	1654 A/cm ²	0,6 mA	0,2μm	10 %
0,25 T	0,773 v	7154 A/cm ²	3,6 mA	0,27μm	13 %
0,30 T	0,735 v	1654 A/cm ²	3 mA	2μm	100 %

(a) tension extérieure appliquée : $v_{BE} = 0,773$ v

BU
LILLE

0,20 T	0,789 v	1,2310 ⁴ A/cm ²	2,8 mA	0,18μm	9 %
0,25 T	0,830 v	6,5 10 ⁴ A/cm ²	15 mA	0,10μm	5 %
0,30 T	0,789 v	1,23 10 ⁴ A/cm ²	8 mA	0,44μm	22 %

(b) tension extérieure appliquée : $v_{BE} = 0,83$ v

TABLEAU III.1

=====

REPARTITION DU COURANT EMETTEUR DANS UN TRANSISTOR AU SILICIUM EN REGIME CLASSE C.

Largeur du doigt d'émetteur - $W = 2$ μm

La défocalisation du courant émetteur résulte de la chute de tension le long de la résistance latérale de base. Elle s'explique par l'analyse de l'influence de chacun des termes constituant le courant base, défini par la relation (10) que nous rappelons :

$$\frac{dib}{dx} = L J_E(x,t) - L J_C(x,t) + C_e \frac{dv(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon L}{W_C} \frac{dV_{CB}(t)}{dt}$$

C'est une équation locale, dans laquelle chacun des termes dépend de la position x sous l'émetteur.

Nous avons effectué des applications numériques de cette équation, à différents instants et en fonction de x . Par ailleurs, nous avons aussi établi la valeur instantanée du courant base total circulant dans l'électrode extérieure. Le courant base extérieur s'obtient en exprimant la loi de Kirchhoff au noeud que constitue le transistor, pour les courants particuliers I_E et I_C extérieurs et pour les courants de déplacements extérieurs.

On a :

$$I_B(t) = I_E(t) - I_C(t) + C_{TE} \frac{dV_{BE}(t)}{dt} - \frac{\epsilon L}{W_C} \frac{dV_{CB}(t)}{dt} \quad (14)$$

Dans cette expression, le terme $C_{TE} \frac{d.v_{BE}(t)}{dt}$

représentant le courant de déplacement total de la jonction émetteur-base comporte une approximation car la tension $v_{BE}(t)$ qui y figure est celle appliquée extérieurement entre les électrodes de base et d'émetteur. On a négligé, de la sorte, la variation de la tension $v(x,t)$, en fonction de la localisation x entre l'extérieur et le centre du doigt d'émetteur. Il s'agit d'une simplification justifiée puisque dans tous les cas d'étude abordés cette variation est relativement faible (la loi exponentielle suivie par le courant émetteur fait qu'il suffit de faibles variations de la tension locale pour produire de très fortes variations du courant local correspondant). Nous avons constaté que les deux formulations aboutissaient à la même conclusion quant au régime de focalisation ou de défocalisation.

L'examen du courant base extérieur $I_B(t)$ étant beaucoup plus rapide, c'est ce critère qui a été retenu pour expliquer qualitativement le fonctionnement. Rappelons que, compte tenu du sens des courants choisis sur le schéma équivalent, il y a défocalisation si I_B est positif, c'est à dire rentrant, et focalisation dans le cas contraire.

Les valeurs numériques des différents termes de l'équation 14 sont regroupées dans le tableau III.2 pour les deux valeurs de tension v_{BE} . Remarquons qu'à l'instant 0,20 T, les courants de déplacement sont les termes prépondérants pour les deux niveaux d'injection. A l'instant 0,25 T, lorsque le courant émetteur est maximal, les termes relatifs aux courants particuliers deviennent supérieurs à ceux des courants de déplacement, cependant pour le cas du faible niveau d'injection,

t	courants de déplacement		courants particulaires $I_E - I_C$	courant de base extérieur I_B	δ	
	émetteur I_{DE}	collecteur I_{DC}				
0,20 T	1,57 mA	- 1,14 mA	0,1 mA	2,86 mA	10 %	défoc.
0,25 T	0	- 0,97 mA	1,6 mA	2,57 mA	13 %	défoc.
0,30 T	- 1,57 mA	- 0,7 mA	0,7 mA	- 0,17 mA		focal.
0,35 T	3 mA	- 0,37 mA	- 0,7 mA	- 3,33 mA		focal.

(a) tension appliquée $V_{BE} = 0,773$ V



0,20 T	1,69 mA	- 1,14 mA	1,2 mA	4,03 mA	9 %	défoc.
0,25 T	0	- 0,97 mA	6 mA	6,97 mA	5 %	défoc.
0,30 T	- 1,69 mA	- 0,7 mA	1 mA	0,01 mA	22 %	défoc.
0,35 T	- 3,22 mA	- 0,37 mA	- 3 mA	- 5,85 mA		focal.

(b) tension appliquée $V_{BE} = 0,83$ V

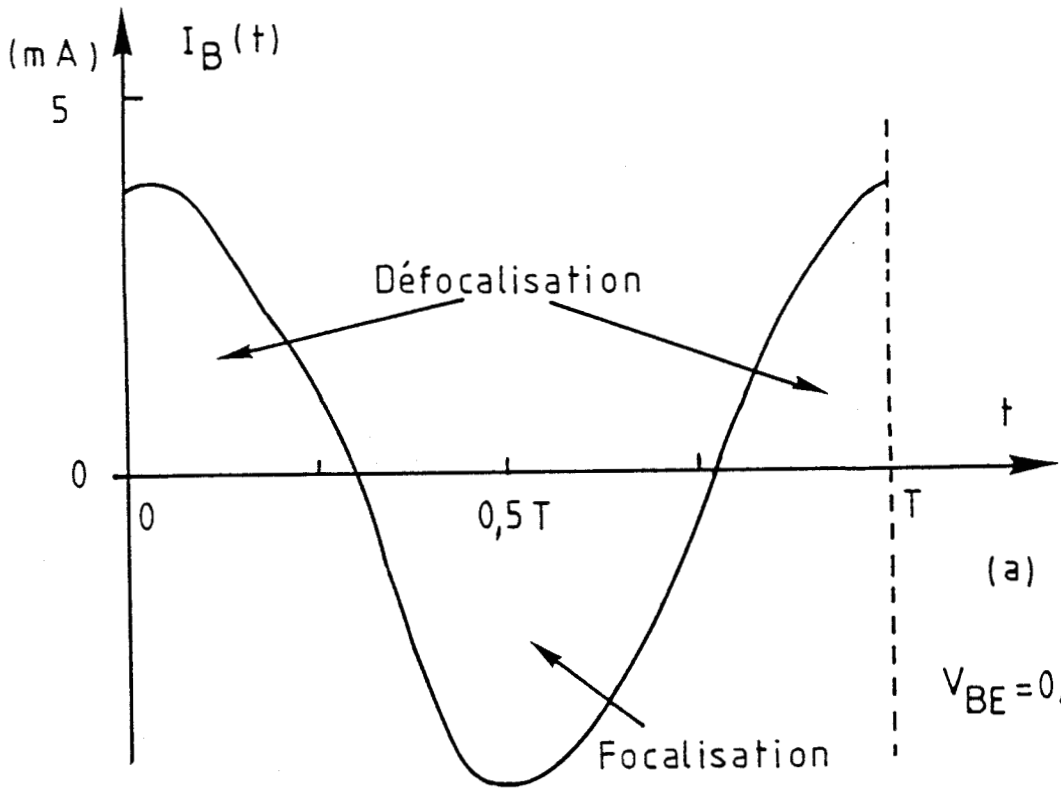
TABLEAU III.2 - Comparaison des amplitudes des courants particuliers et des courants de déplacement constituant le courant base extérieur d'un transistor en silicium en régime classe c à 3 GHz.

Longueur du doigt d'émetteur - $W = 2$ μ m

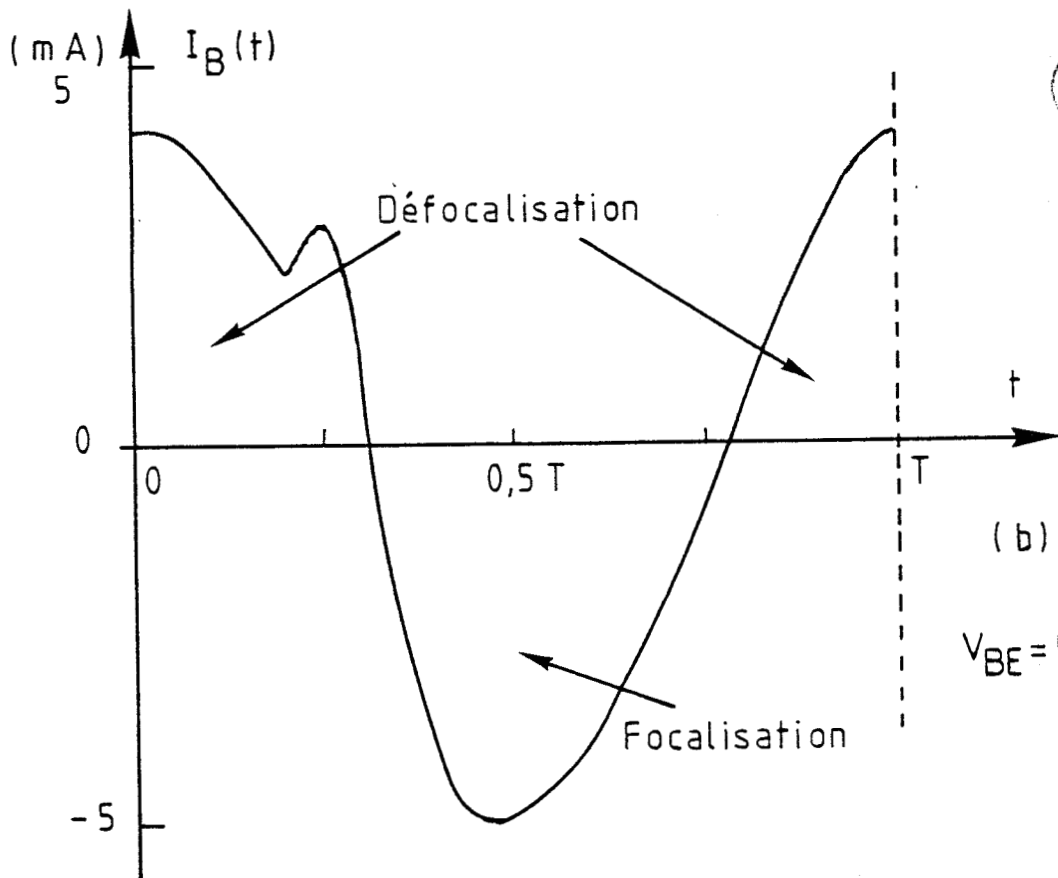
la contribution du courant particulaire reste faible et a peu d'influence ; par contre pour une tension $v_{BE} = 0,83$ v, ce courant particulaire est bien plus grand et renforce la défocalisation. L'évolution du courant base extérieur, reportée sur la figure III.3, résume les différents régimes se produisant au cours de la période HF.

On constate la prédominance des courants de déplacement (sinusoïdaux) par rapport aux courants particuliers (impulsionnels). Dans le premier quart de la période, précédant l'injection, la présence d'un courant de déplacement non négligeable en classe c, prédétermine l'état de défocalisation en créant un gradient de potentiel important latéralement dans la base. L'injection du courant particulaire autour de 0,25 T, ne fait qu'aggraver la défocalisation.

On constate, avec cette analyse, la différence fondamentale des mécanismes de défocalisation entre le régime statique et le régime de fonctionnement en classe B ou C à très haute fréquence : la contribution des courants de déplacement est presque toujours prédominante devant celle des courants particuliers. Il est donc évident que les théories classiques de la défocalisation en statique sont, dans ces conditions, totalement inutilisables pour prévoir et l'importance et l'évolution des phénomènes.



$V_{BE} = 0,773 \text{ v}$



$V_{BE} = 0,83 \text{ v}$

FIGURE III.3 : Evolution du courant base extérieur

III.2.2. INFLUENCE DES EFFETS DE HAUTE INJECTION

Dans les simulations dont nous venons de présenter les résultats, nous avons supposé que la résistance de base et la capacité de transition émetteur-base était indépendante du niveau d'injection. Ceci n'est valable en toute rigueur qu'aux faibles niveaux d'injection et il convient de reformuler les expressions aux hautes injections.

Dans ces conditions, la charge stockée dans la base, due aux porteurs minoritaires en excès n'est plus négligeable devant la charge due aux atomes d'impuretés ionisés [5]. La base doit rester neutre ; à cet excès de porteurs minoritaires doit correspondre un supplément de porteurs majoritaires donc la résistance de base devient plus faible. Une expression approchée en fonction de la tension V_{BE} est donnée par [3] [10] :

$$R_{b\ \square} = \frac{2 R_{\square}}{1 + \left(1 + \frac{q^2 n_i^2 W_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}} \quad (15)$$

où R_{\square} est la résistance par carré en faible injection exprimée par :

$$R_{\square} = \frac{1}{L \mu_p Q_B}$$

où L est la longueur du doigt d'émetteur

μ_p est la mobilité des trous dans la base

Q_B est la charge due aux atomes d'impuretés ionisés dans la base.

w_B est l'épaisseur de la base.

Par ailleurs, à la capacité liée à la zone déplétée, vient s'ajouter la capacité de diffusion C_D , associée à la variation de la charge due aux porteurs majoritaires en excès [10] qui s'exprime par :

$$C_D = L \frac{d Q_s}{d V_{BE}} = \frac{L Q_B q^2 n_i^2 w_B^2}{4 U_T Q_B^2 \left(1 + \frac{q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \quad (16)$$

Cette capacité augmente rapidement dès que la tension V_{BE} dépasse le seuil de haute injection. A titre d'exemple la figure III.4 (a) montre les évolutions de C_D et $R_{b\Box}$ en fonction de la tension V_{BE} pour des valeurs typiques des paramètres et des dimensions.

Enfin la densité de courant émetteur en régime de haute injection [10] s'exprime par :

$$J_E = \frac{q^2 n_i^2 D_n L}{\frac{Q_B}{2} \left(\frac{1 + q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \right)^{1/2}} \exp \frac{V_{BE}}{U_T} \quad (17)$$

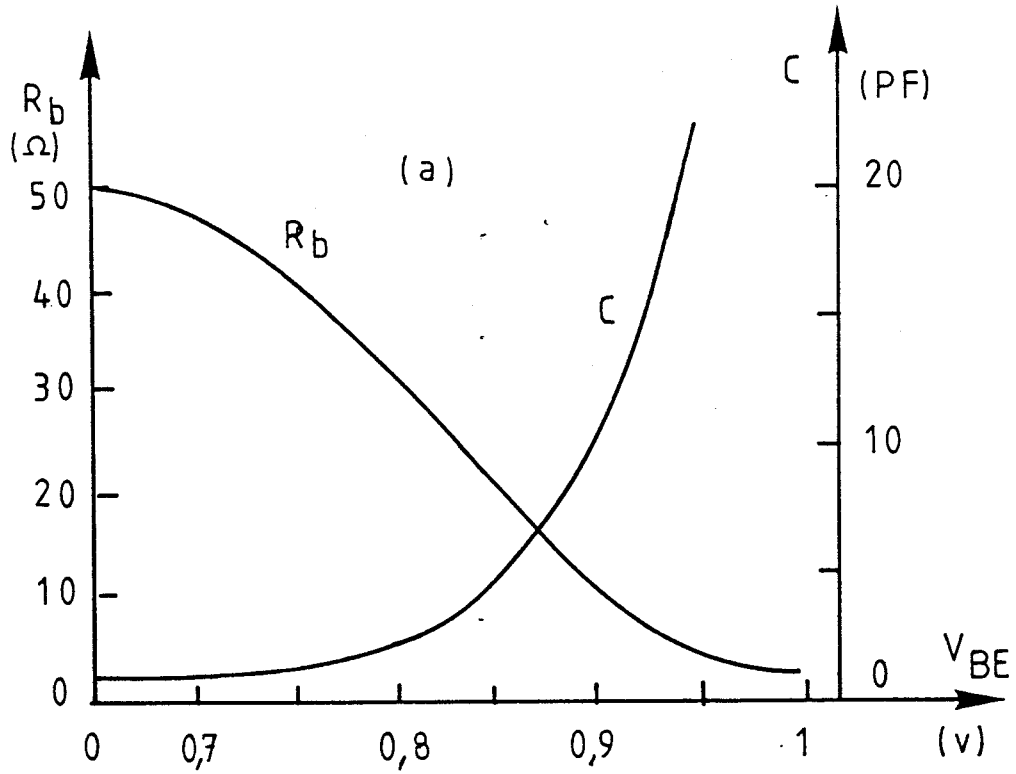


FIGURE III.4 (a) : Evolution de la capacité C_D et de la résistance R_b en fonction de la tension V_{BE}

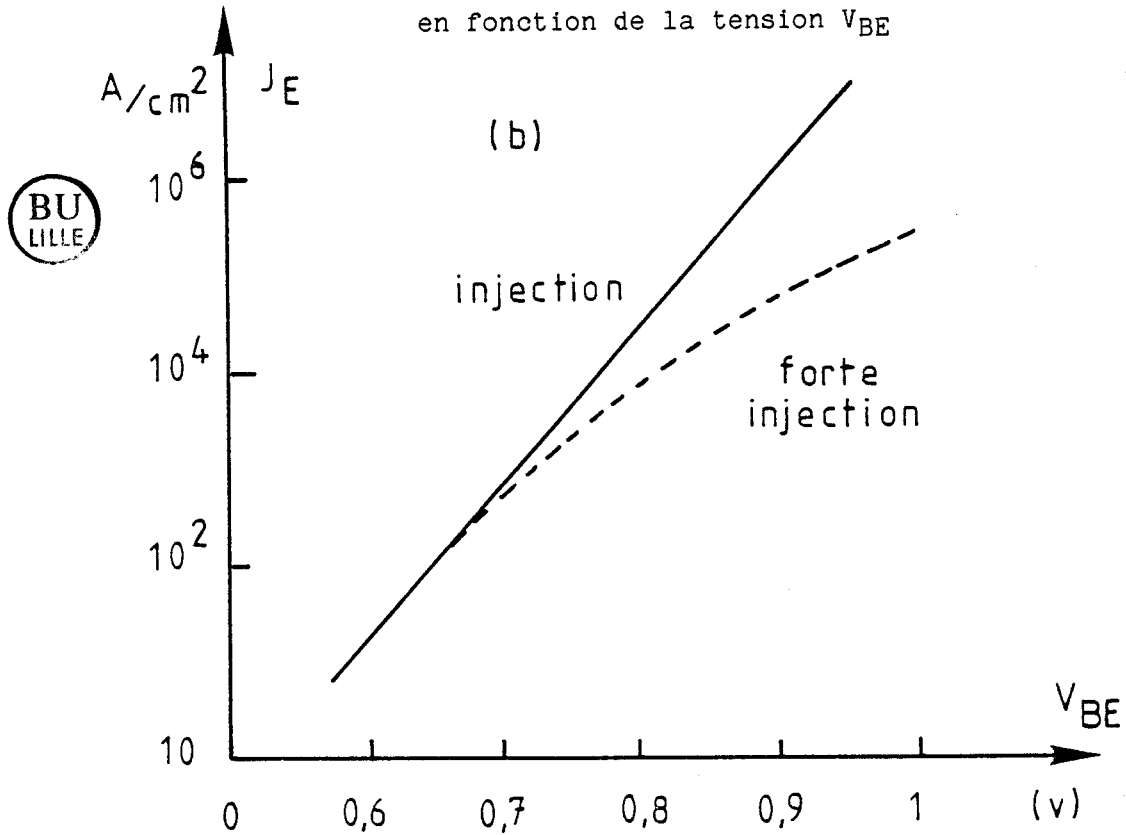


FIGURE III.4 (b) : Densité de courant émetteur en fonction de la tension V_{BE}

La figure III.4 (b) donne l'évolution de la densité de courant J_E en fonction de la tension V_{BE} .

Les études menées à propos du transistor à avalanche contrôlé et à temps de transit (C.A.T.T.) [3], ont montré que la répartition du courant émetteur devenait plus homogène en haute injection, comme le montre la figure III.5.

III.2.3. INFLUENCE DU DOPAGE DE BASE

Les simulations que nous avons présentées, supposaient un dopage de base de quelques 10^{17} at/cm³. Pour un transistor bipolaire de puissance, nous pouvons envisager un dopage de base plus élevé ($\approx 10^{18}$ at/cm³) afin de repousser les problèmes consécutifs aux fonctionnements aux forts courants, bien que cela entraîne une diminution du gain en courant. Dans ces conditions, l'effet de haute injection est repoussé et la résistivité de base est diminuée mais il faut tenir compte de l'augmentation de la capacité de transition émetteur base, qui de ce fait modifie peu le produit $R_b C_{TE}$. Celui-ci vaut 56 ps pour N_B égal à 10^{17} at/cm³ et 50 ps pour N_B égal à 10^{18} at/cm³. On constate que à l'instant 0,25 T, le paramètre δ de défocalisation vaut 13 % pour le dopage de 10^{17} at/cm³ (figure III.6 (a)) et 8 % pour celui de 10^{18} at/cm³ (figure III.6 (b)).

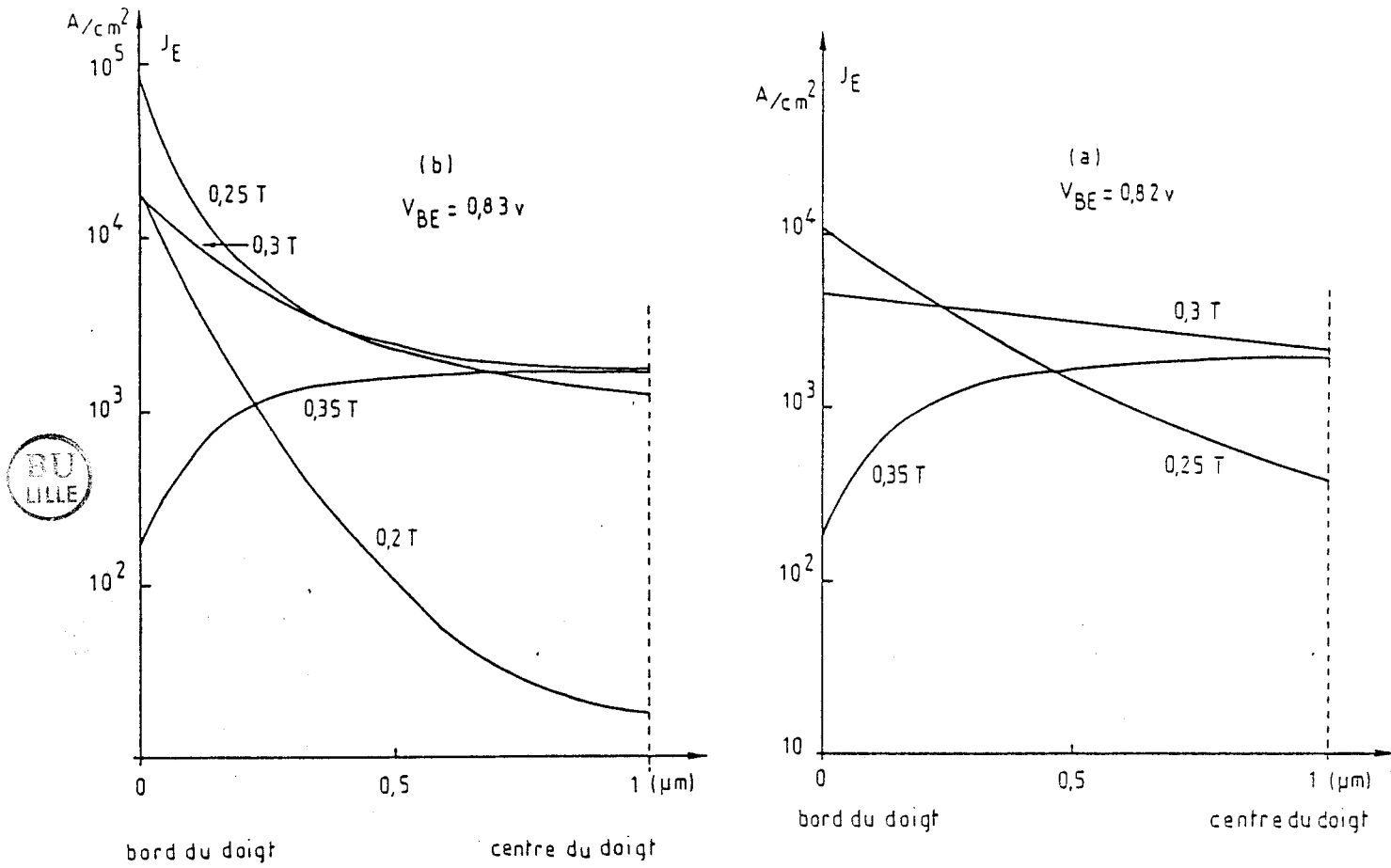


FIGURE III.5 : Répartition de la densité de courant sous un demi-doigt d'émetteur en régime classe c à 3 GHz

a) calculée en tenant compte de l'effet de haute injection

b) calculée en appliquant la loi de faible injection

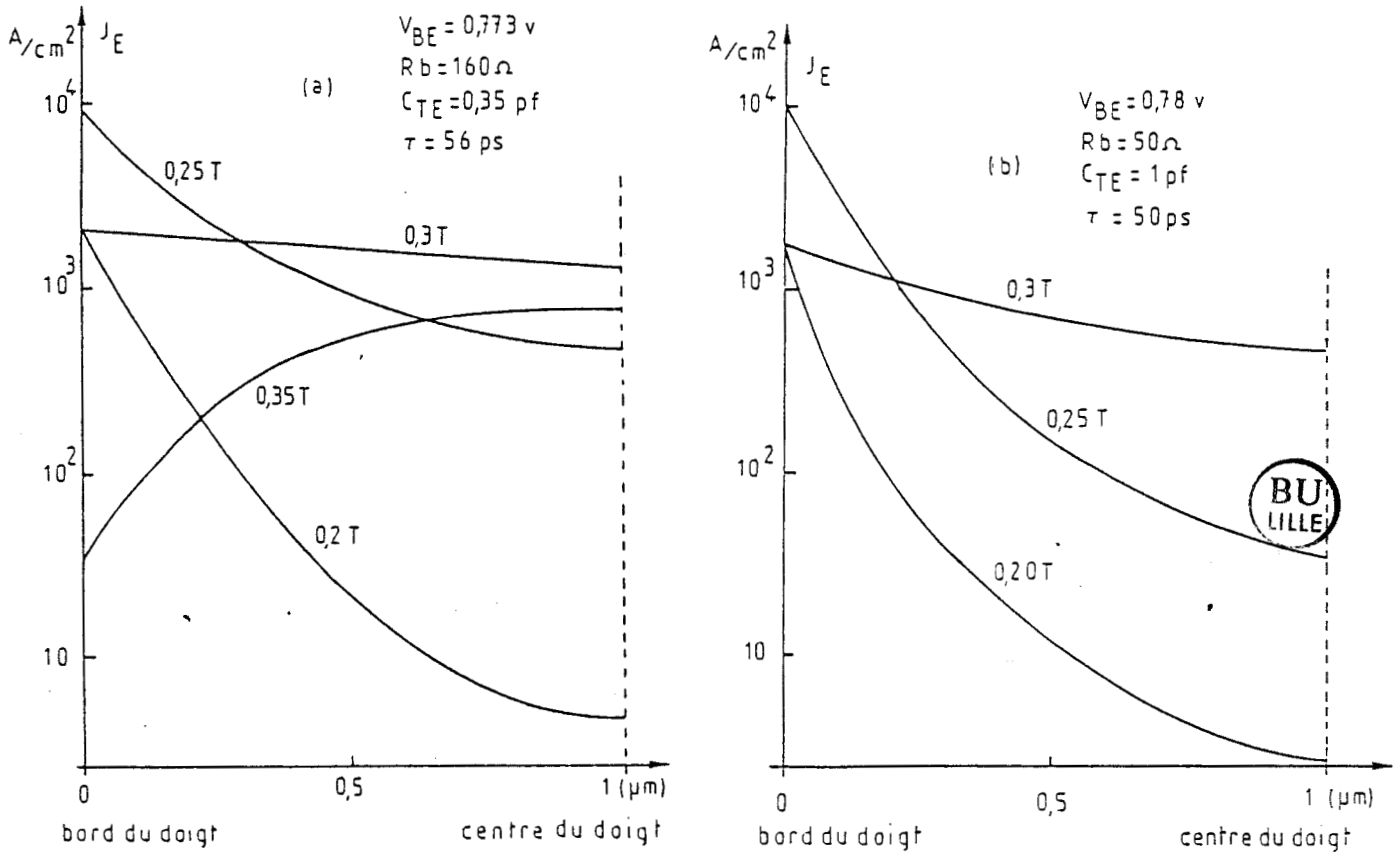


FIGURE III.6 : Répartition de la densité de courant particulière sous un demi-doigt d'émetteur, en fonction de la résistance de base R_b et de la capacité C_{TE} , en régime classe c, à 3 GHz

Il apparaît que l'augmentation du dopage de base, bénéfique en ce qui concerne le courant critique de haute injection, est plutôt défavorable pour la défocalisation dynamique en raison de l'accroissement de la capacité émetteur base et, par conséquence, des effets du courant de déplacement correspondant.

III.2.4. CONCLUSION

La répartition non homogène du courant sous le contact d'émetteur dans un transistor bipolaire de puissance est un phénomène limitatif fondamental. Dans les conditions normales de fonctionnement, la densité de courant est localisée sur les bords de la zone active du transistor, c'est la défocalisation, provoquée par les chutes de tension réparties le long de la résistance latérale de base.

En régime dynamique et en absence de polarisation statique, c'est à dire en amplification en classe B ou C, nous avons montré que les courants de déplacement associés aux jonctions émetteur base et collecteur base, sont les facteurs prédominants pour la répartition temporelle et spatiale du courant émetteur. Il s'en suit que le terme $\tau = R_b C_{Te}$ déduit à partir des relations 8 - 11 - 14 est prépondérant et doit être minimisé pour réduire la défocalisation dans la zone active.

Dans l'état actuel de la technologie des transistors bipolaires au silicium, il y a peu d'espoir de pouvoir diminuer encore la résistance R_b car une augmentation supplémentaire de la concentration

d'impuretés dans la base entraînerait une trop faible efficacité d'injection du transistor.

De ce fait la réalisation des transistors microondes de puissance nécessite l'utilisation de structures interdigitées avec des largeurs de doigt d'émetteur de plus en plus faibles [11]. D'autre part, la montée en fréquence impose également une diminution des dimensions géométriques intrinsèques de la base. En ce qui concerne le silicium, les technologies actuelles semblent avoir atteint leurs limites.

L'apparition récente des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) GaAlAs/GaAs , ouvre de nouvelles possibilités [12] - [15] - [16], comme l'ont montré les études réalisées par les équipes de Rey au Laas [13] et de Scavennec et Ankri au CNET [14].

La concentration très élevée des impuretés dans la base des TBH laisse à penser que la défocalisation devrait être pratiquement inexistante pour ces structures. Si on peut considérer cette hypothèse en régime statique, une étude plus complète s'avère nécessaire en régime dynamique. Nous allons donc appliquer au cas du transistor bipolaire à hétérojonction, la simulation numérique de la défocalisation dynamique que nous avons présentée précédemment pour une structure au silicium.

III.3. ANALYSE DU PHENOMENE DE DEFOCALISATION DANS UN TRANSISTOR

BIPOLAIRE A HETEROJONCTION Ga Al As/Ga As.

III.3.1. STRUCTURE ET AVANTAGE POUR UN TRANSISTOR DE PUISSANCE

Considérons un transistor bipolaire de type NPN, comprenant une hétérojonction abrupte émetteur base. Le profil de dopage des différentes zones, généralement utilisé pour des transistors microondes, est représenté sur la figure III.7.

Le diagramme des bandes d'énergie dans les conditions normales de fonctionnement, apparaît sur la figure III.7.b. On voit que la présence de l'hétérojonction entraîne une nette différence des potentiels de diffusion des électrons et des trous.

Les calculs classiques du courant de trous et d'électrons établis à partir de la relation de Boltzman [14], conduisent à écrire l'efficacité d'injection du transistor à hétérojonction par :

$$\gamma = \left[1 + \frac{N_B}{N_E} \frac{L_{tE} \tau_B}{L_{eB} \tau_E} \operatorname{th} \left(\frac{W_B}{L_{eB}} \right) \exp \left(- \frac{\Delta E_g}{k T} \right) \right]^{-1} \quad (18)$$

où L_{tE} est la longueur de diffusion des trous dans l'émetteur

L_{eB} est la longueur de diffusion des électrons dans la base

τ_B, τ_E durée de vie des porteurs dans les zones désertées base et émetteur.

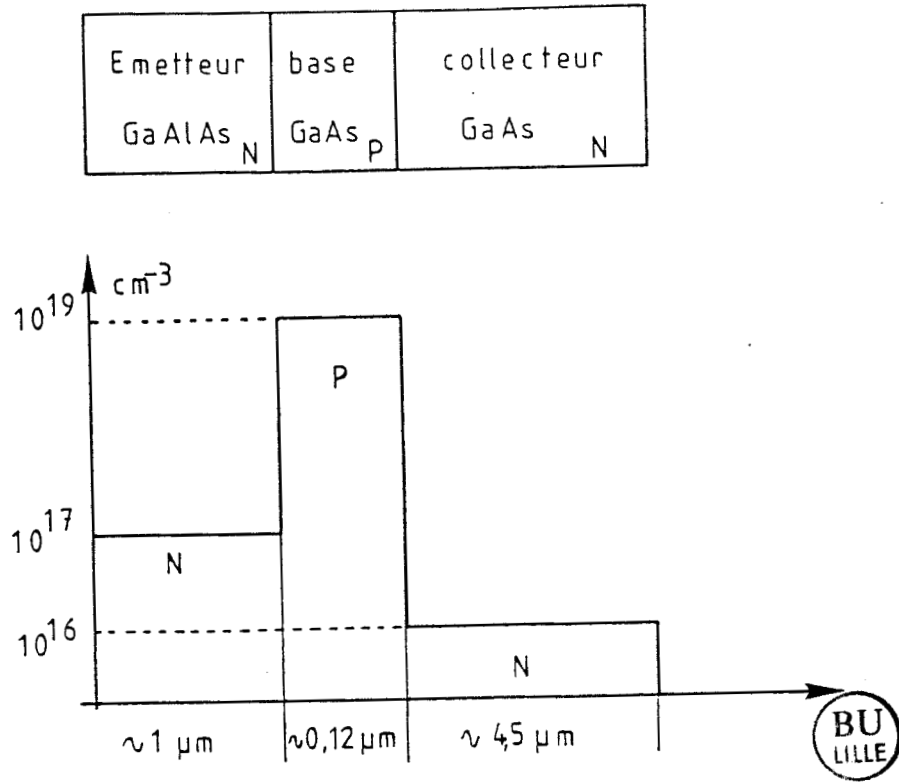


FIGURE III.7 (a) : Profil de dopage typique du T.B.H.

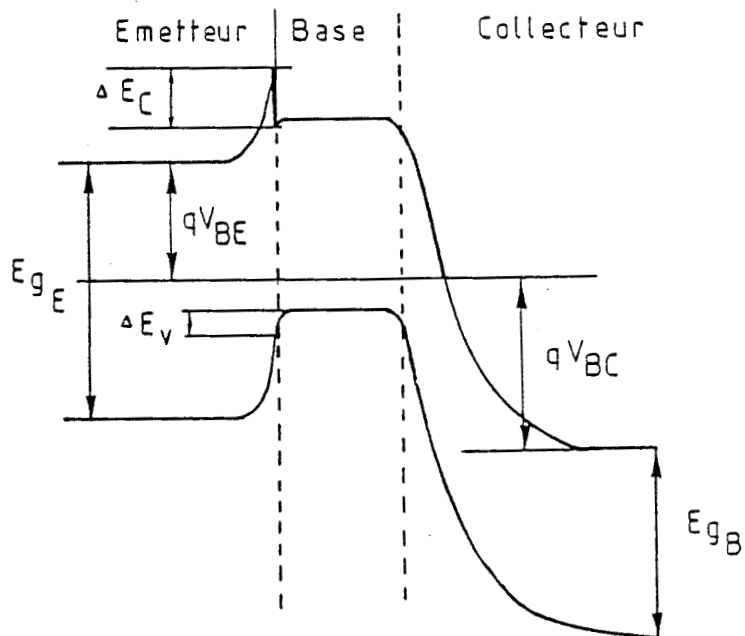


FIGURE III.7 (b) : Diagramme des bandes d'énergie du T.B.H.

N_B , N_E concentration d'impuretés dans la base et l'émetteur

ΔE_g , différence d'énergie des bandes interdites d'émetteur et de base

Le terme $\exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kt}\right)$ lié à l'hétérojonction, nous affranchit des contraintes imposées aux dopages d'émetteur et de base rencontrées pour les transistors homojonctions, ainsi nous pouvons choisir un dopage dans la base plus grand que dans l'émetteur :

$$N_B > N_E$$

sans nuire à l'efficacité d'injection.

III.3.2. CALCUL DE LA RESISTANCE DE BASE

Rappelons la relation 7 donnant la résistance par carré de la base :

$$R_{b\Box} = \frac{1}{q \mu_t N_B W_B} \quad (19)$$

Compte tenu du fort dopage de base N_B , la résistance de base devient plus faible que pour le transistor au silicium. Il faut cependant remarquer que la diminution de la résistance de base et l'amélioration apportée à la défocalisation seront limitées à cause de la variation de la mobilité des trous. L'augmentation de N_B dans le Ga As entraîne

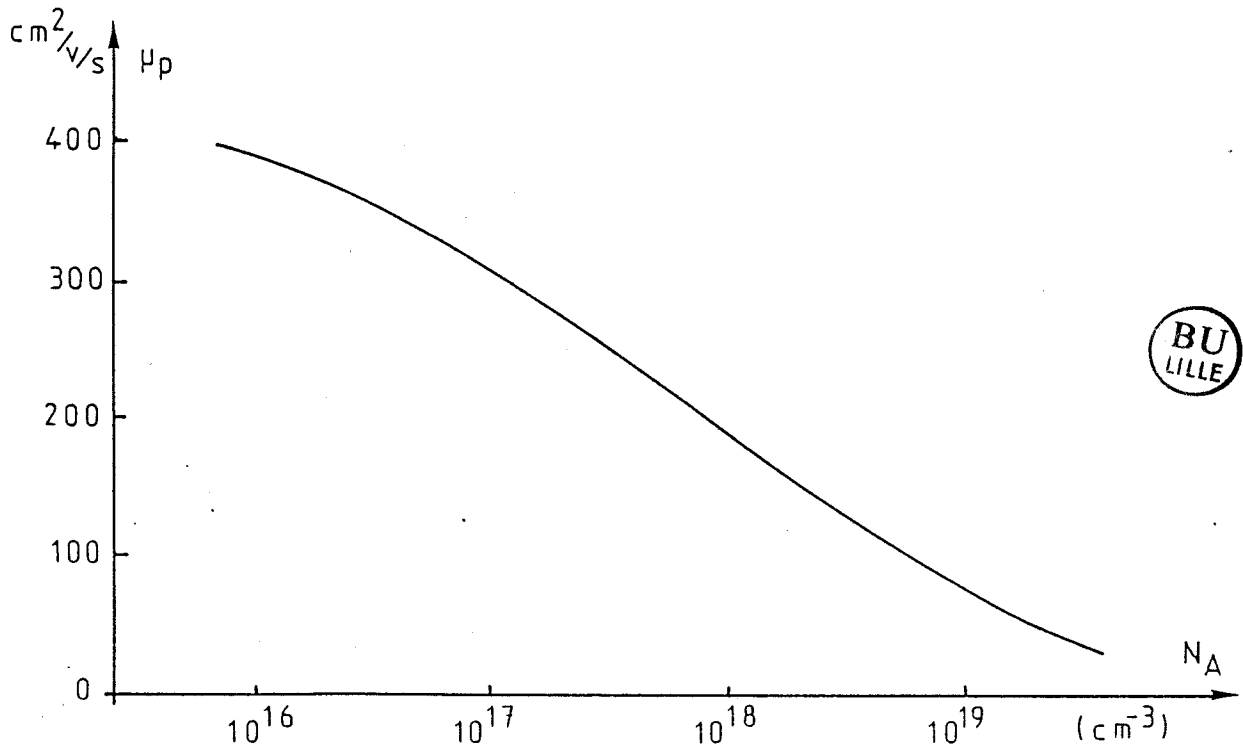


FIGURE III.8 : Mobilité des trous dans le GaAs
en fonction du dopage à 300°K

une diminution de la mobilité des trous comme le montre la courbe de la figure III.8 [17],[23].

Pour des concentrations usuelles d'impuretés dans la base des transistors au silicium (10^{17} à 10^{18} at/cm³), la mobilité des trous est comprise entre 100 et 250 cm²/V.S. à 300°K, alors que pour le Ga As et avec des concentrations 10 fois plus élevées (10^{19} at/cm³), la mobilité des trous devient inférieure à 100 cm²/V.S.

En supposant un transistor microonde avec une épaisseur de base W_b de l'ordre de 0,12µm, on obtient une résistance latérale de base environ 5 fois plus faible pour le TBH que pour le transistor au silicium, pour une concentration N_B respectivement égale à 10^{19} at/cm³ pour le TBH et 10^{18} at/cm³ pour le transistor au silicium.

III.3.3. CALCUL DE LA CAPACITE EMETTEUR BASE

La capacité de transition émetteur base est calculée à partir de la relation (5) que nous rappelons :

$$\frac{C_{TE}}{S} = \left[\frac{q \epsilon N_B N_E}{2 (N_B + N_E) (\phi - \sqrt{A})} \right]^{1/2} \quad (20)$$

On simplifie facilement cette expression en ne tenant compte que de la zone la plus faiblement dopée, c'est à dire l'émetteur dans le cas du TBH. Dans ces conditions, on obtient des capacités C_{TE} au moins trois fois plus faible que pour le transistor silicium, à surface égale.

Les faibles valeurs enregistrées de la résistance de base et de la capacité émetteur base, doivent conduire l'une et l'autre à la réduction du phénomène de défocalisation.

III.3.4. EFFET DU COURANT D'INJECTION

La densité du courant au-delà de laquelle les effets de haute injection deviennent prépondérants, est donnée en première approximation par la relation [5] :

$$J_{HIB} \propto \frac{4 D_{nB} Q_B}{W_B^2} \quad (21)$$

où Q_B représente la charge stockée dans la base, due aux atomes d'impuretés ionisés. Pour le fort dopage de base du TBH ($N_B \approx 10^{19}$ at/cm³), les conditions de haute injection ne sont pratiquement jamais atteintes même en fonctionnant à niveau de puissance élevée.

La loi donnant la densité de courant d'électrons injectés s'écrit [13] :

$$J_E (t) = J_S \exp \frac{v_{BE} (t)}{n U_T} \quad (22)$$

où n est un facteur de conformité, dont la valeur dépend des caractéristiques de l'hétérojonction émetteur base. Nous avons supposé n égale à l'unité. Bien que le phénomène de défocalisation soit pratiquement inexistant en statique pour un TBH, nous étudierons son comportement en amplification classe C, en appliquant notre simulation numérique.

III.3.5. RESULTATS DE LA SIMULATION

La résistance de base est environ 5 fois plus faible pour le TBH que pour le transistor au silicium, par conséquent les effets de non uniformité du courant émetteur devraient, à priori, apparaître pour une largeur de doigt d'émetteur 5 fois plus grande.

Les caractéristiques du transistor simulé ont été choisies comme suit :

Longueur du doigt d'émetteur - $L = 100 \mu\text{m}$

Largeur du doigt d'émetteur - $W = 10 \mu\text{m}$

Longueur du collecteur - $W_c = 4,5 \mu\text{m}$

Epaisseur de la base - $W_b = 0,12 \mu\text{m}$

Dopage de la base - de qq 10^{18} à 10^{19} at/cm³

Dopage d'émetteur - de 10^{16} à 10^{17} at/cm³

Dopage du collecteur - qq 10^{15} at/cm³

Fréquence de fonctionnement - $F = 3$ GHz.

Nous avons fait varier les dopages d'émetteur et de base respectivement de 10^{16} à 10^{17} at/cm³ et de $3 \cdot 10^{18}$ à 10^{19} at/cm³, pour avoir différents couples "résistance de base-capacité émetteur-base", afin de déterminer le facteur le plus influent sur la défocalisation en régime dynamique.

La figure III.9 donne la répartition du courant émetteur sous un demi doigt à différents instants, pour les trois couples de dopages d'émetteur et de base, notés dans le tableau III.3.

Figure	N_B at/ cm ³	N_E at/cm ³
12 a	10^{19}	10^{17}
12 b	10^{19}	10^{16}
12 c	$3 \cdot 10^{18}$	10^{16}

Tableau III.3

=====

Le tableau III.4 résume les résultats obtenus en utilisant le critère de défocalisation défini par W_e , largeur de la zone où la densité de courant est comprise entre la valeur maximale au bord du doigt $J_{E_{max}}$ et la valeur $J_{E_{max}}/e$.

On observe que le phénomène de défocalisation est d'autant plus marqué que la base est plus faiblement dopée. Le passage du courant est favorisé dans une zone située au bord du doigt. Au maximum d'injection du courant particulaire, à $t = 0,25 T$, cette zone occupe 10 % de la largeur totale du doigt dans le cas d'un dopage de base de 10^{19} at/cm^3 alors qu'elle ne représente plus que 6 % pour un dopage 10 fois plus faible (Tableau III.4 (b) et (c)). Dans ce dernier cas, la résistance de base R_b et, par conséquent, le gradient latéral de potentiel dans la base sont augmentés et la répartition du courant émetteur est moins homogène.

D'autre part, on peut comparer l'influence du courant de déplacement à l'instant $t = 0,20 t$, entre les deux simulations données respectivement pour un dopage d'émetteur de 10^{16} at/cm^3 et de 10^{17} at/cm^3 et un dopage de base de 10^{19} at/cm^3 (Tableau III.4. (a) et (b)). La capacité de transition de la jonction base émetteur C_{TE} , varie dans un rapport 3 entre ces deux cas simulés, et la zone où est concentrée le courant est réduite de moitié.

Tous ces effets apparaissent clairement à l'examen de l'évolution du courant base extérieur au cours d'une période (Figure III.10). Dans l'exemple choisi avec des concentrations d'émetteur et de base extrêmes

t	Tension base- émetteur appliquée V_{BE}	Densité du courant au bord du doigt J_E	Courant émetteur extérieur I_E	Largeur de la zone efficace d'émetteur W_e	Rapport $\delta = \frac{W_e}{W}$
0,20 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	1,76 mA	$1 \mu\text{m}$	10 %
0,25 T	1,19 V	$1,88 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$	28 mA	$1,06 \mu\text{m}$	11,6 %
0,30 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	6 mA	$10 \mu\text{m}$	100 %

(a) dopage d'émetteur $N_E = 10^{17} \text{ at/cm}^3$
 dopage de base $N_B = 10^{19} \text{ at/cm}^3$
 courant émetteur moyen $\bar{I}_E = 2,04 \text{ mA}$

BU
LIL

0,20 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	5 mA	$2,26 \mu\text{m}$	22,6 %
0,25 T	1,19 V	$1,88 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$	30,4 mA	$1 \mu\text{m}$	10 %
0,30 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	6 mA	$10 \mu\text{m}$	100 %

(b) dopage d'émetteur $N_E = 10^{16} \text{ at/cm}^3$
 dopage de base $N_B = 10^{19} \text{ at/cm}^3$
 courant émetteur moyen $\bar{I}_E = 2,4 \text{ mA}$

0,20 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	0,86 mA	$0,5 \mu\text{m}$	5 %
0,25 T	1,19 V	$1,88 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$	10,4 mA	$0,6 \mu\text{m}$	6 %
0,30 T	1,13 V	$1,98 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$	5,2 mA	$2,26 \mu\text{m}$	22,7 %

(c) dopage d'émetteur - $N_E = 10^{16} \text{ at/cm}^3$
 dopage de base - $N_B = 3 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$
 courant émetteur moyen $\bar{I}_E = 0,9 \text{ mA}$

TABLEAU III.4. - REPARTITION DU COURANT EMETTEUR DANS UN TBH
 EN REGIME CLASSE C.

- largeur du doigt d'émetteur - $W = 10 \mu\text{m}$
- tension base émetteur appliquée - $V_{BE} = 1,19 \text{ V}$

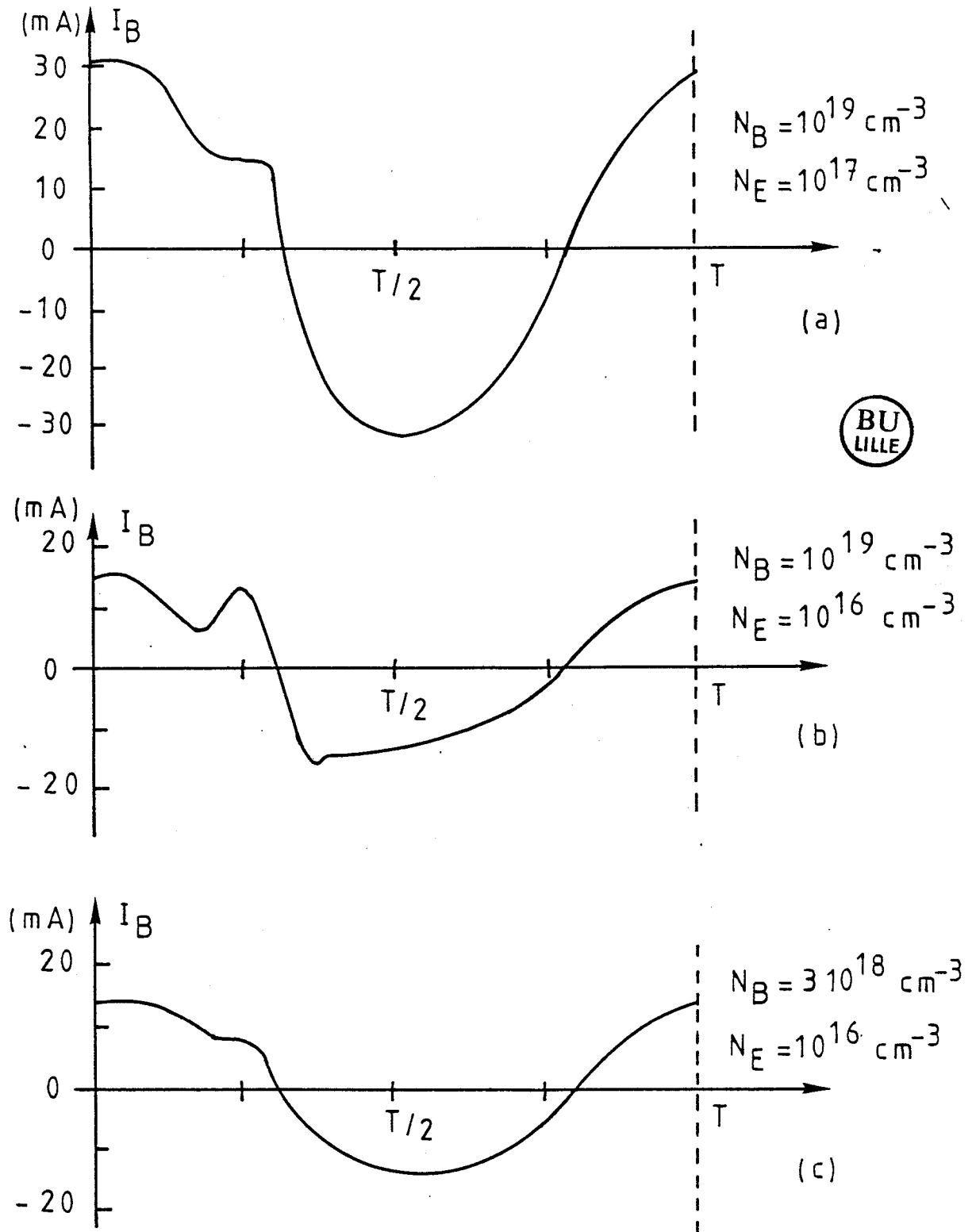


FIGURE III.10 : Evolution du courant base extérieur dans le cas du transistor à hétérojonction, en régime classe c, à 3 GHz

(Figure III.10 (b)), on observe une amplitude relativement faible du courant de déplacement avant l'injection dans le premier quart de la période, ce qui entraîne une répartition du courant particulaire émetteur plus homogène (Tableau III.4 (b)). Lorsque le dopage d'émetteur est plus élevé, le courant de déplacement devient plus important (Figure III.10 (a)) et la part du courant particulaire est restreinte à cause de la forte défocalisation. Pour le dopage de base égal à $3 \cdot 10^{18}$ at/cm³ (Figure III.10 (c)), le courant particulaire est très peu visible devant le courant de déplacement. C'est dans ce cas que la défocalisation est la plus marquée (Tableau III.4 (c)).

III.3.6. CONCLUSION

Le fort dopage de base et le faible dopage d'émetteur conduisent à minimiser les effets de défocalisation dans le TBH, par rapport au transistor au silicium. Cependant, les courants de déplacement, qui dans le cas du transistor au silicium étaient les principaux responsables de la défocalisation dynamique, conservent encore une importance telle que l'amélioration procurée par le TBH n'est pas aussi grande qu'on aurait pu l'espérer par un raisonnement purement statique. Néanmoins, le TBH présente des avantages potentiels certains en vue d'une utilisation en composant de puissance. Pour en tirer le meilleur parti, il convient d'optimiser la structure et plus particulièrement la largeur du doigt d'émetteur pour un fonctionnement à une fréquence déterminée, car les effets dynamiques vont devenir de plus en plus importants au fur et à mesure que la fréquence va croître.

CHAPITRE IV

OPTIMISATION DES DIMENSIONS D'ÉMETTEUR POUR UN

TRANSISTOR À HÉTÉROJONCTION DE PUISSANCE.

IV.1. INTRODUCTION

Les principales propriétés d'un transistor de puissance sont de fournir un courant de sortie et de permettre une excursion de la tension de sortie les plus élevés possibles.

L'amplitude de la tension de sortie est limitée par la tension de claquage de la zone collecteur-base du transistor. Cette tension dépend des caractères physiques du semiconducteur constituant le collecteur.

En ce qui concerne le courant collecteur maximum d'utilisation, on veillera à ce que celui-ci reste inférieur à la valeur critique où apparaît l'effet de recul de base (effet Kirk).

La simulation exposée dans le chapitre précédent permet d'évaluer l'évolution temporelle exacte du courant collecteur, compte tenu des effets de transit ; il est ensuite possible de calculer la puissance de sortie qui est définie par la relation :

$$P_S = \frac{1}{T} \int_0^T v_{CB}(t) i_C(t) dt \quad (23)$$

où $v_{CB}(t)$ et $i_C(t)$ sont respectivement la tension collecteur base et le courant collecteur extérieur.

Le déphasage entre la tension v_{CB} et le courant de sortie a été ajusté afin d'obtenir une puissance de sortie maximale. Ce qui équivaut à rechercher l'impédance de charge optimale.

La recherche d'une optimisation en puissance du TBH impose un choix judicieux de la largeur W du doigt d'émetteur. Si la défocalisation est négligeable, le courant particulaire extérieur, et par conséquent la puissance de sortie, augmentent avec la largeur du doigt d'émetteur. Par contre, la prise en compte de la défocalisation fait que seule une partie W_e de la largeur du doigt participe à la conduction du courant limitant ainsi le courant extérieur I_E . Cette zone de largeur W_e évolue en fonction de l'importance du phénomène de défocalisation et de la largeur W du doigt d'émetteur. Il convient par conséquent de rechercher la largeur optimale pour assurer une puissance de sortie maximale.

IV.2. EVOLUTION DE LA DEFOCALISATION AVEC LA LARGEUR D'EMETTEUR

Nous avons simulé la défocalisation du courant émetteur en fonction du niveau d'injection et en fonction de la largeur du doigt d'émetteur à une fréquence de 3GHz. La configuration du transistor simulé est semblable à celle décrite au chapitre I. Les dimensions géométriques sont celles décrites au paragraphe III.3.5.

Définissons au préalable un coefficient de défocalisation η , comme le rapport entre la valeur moyenne J_{Em} de la densité de courant sous l'émetteur correspondant à l'instant d'injection maximum, et la densité de courant J_{Emax} au bord du doigt d'émetteur à ce même instant (Figure IV.1 (a))

$$\eta = \frac{J_{Em}}{J_{Emax}} = \frac{1}{W} \frac{\int_0^W J_E(x, t_0) dx}{J_{Emax}} \quad (23)$$

où t_0 est l'instant d'injection correspondant à I_E extérieur maximal.

Il faut remarquer que η est inférieur à 1 et diminue lorsque la défocalisation augmente. Si η était égal à 1, il n'y aurait pas de défocalisation.

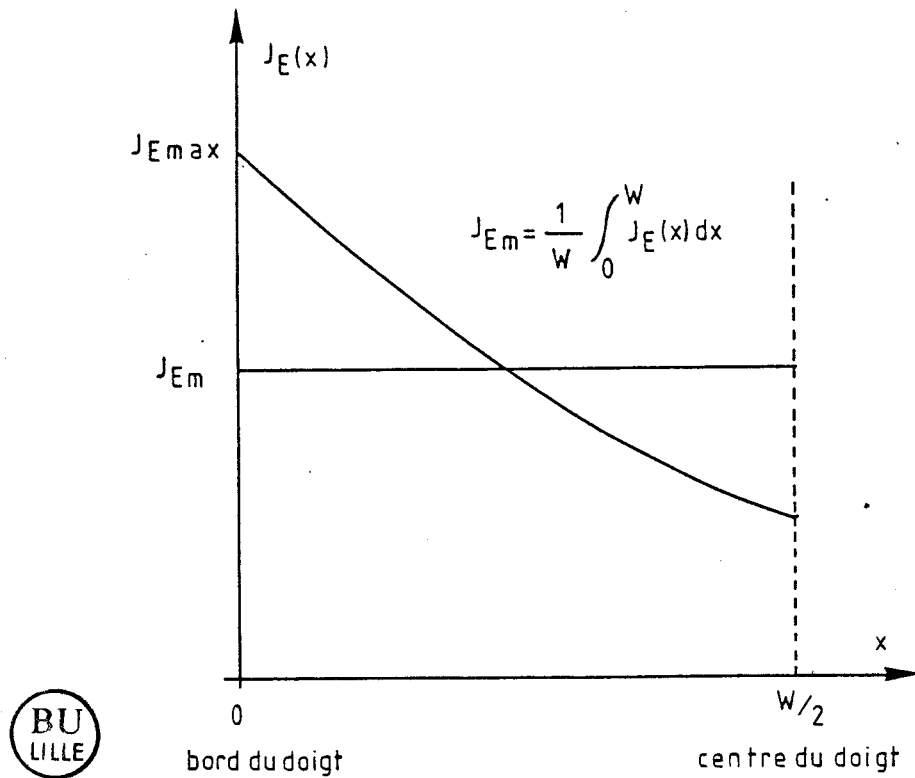


FIGURE IV.1a : Densité de courant particulière sous un demi-doigt d'émetteur en régime de défocalisation

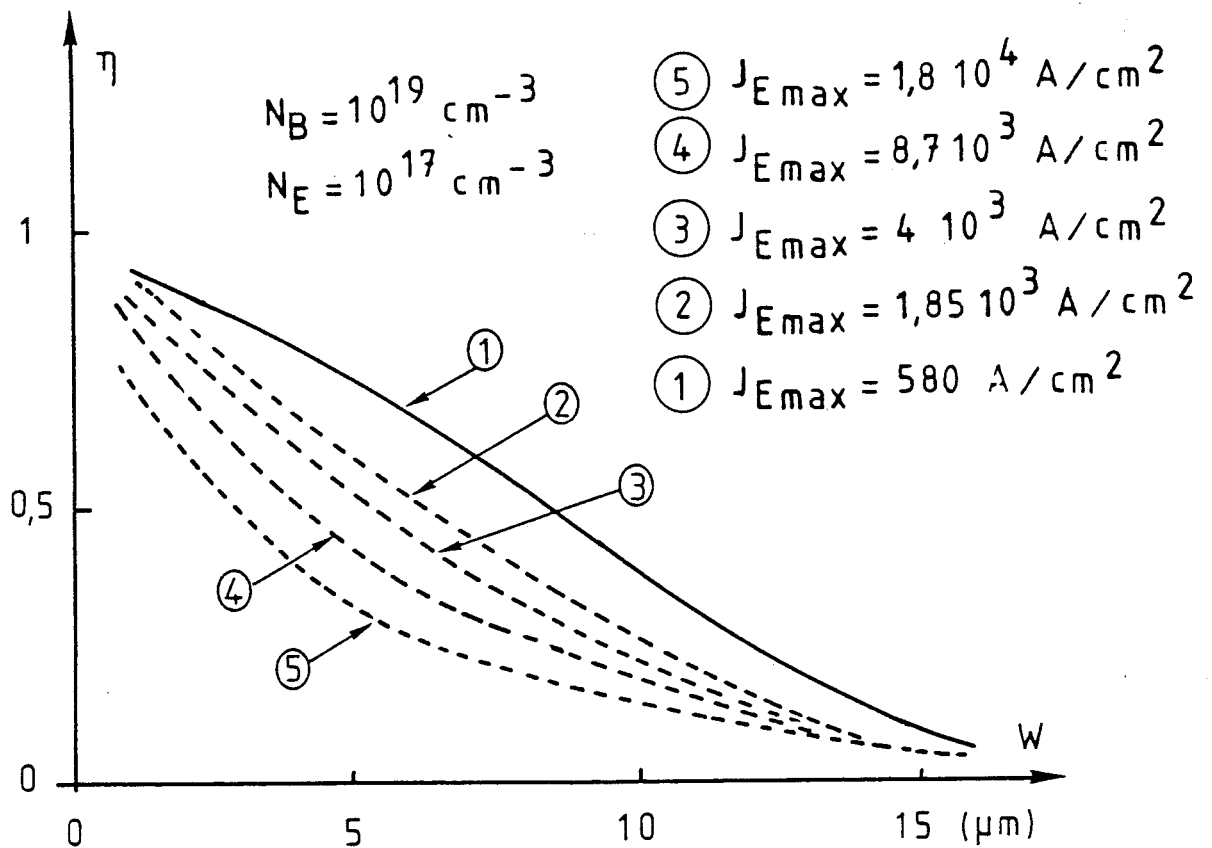


FIGURE IV.1b : Evolution du coefficient de défocalisation η en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection à 3 GHz en régime classe c.

La figure IV.1 (b) montre l'évolution du coefficient η en fonction de la tension v_{BE} extérieure et de la largeur du doigt d'émetteur pour un dopage de la zone d'émetteur de 10^{17} at/cm³ et un dopage de la zone de base de 10^{19} at/cm³.

On observe que pour un niveau d'injection constant, la défocalisation augmente avec la largeur du doigt d'émetteur. Ceci s'explique aisément en considérant le schéma équivalent distribué de la figure II.1. En effet, l'augmentation de la largeur d'émetteur entraîne une augmentation du nombre de cellules du réseau et une atténuation croissante de la tension locale au niveau de chaque cellule élémentaire.

D'autre part, on note que la défocalisation augmente avec le niveau d'injection. L'augmentation de la tension v_{BE} extérieure entraîne, en effet, l'accroissement des différents courants, particulaire et déplacement, et par conséquent, augmente le courant base qui s'écoule transversalement ainsi que la chute de tension le long du réseau distribué de base. Sachant que par ailleurs I_E devrait croître avec W_E , il convient d'optimiser la largeur de l'émetteur.

IV.3. OPTIMISATION DE LA LARGEUR DU DOIGT D'EMETTEUR A 3GHz

L'évolution de la puissance de sortie en fonction du niveau d'injection et de la largeur du doigt d'émetteur est représentée sur

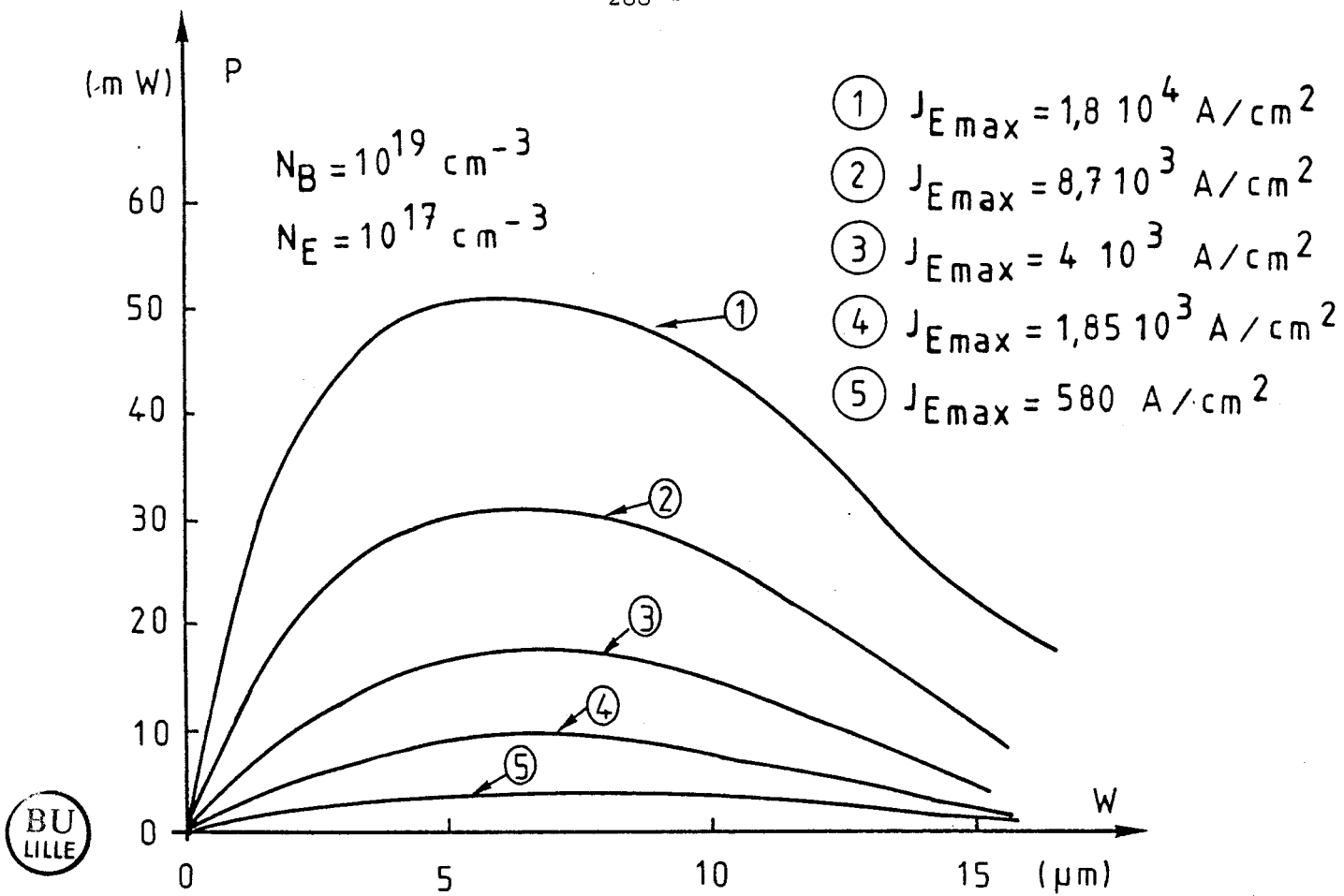


FIGURE IV.2 : Puissance de sortie en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection, en régime classe C, à 3 GHz

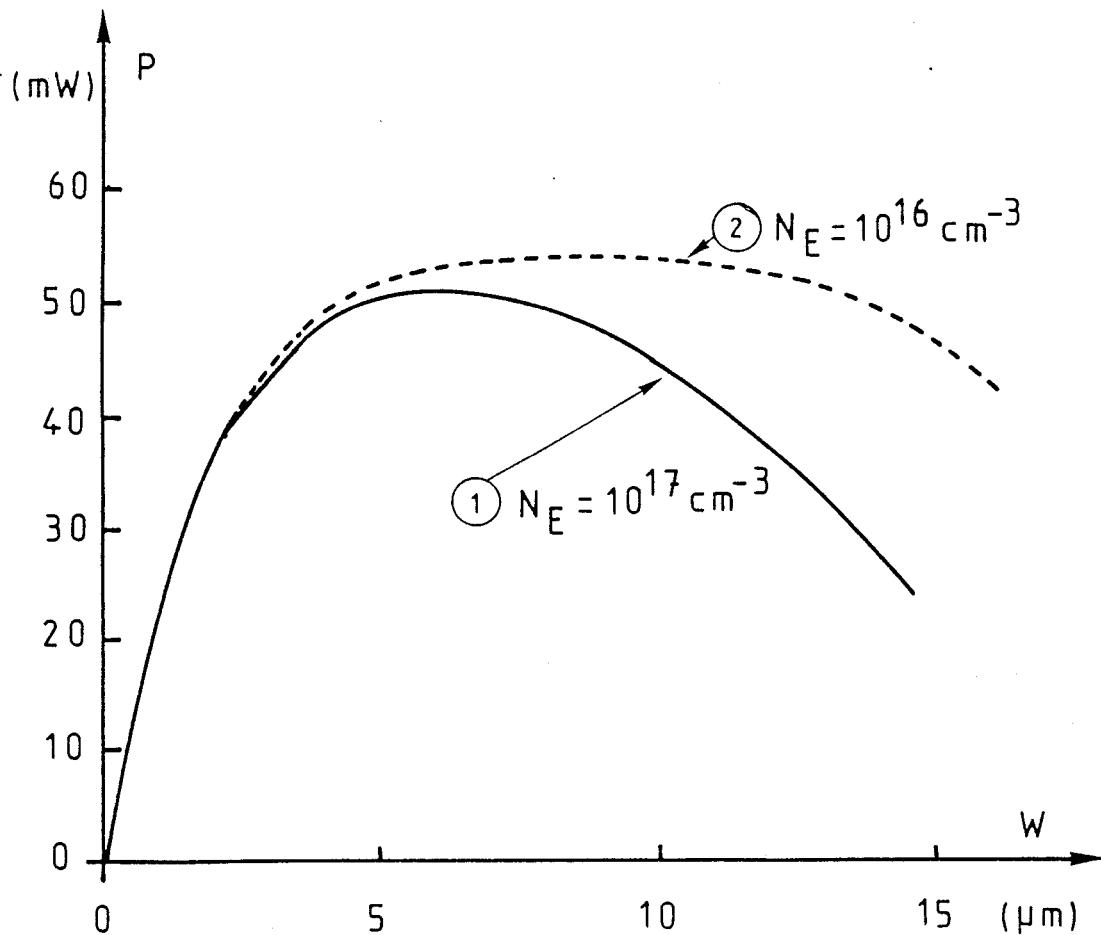


FIGURE IV.3 : Puissance de sortie en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du dopage de l'émetteur, en régime classe c à 3 GHz

la figure IV.2, pour un dopage de base de 10^{19} at/cm³ et pour un dopage d'émetteur de 10^{17} at/cm³.

On observe un maximum de la puissance de sortie d'autant plus aigu que le niveau d'injection est élevé. Dans les conditions de simulation définies précédemment, le maximum se situe entre 5 et 7 μ m selon l'injection.

La diminution du dopage d'émetteur entraînant une réduction de la défocalisation, nous avons comparé les résultats en puissance, fournis par des dopages d'émetteur de 10^{17} at/cm³ et 10^{16} at/cm³. La figure IV.3 montre cette comparaison, effectué pour une même tension extérieure base émetteur, correspondant à une densité maximale de courant injecté de $1,8 \cdot 10^4$ A/cm².

On observe que la puissance de sortie est légèrement supérieure pour le dopage d'émetteur le plus faible (courbe 2) et que la largeur optimale, qui lui correspond, n'est pas très critique puisqu'elle est comprise entre 5 et 12 μ m. Ce résultat est à rattacher au fait que, dans ce cas, la capacité émetteur-base est plus faible et que l'effet du courant de déplacement est réduit.

IV.4. OPTIMISATION A UNE FREQUENCE DE 5 GHz

La courbe 1 de la figure IV.4 donne l'évolution de la puissance

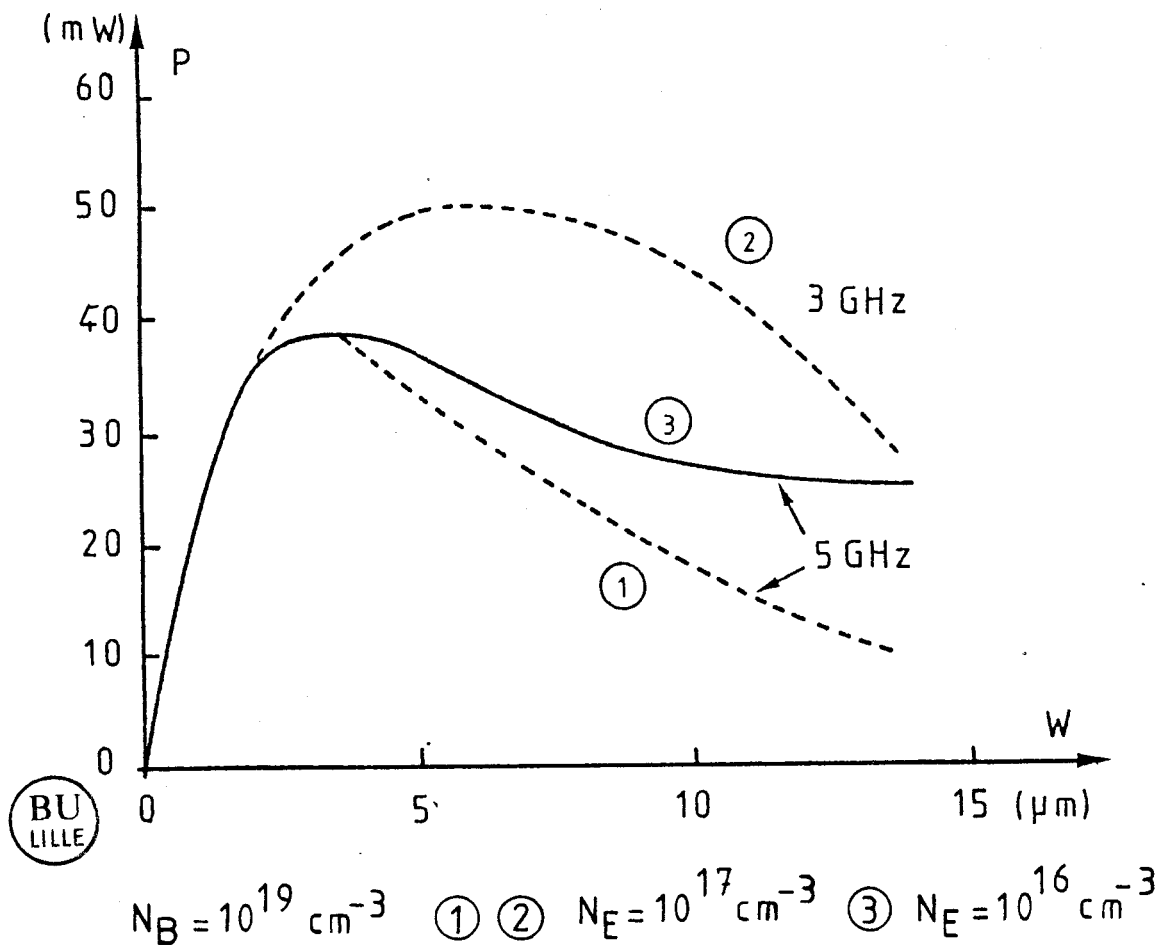


FIGURE IV.4 : Evolution de la puissance de sortie du TBH à 3 et 5 GHz pour une densité de courant maximale au bord du doigt égale à $1,8 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$

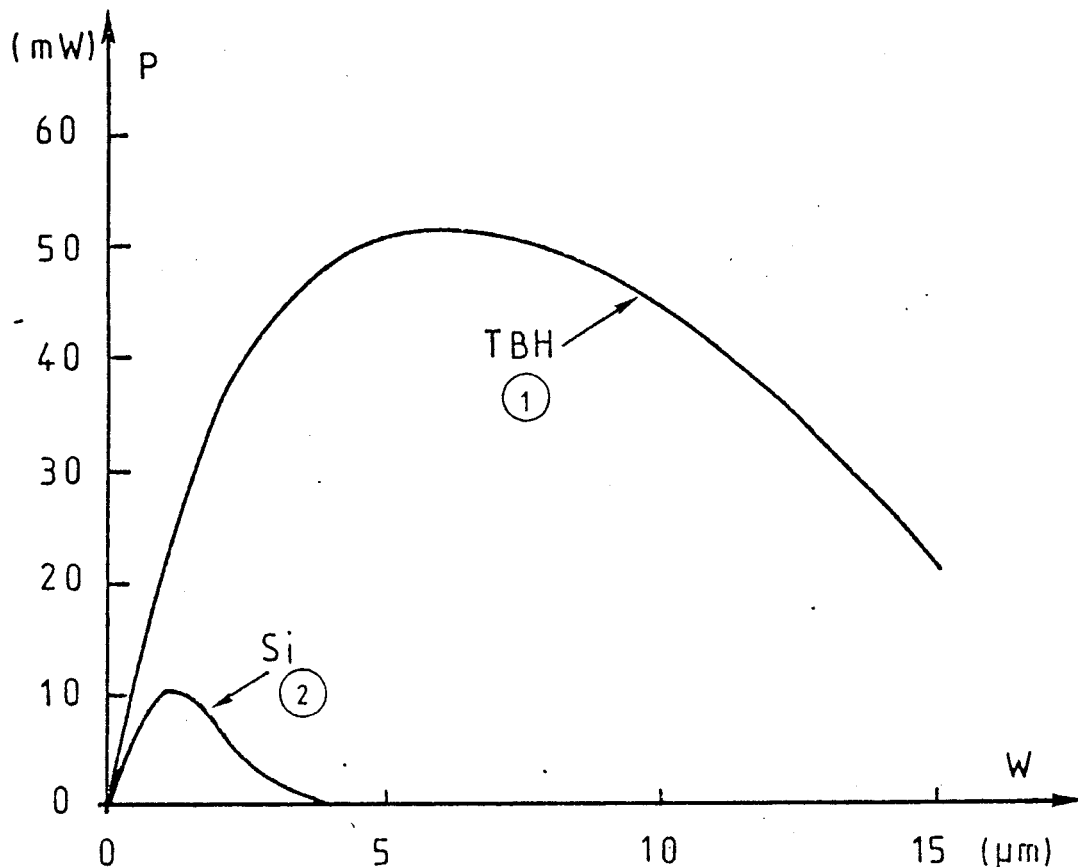


FIGURE IV.5 : Comparaison entre la puissance de sortie d'un transistor à homojonction Silicium et la puissance de sortie d'un TBH, en fonction de la largeur du doigt d'émetteur, en régime classe C, à 3 GHz

de sortie à 5 GHz pour un dopage d'émetteur de 10^{17} at/cm³ et pour une densité maximale de courant d'injection au bord de la zone active égale à $1,8 \cdot 10^4$ A/cm². Rappelons que la valeur du courant d'injection est définie afin d'éviter l'effet Kirk. La courbe 2 reprend la simulation à 3 GHz dans les mêmes conditions d'injection.

On observe pour 5 GHz, une diminution à la fois de la largeur optimale de l'émetteur et de la puissance correspondante. A cette fréquence, les courants de déplacement augmentent et la répartition du courant émetteur est moins uniforme. Il en résulte que la montée en fréquence nécessite une diminution de la largeur de l'émetteur, qui devient de l'ordre de 3 µm pour une fréquence de travail de 5 GHz.

La courbe 3 de la figure IV.4, qui donne les résultats de la simulation pour un dopage d'émetteur de 10^{16} at/cm³, confirme l'analyse faite dans les mêmes conditions, à une fréquence de 3 GHz et montre l'avantage procuré par la diminution du dopage d'émetteur.

IV.5. CONCLUSION

Nous avons mis en évidence l'influence de la largeur de l'émetteur sur la puissance de sortie d'un TBH en régime d'amplification classe C, en prenant en compte les effets de défocalisation du courant.

En admettant que la densité de courant locale est limitée

à la valeur critique, au-delà de laquelle apparaît l'effet de base induite dans le collecteur, et définie par la relation [18] :

$$J_c \approx q N_c v_s \quad (25)$$

où N_c est le dopage de la zone collecteur,
 v_s la vitesse de saturation des électrons.

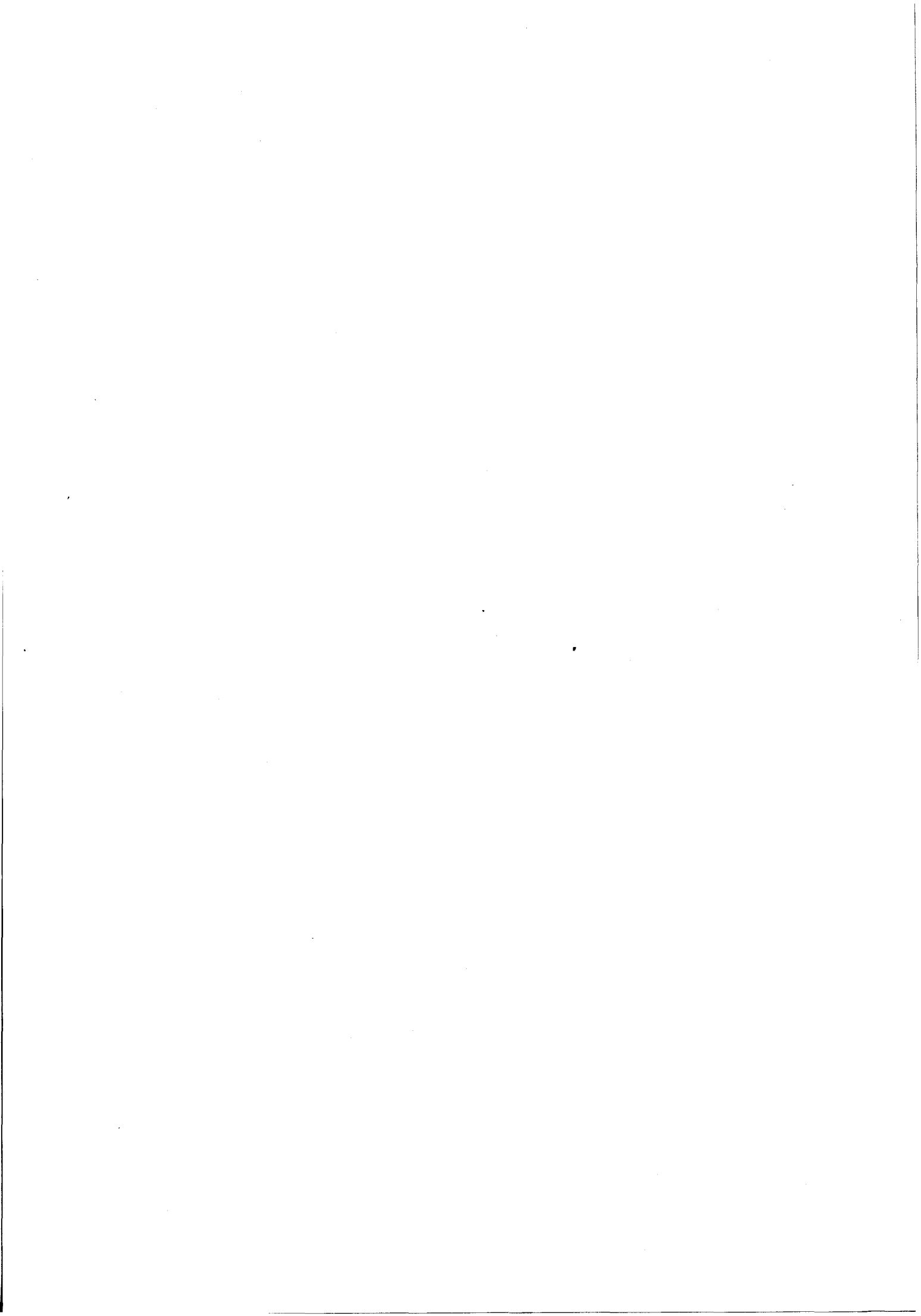
Nous avons comparé les performances potentielles du TBH aux performances du transistor à homojonction au silicium, ayant une topologie compatible avec la fréquence d'analyse de 3 GHz, pour une densité de courant maximale J_c égale à $1,8 \cdot 10^4$ A/cm².

La courbe 1 de la figure IV.5. montre les performances du TBH dont le dopage d'émetteur est de 10^{17} at/cm³ et celui de base de 10^{19} at/cm³, la courbe 2 donne les résultats de la simulation pour le transistor au silicium ayant un dopage de base de 10^{18} at/cm³ ; l'épaisseur de base W_b étant de 0,12 μ m dans les deux cas.

La largeur optimale de l'émetteur est environ 5 fois plus grande pour le TBH que pour le transistor au silicium, de même la puissance de sortie est environ 5 fois plus grande.

Les conditions de réalisation des gravures des émetteurs sont ainsi améliorées et la montée en fréquence est envisageable.

Il faut noter que nous n'avons pas pris en compte les effets introduits par les éléments parasites liés à la zone passive du transistor, tels que la résistance d'accès de base, la diode latérale émetteur base, ou encore la résistance série d'émetteur liée aux contacts métalliques. Ces éléments ne modifient pas fondamentalement le comportement bidimensionnel de la zone active. Leur prise en compte apporterait une dégradation des performances du transistor qui seraient donc inférieures aux performances potentielles présentées précédemment.



CHAPITRE V



TENTATIVE DE VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

Il convient de mettre en évidence le phénomène de défocalisation du courant émetteur pour un transistor en fonctionnement dynamique dans un montage amplificateur. Krishna [19] a proposé une analyse du phénomène et une méthode expérimentale de vérification, dans le domaine des fréquences V.H.F. D'autres auteurs [20],[24] se réfèrent à sa méthode pour l'étude et la conception de transistors de puissance.

Nous avons mis en oeuvre cette méthode expérimentale et l'avons appliqué à des TBH.

V.1. PRINCIPE DE MISE EN EVIDENCE DE LA DEFOCALISATION

Rappelons la relation exprimant le courant particulaire total en fonction de la densité locale :

$$I_e(t) = \int_0^W J_E(x,t) dx \quad (26)$$

où W est la largeur de la zone d'émetteur.

$I_e(t)$ dépend de l'évolution de l'amplitude locale de la densité de courant le long de la base, par conséquent, pour un niveau d'injection donné, le courant extérieur $I_e(t)$ décroît lorsque le phénomène de défocalisation s'intensifie.

Considérons une grandeur que nous appellerons résistance dynamique à la saturation, $R_d(\text{sat})$ et qui est définie par la relation :

$$R_d(\text{sat}) = \frac{V_{BE}(t)_{\max}}{I_e(t)_{\max}} \quad (27)$$

Compte tenu de la relation 26, on voit que pour un niveau d'injection donné, $R_d(\text{sat})$ augmente avec le phénomène de défocalisation.

On peut mettre en évidence ce phénomène en mesurant $R_d(\text{sat})$.

Considérons un transistor monté en amplificateur en classe B, la zone de fonctionnement décrite sur les caractéristiques de sortie $I_C = f(V_{CE})$ du transistor est représentée sur la figure V.1.

Lorsque la tension de sortie est telle que la jonction collecteur

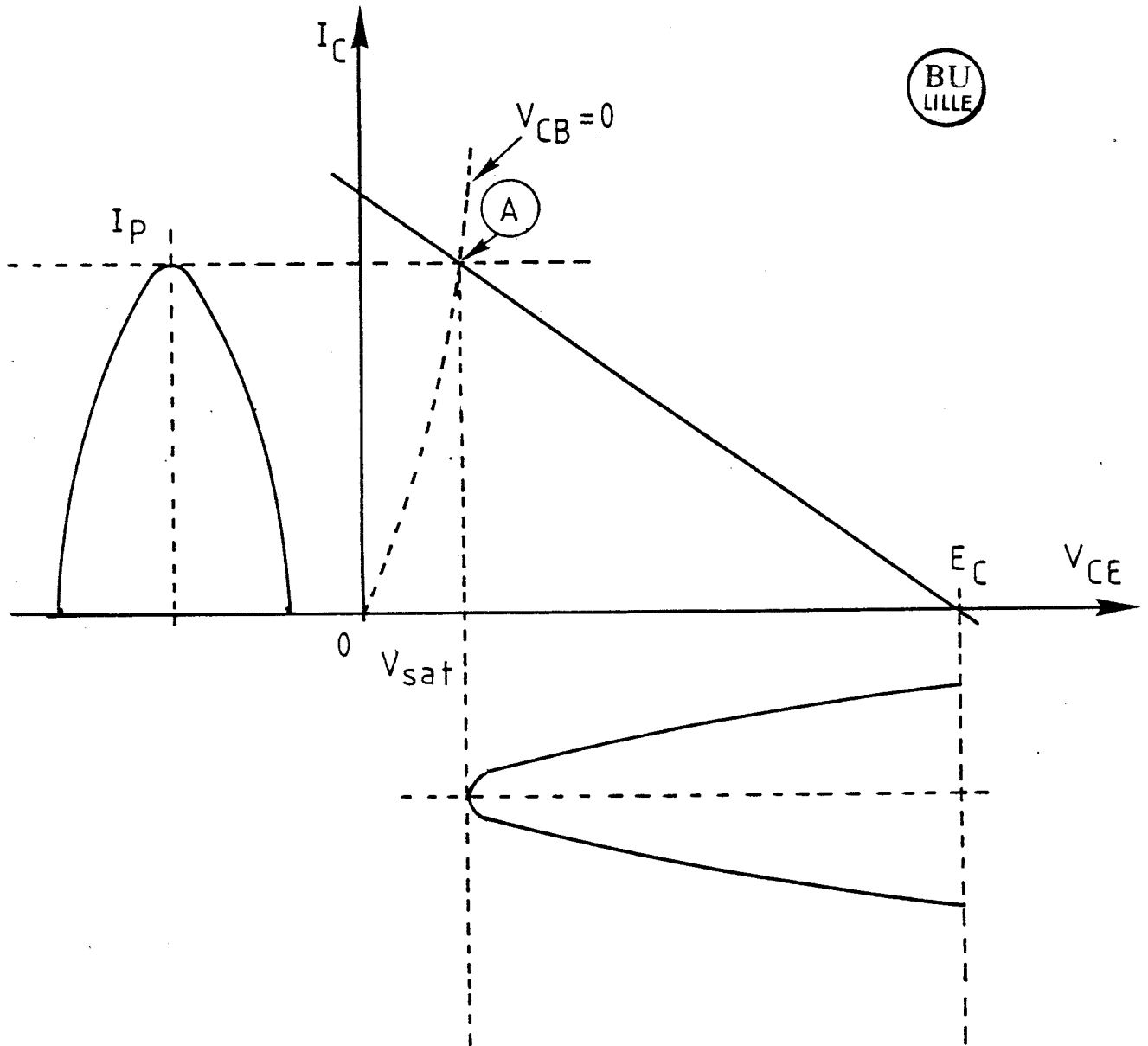


FIGURE V.1: Mode de fonctionnement du transistor en régime classe B

base se trouve à la saturation ($V_{CB} = 0$), la tension $V_{CE}(t)$ s'écrit :

$$V_{CE}(t) = V_{CB}(t) = V_{sat}$$

Il correspond un courant collecteur particulaire maximal I_p .

Dans ces conditions de fonctionnement, en supposant un angle de conduction de 180° , la puissance de sortie, pour le fondamental s'exprime :

$$P_s = \frac{E_c - V_{sat}}{\sqrt{2}} \times \frac{i_m}{\sqrt{2}} \quad (28)$$

où $i_m = \frac{I_p}{2}$ représente la valeur maximale du courant pour le fondamental.

En calculant V_{sat} en fonction de la puissance P_s mesurée, et en introduisant le courant collecteur moyen, il vient :

$$R_d (sat) = \frac{V_{sat}}{I_p} = \frac{E_c \bar{I}_c \cdot \pi - 4 P_s}{\pi^2 \bar{I}_c^2} \quad (29)$$

avec le courant collecteur moyen :

$$\bar{I}_c = \frac{I_p}{\pi}$$

Cette formulation repose sur l'hypothèse que le courant collecteur particulaire est produit sous forme d'arches de sinusoïde d'angle de conduction égal à 180° . Il est évident que cette hypothèse sera d'autant plus valable que la fréquence sera basse afin de ne pas avoir de déformation du courant dû à l'effet de transit dans le collecteur. Cependant, la fréquence doit être suffisamment élevée pour qu'intervienne la défocalisation qui, dans ces conditions, sera due essentiellement aux courants de déplacement s'écoulant transversalement dans la base.



V.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.2.1. CHOIX D'UN COMPOSANT TEST

Compte tenu des conditions précédemment établies, il fallait disposer d'un transistor ayant un dimensionnement transversal permettant de faire apparaître facilement la défocalisation tout en ayant un dimensionnement longitudinal donnant une fréquence de transition très supérieure à la fréquence de travail.

Nous avons choisi un composant élaboré au CNET de Bagneux [21], représenté schématiquement sur la figure V.2 et dont les principales caractéristiques sont :

longueur de l'émetteur 60 μm

largeur de l'émetteur 50 μm

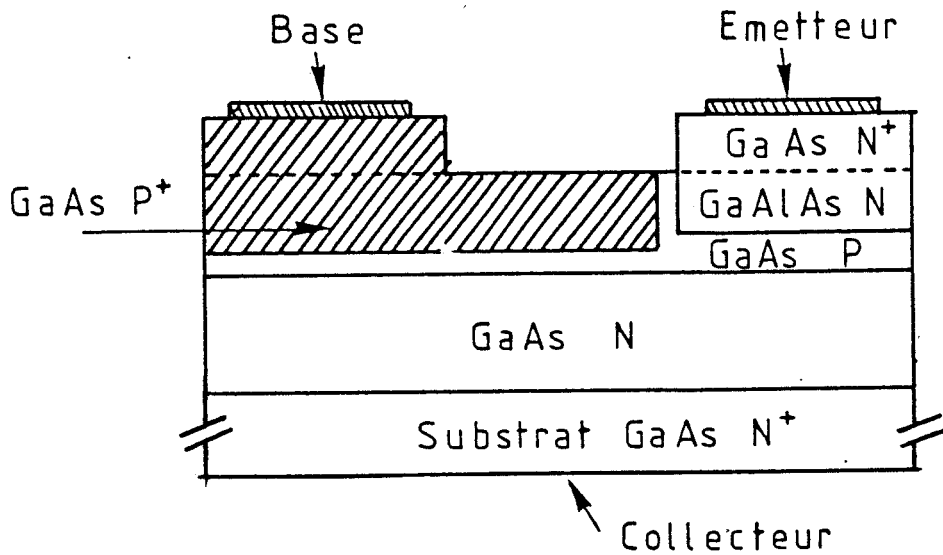


FIGURE V.2 : Coupe schématique du transistor à hétérojonction testé

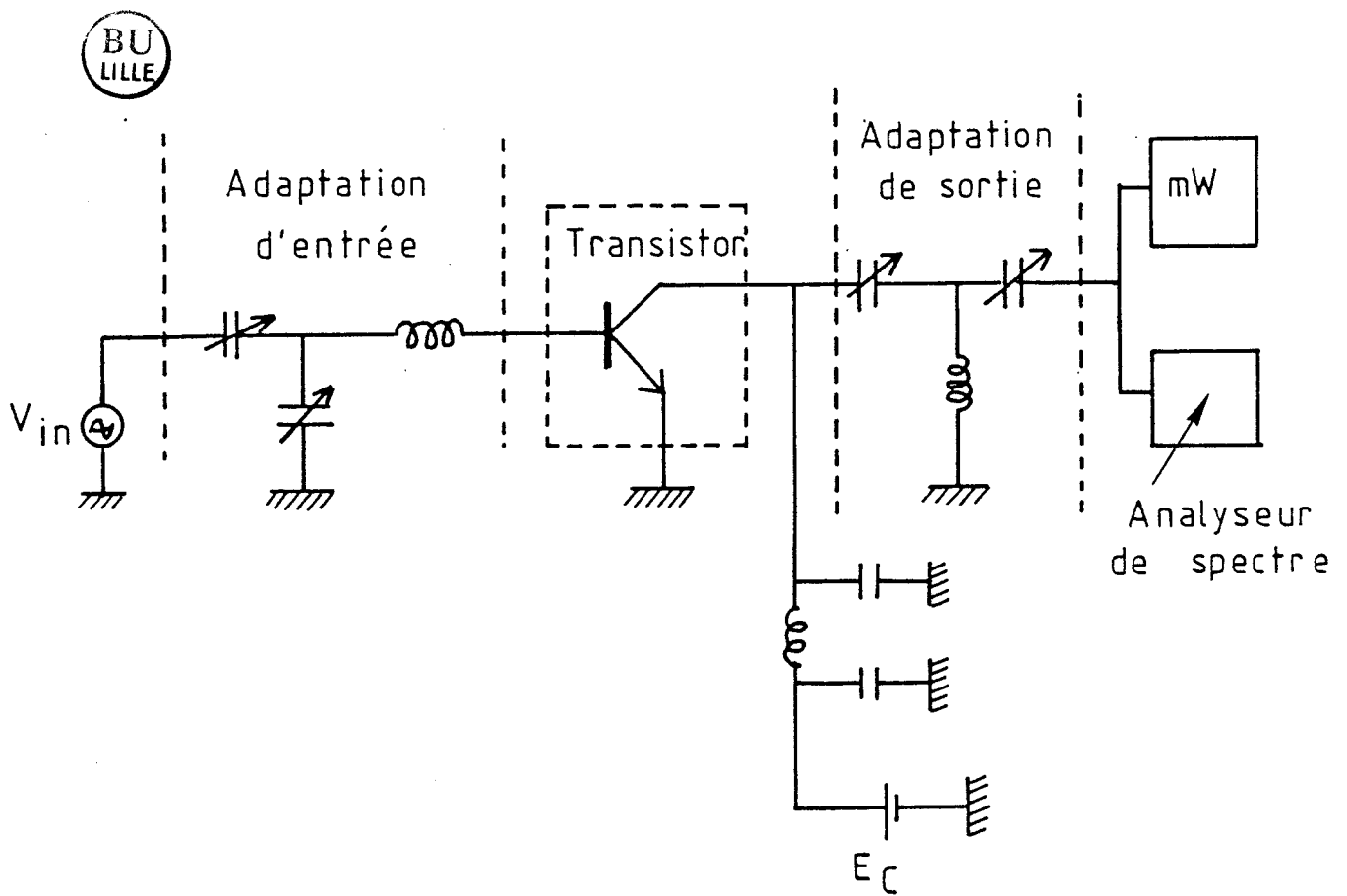


FIGURE V.3 : Schéma du dispositif de mesure du phénomène de défocalisation

épaisseur de la base $W_B \approx 0,12 \mu\text{m}$
dopage de la base $N_B = 3 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$

La fréquence de transition est de l'ordre de 4 GHz.

La gamme de fréquences de mesures utilisées pour faire apparaître la défocalisation s'est révélée être comprise entre 80 et 300 MHz. Remarquons que la distance entre la zone active et le contact de base de ce transistor est relativement grande ($\approx 50 \mu\text{m}$) du fait de son application usuelle en phototransistor. Ceci entraîne une résistance d'accès de base importante dont il faudra tenir compte dans l'interprétation des résultats.

V.2.2. DISPOSITIF DE MESURE ET MODE OPERATOIRE

Comme nous l'avons vu au paragraphe V.1, la méthode d'observation de la défocalisation consiste à placer le transistor dans un montage amplificateur classe B et à mesurer la valeur moyenne du courant collecteur \bar{I}_C et la puissance de sortie P_S pour mettre en évidence l'augmentation, en fonction de la fréquence, de la résistance dynamique à la saturation $R_d(\text{sat})$ définie par l'expression 29. Le montage amplificateur, représenté sur la figure V.3, comporte des circuits d'adaptation en entrée, et en sortie constitués par des capacités variables de 20 à 100 pF et des inductances dont les dimensions sont fixées en fonction de la fréquence.

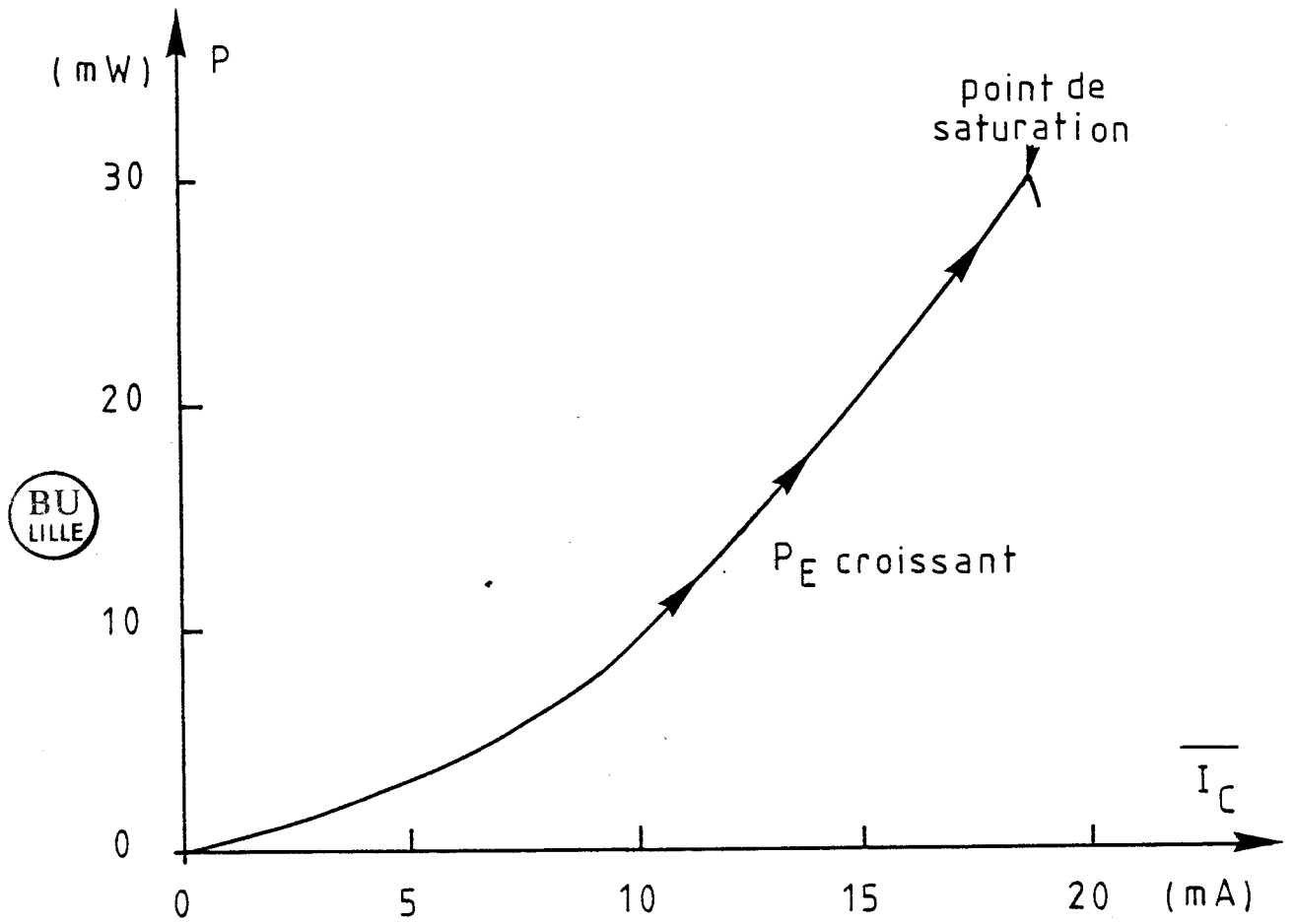


FIGURE V.4 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant moyen à puissance d'entrée croissante

Le mode opératoire est le suivant :

Pour une fréquence et une tension d'alimentation E_c données, on fait croître progressivement la puissance appliquée à l'entrée. Pour chaque valeur de la puissance d'entrée, on cherche la puissance maximale en sortie en agissant sur les adaptateurs. Au fur et à mesure que la puissance d'entrée croît, le courant moyen \bar{I}_c et la puissance sortie P_s augmentent. Le point de saturation (point A de la figure V.1) est atteint lorsque P_s et \bar{I}_c passent par des valeurs maximales. Au-delà de ce point de saturation, toute nouvelle augmentation de la puissance d'entrée entraîne une chute brutale de P_s et de \bar{I}_c permettant de bien repérer ce point de saturation. Ce sont ces valeurs maximales de P_s et \bar{I}_c qui sont injectées dans l'expression (29) pour calculer la résistance R_d (sat) correspondante. A titre d'exemple, la figure V.4 montre, pour la fréquence 70 MHz, l'évolution vers la saturation pour une tension d'alimentation E_c de 6 volts.

V.2.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE R_d (sat)

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont reportés sur la figure V.5. Nous avons représenté la résistance R_d (sat) normalisée par rapport à sa valeur obtenue aux plus basses fréquences, où elle est pratiquement constante.

Sur la courbe 1, pour un courant moyen constant $\bar{I}_c = 20$ mA,

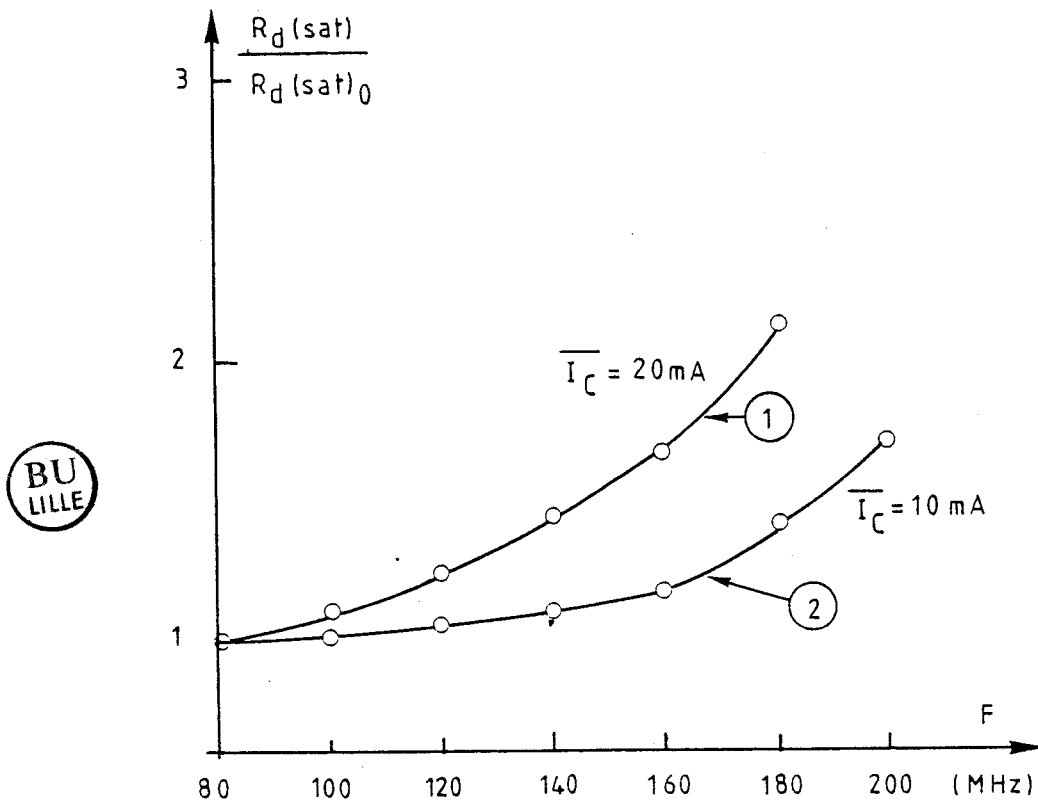


FIGURE V.5 : Résultats expérimentaux de la résistance dynamique à saturation du TBH, en fonction de la fréquence

on observe une augmentation rapide de R_d (sat) aux plus basses fréquences, alors que sur la courbe (2), pour un courant moyen $\bar{I}_c = 10$ mA, cet accroissement est plus faible.

Il semble que l'évolution de la résistance R_d (sat) soit conforme à ce que prévoit la relation 27, et à l'hypothèse de l'apparition et de l'augmentation de la défocalisation en classe B ou C, lorsque la fréquence augmente. Par ailleurs, le fait que R_d (sat) soit plus important à 20 mA qu'à 10mA de courant moyen, est compatible avec l'aggravation de la défocalisation à injection croissante.

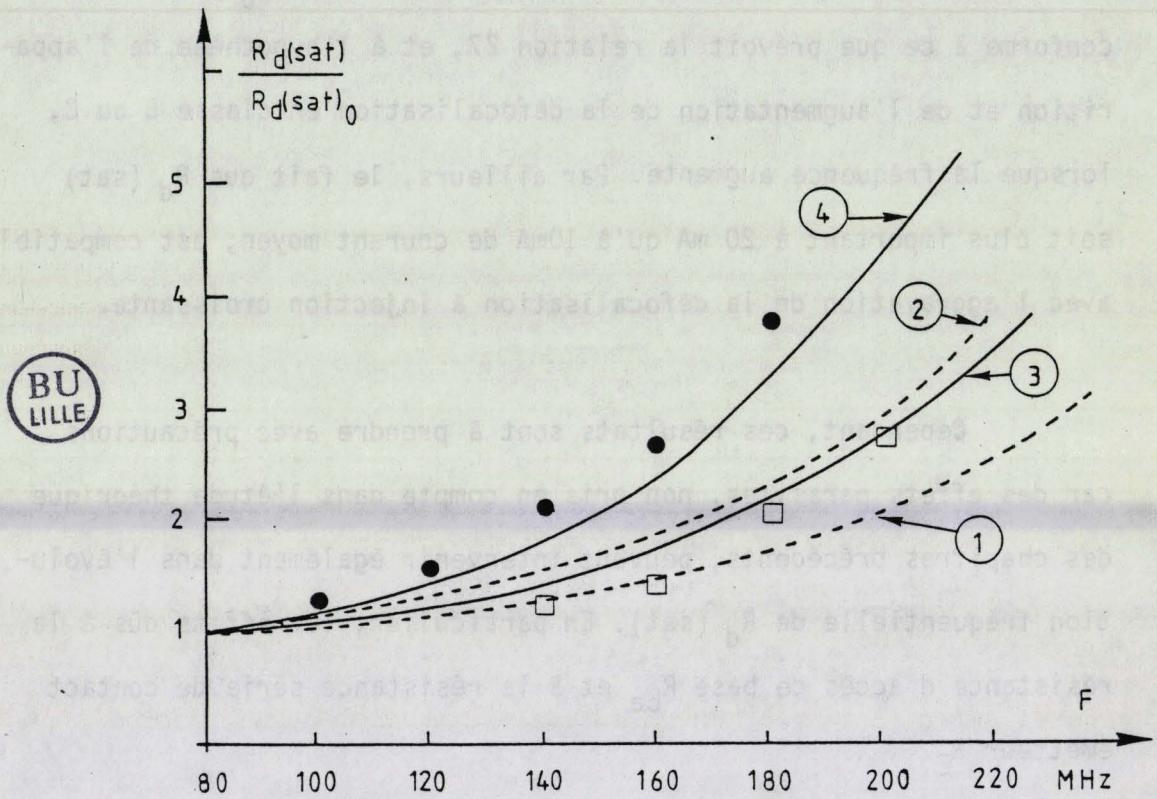
Cependant, ces résultats sont à prendre avec précautions car des effets parasites, non pris en compte dans l'étude théorique des chapitres précédents, peuvent intervenir également dans l'évolution fréquentielle de R_d (sat). En particulier, les effets dus à la résistance d'accès de base R_{ba} et à la résistance série de contact émetteur R_E .

Nous donnons dans ce qui suit une approche qualitative des modifications que peuvent apporter ces effets.

V.3. INFLUENCE DES EFFETS PARASITES SUR R_d (sat)

V.3.1. INFLUENCE DE LA RESISTANCE D'ACCES

Le courant circulant dans la zone passive d'accès de base,



- points expérimentaux à $\overline{I_E} = 10 \text{ mA}$
- points expérimentaux à $\overline{I_E} = 20 \text{ mA}$
- ① Simulation : $R_{ba} = 0$ $\overline{I_E} = 10 \text{ mA}$
- ② " $R_{ba} = 0$ $\overline{I_E} = 20 \text{ mA}$
- ③ " $R_{ba} = 100 \Omega$ $\overline{I_E} = 10 \text{ mA}$
- ④ " $R_{ba} = 100 \Omega$ $\overline{I_E} = 20 \text{ mA}$

FIGURE V.6 : Simulation de la résistance dynamique à saturation ;
influence de la résistance d'accès de base R_{ba}

est essentiellement un courant résultant des courants de déplacement émetteur-base et collecteur-base. Par conséquent, la chute de tension aux bornes de la résistance d'accès R_{ba} , augmente avec la fréquence et contribue à l'accroissement de la résistance mesurée R_d (sat) puisque celle-ci est égale au rapport de la tension extérieure base émetteur sur le courant émetteur correspondant. Nous avons utilisé notre modélisation pour simuler la défocalisation intervenant dans le composant que nous avons mesuré. Les résultats en fonction de la fréquence sont reportés sur la figure V.6.

Nous avons représenté la résistance R_d (sat) en valeurs normalisées par rapport à sa valeur aux fréquences basses. Les courbes 1 et 2 correspondent respectivement à des courants moyens de 10 mA et 20 mA, sans prendre en compte la résistance d'accès R_{ba} . Les courbes 3 et 4 montrent l'influence pour les mêmes courants, d'une résistance d'accès R_{ba} égale à 100Ω , cette valeur ayant été estimée par des mesures préalables.

On constate que l'augmentation de R_d (sat) en fonction de la fréquence, à courant moyen constant, est plus accentuée lorsque l'on tient compte de la résistance d'accès.

D'autre part, en plaçant les points expérimentaux sur la figure V.6, on observe qualitativement, une évolution similaire à celle de la simulation numérique prenant en compte R_{ba} . A ce stade de l'étude, il est difficile de délimiter très nettement les importances relatives

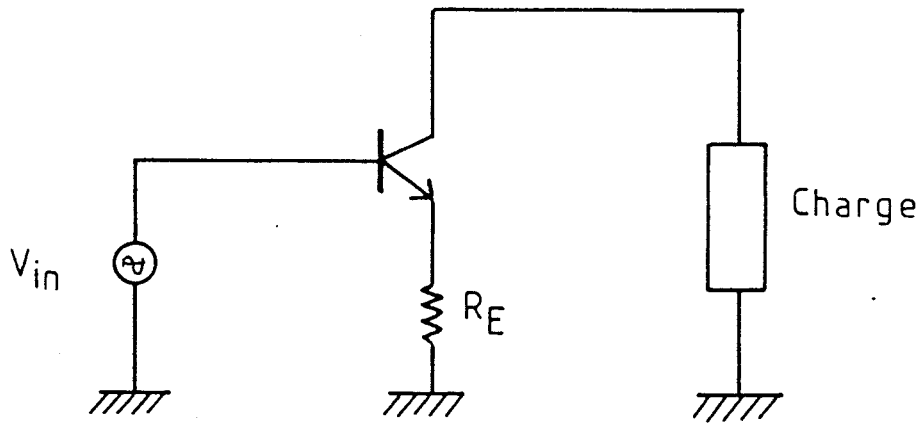


FIGURE V.7 (a) : Schéma du montage incluant une résistance R_E

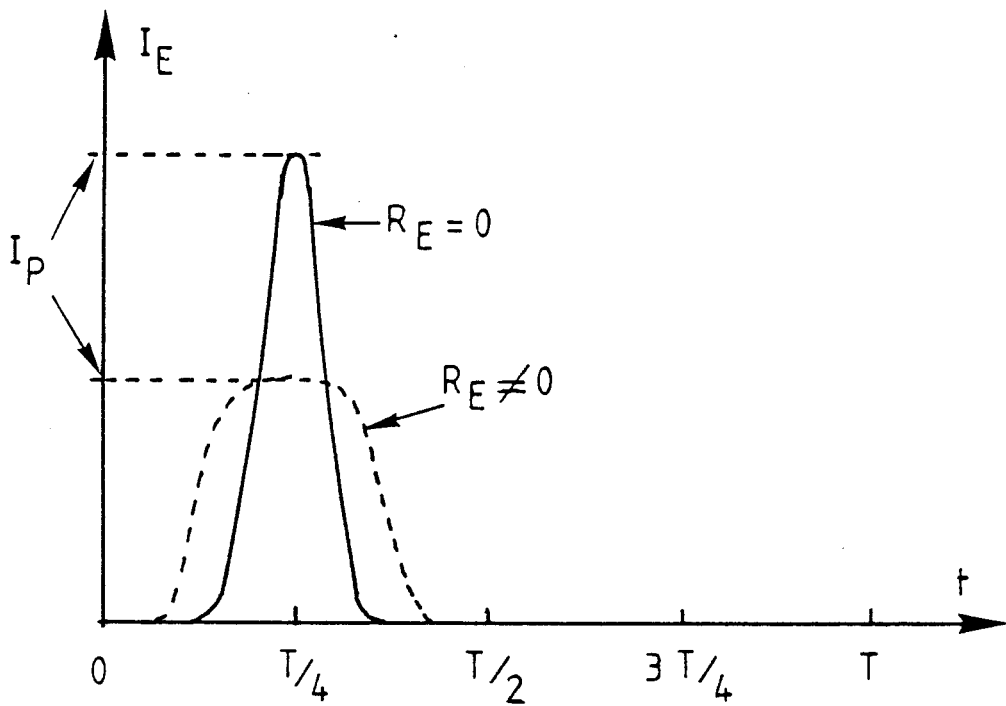


FIGURE V.7 (b) : Influence de la résistance d'émetteur sur la forme du courant émetteur injecté, à $\overline{I_E}$ moyen constant

de l'effet de défocalisation et de l'effet de la résistance d'accès R_{ba} . Néanmoins, on peut affirmer que ce dernier est très probablement présent dans l'augmentation de R_d (sat) avec la fréquence.

V.3.2. INFLUENCE DE R_E

Considérons une résistance R_E en série dans le circuit émetteur selon le schéma de la figure V.7 (a). La résistance R_E présente dans le TBH, est une résistance de contact entre la métallisation et la zone N^+ de l'émetteur. Compte tenu des problèmes technologiques encore posés par la réalisation des contacts ohmiques, cette résistance reste encore élevée (environ 10Ω pour l'échantillon mesuré). Cette résistance agit comme une contre-réaction, qui est d'autant plus forte que la jonction émetteur-base est plus passante, en raison de la non linéarité de celle-ci. Ceci a pour conséquence d'une part de limiter le courant émetteur I_E et d'autre part d'élargir l'angle de conduction du courant en classe C. La figure V.7 (b) montre qualitativement cet effet.

Pour maintenir le courant moyen constant, et pour compenser la chute de tension $R_E I_E(t)$, il est nécessaire d'élever la tension extérieure $V_{BE}(t)$.

D'autre part, l'élargissement du pulse de courant a pour effet de diminuer le courant maximal I_p . Dans ces conditions, on peut s'attendre

à ce que la résistance dynamique R_d (sat) soit nettement augmentée en valeur absolue mais par contre, que son évolution en fonction de la fréquence soit atténuée à cause de l'effet stabilisateur de R_E . Par conséquent, l'augmentation en fonction de la fréquence que l'on observe expérimentalement pour R_d (sat) ne peut être attribué qu'à la défocalisation et à l'effet de la résistance R_{ba} .

V.4. CONCLUSION

Cette tentative de mise en évidence expérimentale de la défocalisation a donné des résultats dont l'aspect est proche des prévisions théoriques. Pour affiner cette mise en évidence, il serait souhaitable de disposer de composants présentant moins d'effets parasites que celui que nous avons testé, qui rappelons-le, avait une structure très particulière pour des applications en phototransistor.

CONCLUSION

=====

Nous venons de présenter l'étude dynamique du phénomène de défocalisation du courant émetteur dans un transistor bipolaire en régime d'amplification classe B ou C.

Cet effet bidimensionnel était bien connu dans le cas du fonctionnement statique des transistors classiques au silicium en raison de leur forte résistivité de base.

Le courant particulaire de base s'écoulant transversalement est à l'origine de la défocalisation en statique. Nous avons montré qu'en régime de fonctionnement classe B ou C, la cause principale de la défocalisation provient des courants de déplacement liés aux jonctions émetteur-base et collecteur-base et est d'autant plus importante que l'on désire une puissance élevée puisque celle-ci nécessite à la fois une tension de commande V_{BE} et une tension de sortie V_{CB} élevée. Il est apparu qu'au cours de la période H.F., il y a défocalisation du courant émetteur avant et pendant l'injection, puis refocalisation de celui-ci après l'injection. Globalement au cours du temps, la défocalisation est l'effet le plus important en raison de l'amplitude élevée présentée par le courant émetteur pendant la phase d'injection.

La résistance latérale de base R_b dans la zone active est la cause essentielle du phénomène de défocalisation, aussi bien en

régime statique que dynamique. Par ailleurs, l'importance dans ce phénomène, des courants de déplacement impose de considérer en régime dynamique, non pas la résistance R_b seule, mais le produit $\tau = R_b C_{TE}$ où C_{TE} est la capacité de la jonction émetteur-base.

Le transistor à hétérojonction GaAlAs/GaAs (TBH) offre par rapport au transistor au silicium, l'avantage d'une minimisation aisée du produit $\tau = R_b C_{TE}$.

En étudiant les particularités du fonctionnement dynamique du TBH, nous avons établi les nouvelles limites obtenues quant aux dimensions de largeurs d'émetteur permises et quant à la montée en fréquence.

Pour la largeur des doigts d'émetteur, nous avons trouvé un gain d'un facteur 3 à 5 pour des topologies optimales. Nous avons montré qu'à 3 GHz, on pouvait espérer une puissance de sortie 5 fois plus grande que pour le transistor au silicium, pour ces topologies optimales.

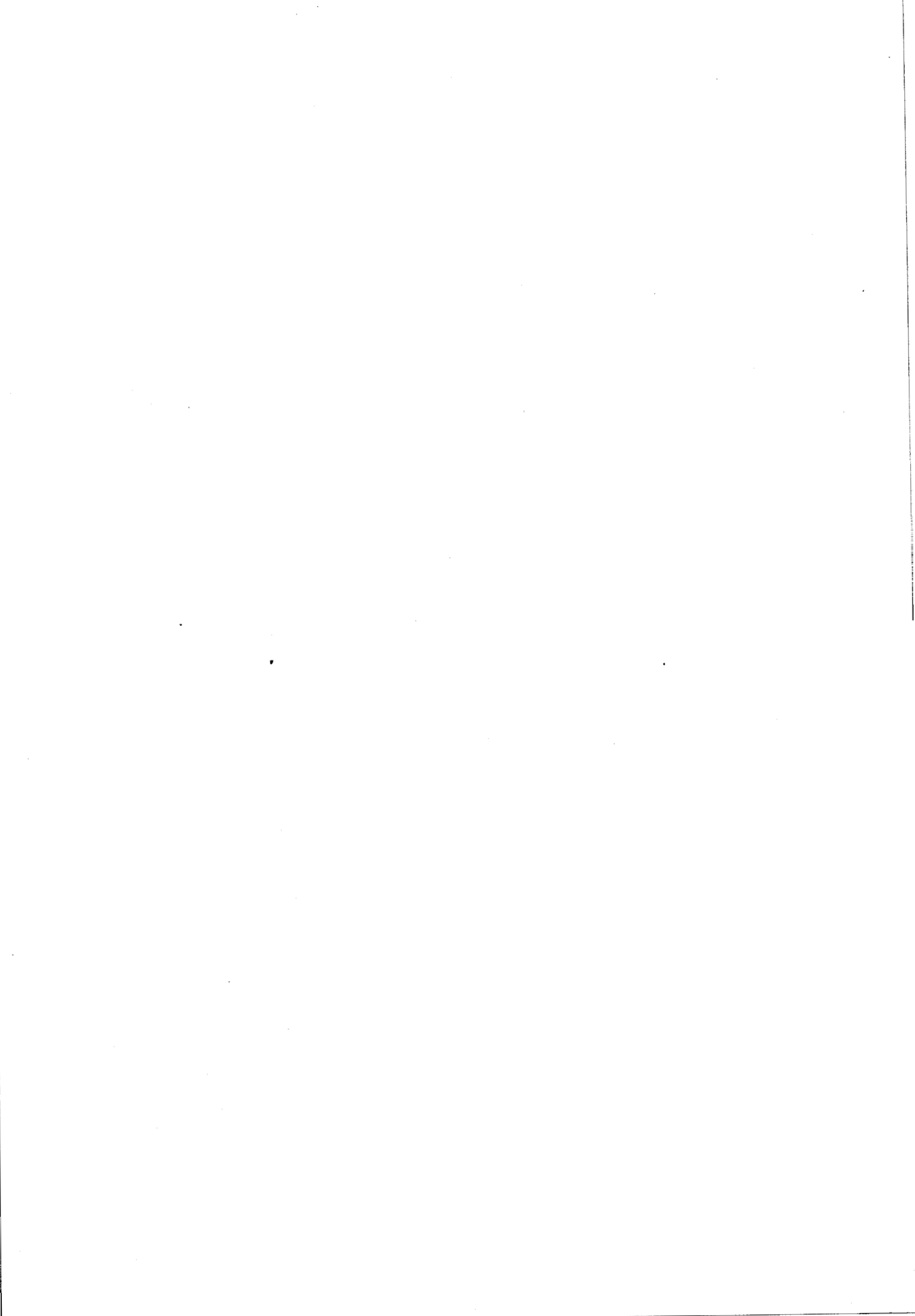
A 5 GHz, les performances potentielles du TBH ne sont apparues que très légèrement affaiblies par rapport à 3 GHz, conférant à ce composant une supériorité très importante sur le transistor au silicium. Une largeur de doigt d'émetteur de $5\mu\text{m}$ semble assez optimale pour cette montée jusqu'à 5 GHz.

Par ailleurs, les technologies actuelles permettent la réalisation de structures aux dimensions géométriques plus petites, ce

qui laisse envisager des utilisations en transistor de puissance du TBH jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10 GHz, dans la mesure où les éléments parasites, tels que les résistances de contacts, seront maîtrisés.

Une tentative expérimentale de mise en évidence par la méthode de Krishna, de l'effet de défocalisation en fonction de la fréquence a donné des résultats allant dans le même sens que ceux de la modélisation mais les effets parasites ne nous ont pas permis de conclure formellement quant à l'importance quantitative du phénomène de défocalisation.

L'ensemble de cette étude permet d'affirmer que le TBH peut constituer un composant de puissance redonnant aux transistors bipolaires un intérêt certain à des fréquences allant jusqu'à 6 GHz et probablement au-delà.



BIBLIOGRAPHIE DE LA TROISIÈME PARTIE

- [1] CRAIG P. SNAPP
"Bipolars quietly dominate"
MSN, p. 45-67, nov. 1979
- [2] G. REY
"Effets de la défocalisation (c.c. et c.a.) sur le comportement des transistors à jonctions".
Solid-state Electronics - pp. 645-659, Vol.12, 1969.
- [3] M. LEFEBVRE
" Transistor à avalanche contrôlée et temps de transit (CATT); Analyse physique et limitations fondamentales".
Thèse de doctorat d'état, Lille, 1981.
- [4] G. REY et P. LETURCQ
" Théorie approfondie du transistor bipolaire".
Masson 1972.
- [5] P. LETURCQ et G. REY
" Physique des composants actifs à semiconducteurs"
Dunod, 1978.
- [6] R. ALLISON
"Silicon bipolar Microwave Power transistors"
I.E.E.E. trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 27,
n° 5 , 1979.
- [7] J.E. CARROL
"Hot electron microwave generators"
E. Arnold Ltd London, p. 281, 1970.
- [8] CHOLEWSKI
"Mathematical methods for digital computers",
1967.
- [9] Y. DRUELLE, Y. CROSNIER, M. LEFEBVRE, G. SALMER
"Analyse du phénomène de défocalisation dans les transistors bipolaires microondes en régime dynamique"
Journées Nationales Microondes, Toulouse, 1982.

- [10] P. LETURCQ
"Promotion de méthodes nouvelles de caractérisation, de conception et de simulation de transistors bipolaires de puissance".
Contract DGRST, 73.7.1388, juillet 1974.
- [11] GIMINE, MANHOUT, BONIS, PARIS
"A wide-band, high power linear transistor at 4 GHz"
European Microwave Conference, Amsterdam, 1981.
- [12] W.P. DUMKE, J.M. WOODALL, V.L. RIDEOUT
"Ga As - Ga Al As Heterojunction transistor for high frequency operation",
Solid-State-electronics - Vol. 15, pp. 1339-1343, 1972.
- [13] A. MARTY
"Sur l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction Ga Al As / Ga As : théorie et expérience".
Thèse doctorat d'état Toulouse, 1980.
- [14] D. ANKRI
"Etude et réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction Ga Al As / Ga As".
Thèse de doctorat ingénieur, Paris VI, 1980.
- [15] GLENN O. LADD, Donald FEUCHT
"Performance potential of high-frequency heterojunction transistors",
IEEE Trans. on electron devices, vol. 17, n°5, pp.413-420, 1970.
- [16] H. KROEMER
"Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits",
proceedings of IEEE, vol. 70, n°1, pp. 13-25, 1982.
- [17] PERNISEK
"Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques - Application à l'étude de transistor à modulation d'injection".
Thèse 3ème cycle, Lille
- [18] J.P. BAILBE
"Contribution à l'étude physique des transistors bipolaires"
Thèse de doctorat d'état, Toulouse, 1977.

- [19] S. KRISHNA, P.J. KANNAM, W. DOESSCHOTE W.
"Some limitations of the power output capability of VHF transistors".
IEEE Trans. on electron devices, Vol. 15, pp. 855-860,
n° 10, 1968.
- [20] J. CHEN, CRAIG P. SNAPP
"Bipolar Microwave linear Power transistor design"
IEEE Trans. on microwave theory and techniques, Vol. 27,
pp. 423-430, n° 5, 1979.
- [21] A. SCAVENNEC, D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET, J. RIOU,
F. HELIOT
"High-gain low-noise Ga Al As - Ga As phototransistors".
Electronics letters, May 1983, Vol. 19, n° 10.
- [22] SZE
"Physics of semiconductor devices"
Wiley, 1969.
- [23] ROSZTOCZY ERMANIS HAGASHI SCHWARTZ
JAP 41, p. 264, 1970.
- [24] TEIXERA P.
"Modelling of quasi-saturation effects in power transistors"
10th European Solid State Device Research Conference,
York, Sept. 1980.
- [25] *"Etude et réalisation de transistors hyperfréquences
bipolaires à 3 et 4 GHz"*,
RTC marché STTA, n° 73-86 054 00481 95 88
- [26] Y. DRUELLE, Y. CROSNIER, G. SALMER
*"Edge crowding and potential power performances in Ga Al As -
Ga As heterojunction bipolar microwave transistors"*.
13 th ESSDERC, Canterbury 1983.
- [27] Y. DRUELLE, Y. CROSNIER, G. SALMER
*"Etude prospective de la limitation des performances en
puissance par le phénomène de défocalisation dans les transistors
bipolaires microondes à hétérojonction Ga Al As - Ga As"*.
Journées nationales semiconducteurs composés III-V,
Toulouse, 1983.
-

[19]

S. KRISHNA, P. S. KANNAN, V. GOESCHT W.
"Some characteristics of the linear output capability of VHF
transistors"
IEEE Trans. on electron devices, Vol. 15, pp. 577-580,
no. 10, 1968.

[20]

J. CHEN, CRAIG S. SWAPP
"Signal processing in a linear amplifier"
IEEE Trans. on microwave theory and techniques, Vol. 17,
pp. 437-440, no. 5, 1972.

[21]

A. STAMMELT, D. AMBOLD, C. REISSNER, C. COURMET, J. KLEIN,
T. BELLIC
"High-gain low-noise GaAs - GaAlAs heterostructure transistors"
Electronics Letters, May 1983, Vol. 19, no. 10.

[22]

"Physics of semiconductor devices"
Wiley, 1987.

[23]

PHOTODIODES AND PHOTOTRANSISTORS
Jan. 11, p. 184, 1970.

[24]

TEJESHA P.
"Modeling of quantum-mechanical effects in power transistors"
Tech. Report 82-15 State Device Research Conference,
York, 1980.

[25]

"State of the art of transistor noise reduction"
Proceedings of the IEEE, Vol. 71, no. 1, pp. 1-12, 1983.

[26]

V. DRUZHIN, Y. GOSWAMI, G. SALINA
"Bias crowding and potential power performance in GaAs
and InGaAs heterostructure bipolar microwave transistors"
IEEE Electron Device Letters, Cambridge, 1981.

[27]

V. DRUZHIN, Y. GOSWAMI, G. SALINA
"Bias crowding and potential power performance in GaAs
and InGaAs heterostructure bipolar microwave transistors"
IEEE Electron Device Letters, Cambridge, 1981.

ANNEXE I

=====

COMPORTEMENT DYNAMIQUE PETITS SIGNAUX DE LA BASE DU TRANSISTOR

=====

On donne ici la méthode classiquement utilisée pour déterminer la répartition des porteurs minoritaires dans la base du transistor, en régime dynamique petit signal et pour en déduire les expressions des paramètres admittance du quadripole équivalent, reliant les courants et les tensions aux bornes du dispositif.

I.1. RAPPEL DES EQUATIONS FONDAMENTALES

Les principales équations qui définissent le comportement du semi-conducteur se composent, d'une part, des équations décrivant les courants particuliers dans les matériaux, d'autre part, des équations locales de continuité des courants particuliers et enfin de l'équation de Poisson reliant l'évolution du champ électrique en fonction de la répartition des charges.

I.1.1. EQUATIONS DE CONDUCTION ET DE DIFFUSION

Les courants particuliers dans un semiconducteur soumis à un champ électrique \vec{E} s'écrivent [1] :

$$J_n = q D_n \left\{ \frac{n(x)}{u_T} E(x) + \frac{dn}{dx} \right\} \quad (1)$$

$$J_p = q D_p \left\{ \frac{p(x)}{u_T} E(x) - \frac{dp}{dx} \right\} \quad (2)$$

où x est la direction du déplacement des porteurs supposé unidimensionnel; $n(x)$ et $p(x)$ sont respectivement les concentrations d'électrons et de trous mobiles dans le semiconducteur ;

$D_n(x)$ et $D_p(x)$ sont respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous;

$$u_T = \frac{kT}{q} \quad \text{est l'unité thermodynamique}$$

q est la charge électrique de l'électron.

I.1.2. EQUATIONS DE CONTINUITÉ

Les équations de continuité s'écrivent, en négligeant les recombinaisons :

$$q \frac{dn}{dt} = \text{div } \vec{J}_n \quad (3)$$

$$q \frac{dp}{dt} = - \text{div } \vec{J}_p \quad (4)$$

I.1.3. EQUATION DE POISSON

L'équation de Poisson dans un semiconducteur où sont présents les deux types de porteurs s'écrit :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon} [p - n + N_D - N_A] \quad (5)$$

$V(x)$ est le potentiel électrique, $N_D - N_A$ est le nombre d'impuretés ionisées du milieu, et ϵ est la permittivité du milieu.

I.2. PHENOMENE DE TRANSPORT DANS LA BASE DU TRANSISTOR

I.2.1. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE T.T.T.

Le profil de dopage des différentes couches du transistor à temps de transit (T.T.T.) de type NPN est représenté sur la figure 1. Le collecteur se compose d'une zone faiblement dopée, de longueur W_c .

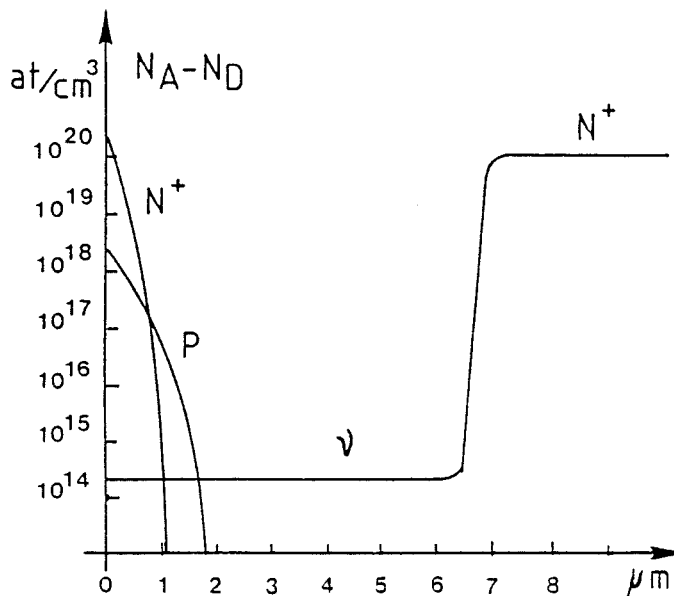


figure 1

Dans les conditions de polarisation normales, la structure comprend deux zones désertées, l'une très étroite relative à la jonction émetteur base et l'autre relative à la jonction collecteur base. Nous supposons que cette dernière s'étend sur toute la longueur du collecteur et constitue ainsi une zone de transit (figure 2).

Notons $N_B(x)$ la loi de variation de la concentration d'impuretés dans la base du transistor.

I.2.2. CALCUL DE LA REPARTITION DES ELECTRONS DANS LA BASE

Compte tenu de la bonne efficacité d'injection des transistors, on peut admettre que le courant de trous est négligeable ($J_p \neq 0$). Par ailleurs, en petit signal et en faible niveau d'injection, on peut admettre que le nombre de trous libres dans la base se confond avec le nombre d'impuretés compte tenu de la neutralité électrique. Le courant de trous s'écrit suivant la relation (2) :

$$J_p = q D_p \left\{ \frac{P(x)}{u_T} E(x) - \frac{dP}{dx} \right\} = 0 \quad (6)$$

où $E(x)$ est le champ électrique interne de base, dû au gradient des impuretés. Avec $P(x) = N_B(x)$ le champ interne s'écrit :

$$E(x) = - \frac{u_T}{N_B(x)} \left| \frac{dN_B}{dx} \right| \quad (7)$$

En combinant l'équation du courant d'électrons (1) avec l'équation de continuité (3), on aboutit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn}{dt} = D_n \left\{ \frac{1}{u_T} \left[E(x) \frac{dn}{dx} + n(x) \frac{dE(x)}{dx} \right] + \frac{d^2 n}{dx^2} \right\} \quad (8)$$

On suppose que le coefficient de diffusion D_n est constant et on néglige les recombinaisons dans la base.

La résolution de cette équation donne la répartition des électrons libres dans la base du transistor. Nous devons auparavant définir la longueur électrique de la base et les conditions aux limites de $n(x,t)$.

I.2.3. DETERMINATION DES CONDITIONS AUX LIMITES

I.2.3.1. Longueur électrique de la base

Nous supposons que les limites de la zone de charge d'espace de la jonction émetteur base ne varient pas avec le niveau HF. Nous choisissons l'origine de la base à la jonction base émetteur. Par ailleurs, nous supposons que la limite de la zone désertée base collecteur, située dans la base du transistor, varie avec le niveau HF (effet Early). Nous utilisons la méthode proposée par Kroemer [2] pour déterminer la répartition des électrons dans la base.

La longueur électrique de la base s'écrit :

$$W_B = W_{B0} + b_1 \cdot E(W_{B0}) e^{j\omega t} \quad (9)$$

où W_{B0} est la longueur électrique de la base en absence de signal HF ;

$E(W_{B0})$ est l'amplitude du champ électrique alternatif en W_{B0} ;

$b_1 = \left(\frac{dx}{dE} \right)_{W_{B0}}$ caractérise l'effet Early à la jonction base collecteur.

1.2.3.2. Conditions aux limites de la solution $n(x)$ de l'équation (8)

Le nombre d'électrons injectés dans la base en $x = 0$ s'écrit d'après l'équation de Boltzmann [3] :

$$n(0) = \frac{n_i^2}{N_B(0)} \exp \frac{V_{EB}}{U_T} \quad (10)$$

avec $V_{EB} = V_{EBO} + V_1 \cos \omega t$

V_{EBO} est la polarisation statique de la jonction base émetteur et V_1 la tension H.F.

En supposant que V_1 est petit devant V_{EBO} , et en utilisant la notation complexe pour exprimer la variation en fonction du temps, nous obtenons comme Kroemer :

$$n(0) = \frac{n_i^2}{N_B(0)} \exp \frac{V_{EBO}}{U_T} \left\{ 1 + \frac{V_1}{U_T} e^{j\omega t} \right\} \quad (11)$$

D'autre part, à l'extrémité de la base, nous écrivons :

$$n(w_B) = n(w_{B0}) + \left(\frac{dn}{dx} \right)_{w_{B0}} \cdot b_1 E(w_{B0}) e^{j\omega t} \quad (12)$$

Nous écrivons la solution générale de l'équation différentielle (8) sous la forme :

$$n(x) = n_0(x) + n_1(x) \frac{V_1}{U_T} e^{j\omega t} + n_2(x) b_1 E(w_{B0}) e^{j\omega t} \quad (13)$$

Les conditions aux limites des composantes indépendantes du temps : $n_0(x)$, $n_1(x)$, $n_2(x)$ s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0(0) = n_1(0) = \frac{n_i^2}{N_B(0)} \exp \frac{V_{EB_0}}{u_T} \end{array} \right. \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_2(0) = 0 \end{array} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0(W_{B_0}) = n_1(W_{B_0}) = 0 \end{array} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_2(W_{B_0}) = - \left(\frac{dn_0}{dx} \right)_{W_{B_0}} \end{array} \right. \quad (17)$$

Pour déterminer la répartition $n(x)$ exprimée par la relation (13) dans le cas d'une structure T.T.T., il faut résoudre l'équation différentielle (8) pour chacune des composantes $n_0(x)$, $n_1(x)$ et $n_2(x)$.

I.3. DETERMINATION DU COURANT CONTINU

La solution $n_0(x)$ reportée dans l'expression du courant particulière (1) donne pour $x = 0$, la relation de la densité de courant continu émetteur qui s'écrit :

$$J_{nE} = q D_n \left\{ \frac{n_0(0)}{u_T} E(0) + \left(\frac{dn_0}{dx} \right)_{x=0} \right\} \quad (18)$$

I.4. DETERMINATION DU QUADRIPOLE EQUIVALENT

La composante dynamique de la répartition des électrons dans la base du transistor s'écrit d'après (13) :

$$n_{HF}(x) = n_1(x) \frac{v_1}{u_T} e^{j\omega t} + n_2(x) b_1 E(W_{B0}) e^{j\omega t} \quad (19)$$

La densité de courant électronique en tout point de la base s'écrit :

$$J_{nHF} = q D_n \left\{ \frac{n_{HF}(x)}{u_T} E(x) + \frac{dn_{HF}(x)}{dx} \right\} \quad (20)$$

En particulier en $x = 0$ et en $x = W_{B0}$ on obtient les courants émetteur et collecteur. On définit le quadripole admittance en écrivant les courants :
en $x = 0$

$$I_{ne} = J_{ne} \cdot S = y_{11} v_1 + y_{12} W_c E(W_{B0}) \quad (21)$$

en $x = W_{B0}$

$$I_{nc} = J_{nc} \cdot S = y_{21} v_1 + y_{22} W_c E(W_{B0}) \quad (22)$$

où S est la surface active du transistor, W_c est la longueur de transit et $E(W_{B0})$ est le champ électrique alternatif en W_{B0} .

Les paramètres admittances se définissent par les expressions :

$$y_{11} = \frac{q D_n}{u_T} \left\{ - \frac{n_1(0)}{N_B(0)} \left| \frac{dN_B}{dx} \right|_{x=0} + \left(\frac{dn_1}{dx} \right)_{x=0} \right\} \cdot S \quad (23)$$

$$y_{12} = \frac{q D_n}{W_c} \left(\frac{dn_2}{dx} \right)_{x=0} b_1 \cdot S \quad (24)$$

$$y_{21} = \frac{q D_n}{u_T} \left(\frac{dn_1}{dx} \right)_{W_{B0}} \cdot S \quad (25)$$

$$y_{22} = \frac{q D_n}{W_c} \left\{ - \frac{n_2(W_{B0})}{N_B(W_{B0})} \left| \frac{dN_B}{dx} \right|_{x=W_{B0}} + \left(\frac{dn_2}{dx} \right)_{x=W_{B0}} \right\} \cdot b_1 \cdot S \quad (26)$$

où, rappelons-le, W_c représente la longueur de la zone de transit, $N_B(x)$ définit le profil d'impuretés dans la base, D_n est le coefficient de diffusion des électrons dans la base, S est la surface active du transistor, W_{B0} est la longueur électrique moyenne de la base, et b_1 est la variation de la longueur de la base en $x = W_{B0}$ par rapport au champ électrique interne ; b_1 caractérise l'effet Early à la jonction base collecteur.

ANNEXE II

FORMULATION DES PARAMETRES ADMITTANCES DANS LE CAS
OÙ LE PROFIL DE DOPAGE DANS LA BASE DU TRANSISTOR
EST DU TYPE EXPONENTIEL.

Le profil de concentration d'impuretés de type exponentiel, est défini par la relation :

$$N_B(x) = N_{B0} \exp - \frac{x}{x_b}$$

où N_{B0} est la concentration d'impuretés dans la base à la jonction base émetteur et x_b est le décrement de la fonction.

I - DETERMINATION DE LA LONGUEUR ELECTRIQUE DE LA BASE

On suppose que la longueur électrique de la base ne dépend que de la tension de polarisation base collecteur. En résolvant l'équation de Poisson

dans la zone désertée de la jonction base collecteur, on détermine le champ électrique $E(x)$ dans la partie de cette zone désertée s'étendant dans la base du transistor. On définit l'extrémité électrique de la base par l'endroit où le champ $E(x)$ s'annule. On suppose que le champ électrique dans le collecteur est constant et est égal à V_{BC}/W_c , où V_{BC} est la tension de polarisation base collecteur et W_c la longueur de la zone désertée dans le collecteur.

Pour le profil de base exponentiel, la longueur électrique de base s'exprime par la relation :

$$W_{B0} = x_b \operatorname{Log} \left(\frac{N_{B0} q x_b W_c}{\epsilon V_{BC}} \right)$$

où q est la charge électrique et ϵ la permittivité du semiconducteur. La variation de la longueur de base par rapport au champ électrique, qui traduit l'effet Early, s'écrit :

$$b_1 = \frac{dW_B}{dE} = - \frac{W_c x_b}{V_{BC}}$$

et la longueur de base est représentée en fonction du temps par l'expression :

$$W_B = W_{B0} + b_1 E(W_{B0}) e^{j\omega t}$$

où $E(W_{B0})$ est le champ électrique en W_{B0} .

II - FORMULATION DES PARAMETRES ADMITTANCES

Les courants d'entrée et de sortie du transistor sont liés aux tensions suivant les relations :

$$i_e = y_{11} v_e + y_{12} v_c$$

$$i_c = y_{21} v_e + y_{22} v_c$$

De ces relations découle le schéma équivalent représenté sur la figure 1 :

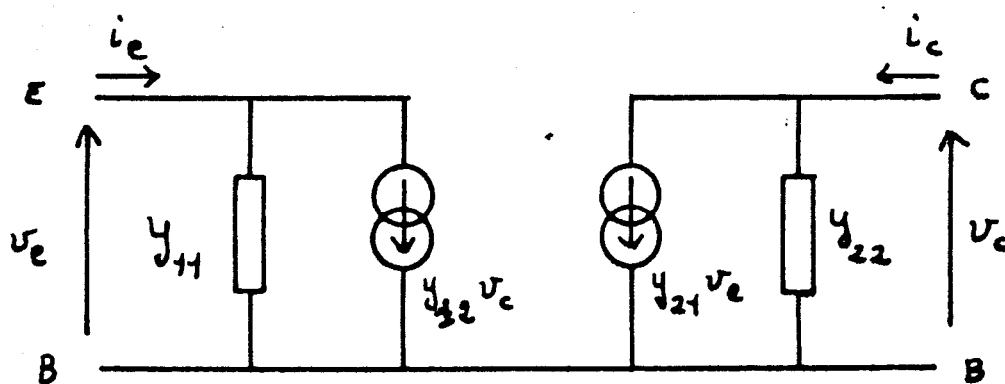


figure 1

En régime sinusoïdal petit signal, les paramètres admittances sont définis [1] par les relations :

$$y_{11} = \frac{I_E}{u_T} \cdot \frac{1 - e^{-\eta}}{\eta} \left[\frac{\eta}{2} + \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB} \cdot \coth \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB} \right]$$

$$y_{12} = \frac{I_E}{\eta V_{BC}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{e^{\eta/2} \operatorname{sh} \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}$$

$$y_{21} = \frac{I_E}{U_T} \cdot \frac{\operatorname{sh} \frac{\eta}{2}}{\frac{\eta}{2}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{\operatorname{sh} \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}$$



$$y_{22} = \frac{I_E}{2 V_{BC}} \left\{ \frac{2 \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{\eta \operatorname{th} \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}} - 1 \right\}$$

$$B = \omega \frac{W_{B0}^2}{D_n}$$

$$\eta = \operatorname{Log} \frac{N_{B0}}{N_B(W_B)}$$

avec D_n coefficient de diffusion des électrons dans la base

$\omega = 2 \pi f$ pulsation du signal

N_{B0} concentration des impuretés dans la base du côté de l'émetteur

$N_B(W_B)$ concentration des impuretés dans la base à l'extrémité W_B

I_E courant de polarisation statique

V_{BC} tension de polarisation de la jonction base collecteur.

ANNEXE III

FORMULATION DE L'IMPÉDANCE Z_{EC} DU T.T.T.

L'impédance Z_{EC} du transistor à temps de transit entre émetteur et collecteur s'établit facilement à partir des paramètres admittances du quadripole équivalent, cependant il convient de formuler le quadripole en prenant en compte l'effet de transit des porteurs dans la zone désertée base-collecteur. Par ailleurs, on exprime la modulation de la longueur électrique de la base [effet Early], en fonction du champ électrique à l'extrémité de celle-ci : $E(W_{B0})$.

Dans cette hypothèse, la longueur électrique de la base s'écrit :

$$W_B = W_{B0} + b_1 E(W_{B0}) e^{j\omega\tau}$$

où W_{B0} est la longueur électrique moyenne de la base

$E(W_{B0})$ est le champ électrique HF en W_{B0}

$$b_1 = \frac{d W_b}{d E} \quad \text{caractérise l'effet Early.}$$

En associant aux paramètres admittances y_{22} et y_{12} , le champ électrique HF: $E(W_{B0})$, les courants particuliers émetteur et collecteur aux extrémités de la zone de base s'expriment par les relations :

$$i_e = y_{11} v_1 + y_{12} W_c E(W_{B0})$$

$$i_c = y_{21} v_1 + y_{22} W_c E(W_{B0})$$



où W_c est la longueur de la zone de transit.

Pour exprimer le courant collecteur extérieur, il convient d'ajouter l'effet du transit des porteurs et le courant de déplacement dû à la zone désertée collecteur base.

En supposant que les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation V_s et en négligeant la réaction de charge d'espace dans la zone de transit, le courant en un point d'abscisse x de la zone de transit s'écrit :

$$i_c(x) = \left[y_{21} v_1 + y_{22} v/c E(W_{B0}) \right] e^{-j\omega \left(\frac{x - W_{B0}}{V_s} \right)} + j\omega \epsilon S E(x)$$

où S est la surface active du transistor.

Pour $x = W_{B0}$, on obtient facilement l'expression du champ $E(W_{B0})$:

$$E(W_{B0}) = \frac{i_{cT} - y_{21} v_1}{(y_{22} + j c_2 \omega) W_c}$$

où i_{cT} est le courant total extérieur

$c_2 = \frac{\epsilon S}{W_c}$ est la capacité de la zone désertée collecteur base.

Par intégration de $i_c(x)$ sur la longueur de transit W_c et en divisant par W_c , on aboutit à :

$$i_{cT} = \left[y_{21} v_1 + y_{22} W_c E(W_{B0}) \right] X + j \omega c_2 v_2$$

où $X = \frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta}$ traduit le transit

avec $\theta = \frac{\omega W_c}{v_s}$

En substituant le champ électrique $E(W_{B0})$ dans les expressions des courants, on obtient :

$$i_{eT} = \left(y_{11} + j c_1 \omega - y_{12} y_{21} \frac{(1-X)}{y_{22}(1-X) + j c_2 \omega} \right) v_1 + \frac{j c_2 \omega y_{12}}{y_{22}(1-X) + j c_2 \omega} v_2$$

$$i_{cT} = \frac{j c_2 \omega}{j c_2 \omega + y_{22}(1-X)} \left\{ X y_{21} v_1 + (y_{22} + j c_2 \omega) v_2 \right\}$$

où C_1 est la capacité de la zone désertée de la jonction émetteur base.

Dans le cas idéal où le courant HF de base est nul, les courants émetteur et collecteur sont égaux :

$$i_{eT} = i_{cT} = i$$

L'impédance Z_{EC} s'écrit :

$$Z_{EC} = \frac{v_1 + v_2}{i}$$

Dans l'hypothèse où on néglige le paramètre admittance y_{12} , ce qui modifie très peu le résultat, l'impédance Z_{EC} du T.T.T. s'écrit :

$$Z_{EC} = \frac{1}{y_{11} + j c_1 \omega} + \frac{1}{y_{22} + j c_2 \omega} \left(1 + \frac{y_{22} (1 - X)}{j c_2 \omega} - \frac{X y_{21}}{y_{11} + j c_1 \omega} \right)$$

ANNEXE IV



FORMULATION DES PARAMÈTRES ADMITTANCES EN RÉGIME NON LINÉAIRE.

La formulation de l'impédance Z_{EC} du transistor à temps de transit, en régime non linéaire, est analogue à celle du régime linéaire, en première approximation, à condition de modifier les expressions des paramètres admittances du transistor en fonction des effets non linéaires. Nous considérons d'une part l'effet non linéaire de l'injection à la jonction base-émetteur, et d'autre part l'effet non linéaire de la modulation de la longueur électrique de base par la tension base collecteur.

IV-1 - NON LINEARITE DE L'INJECTION BASE EMETTEUR

Le nombre d'électrons injectés dans la base s'écrit d'après l'équation de Boltzmann [3] :

$$n(o) = \frac{n_i^2}{N_B(o)} \exp \frac{V_{EB0} + V_1 \cos \omega t}{U_T}$$

où V_{EBO} est la tension de polarisation statique de la jonction,

$N_B(0)$ est la concentration d'impureté dans la base à la jonction émetteur

V_1 est la tension HF.

En appliquant la théorie des fonctions de Bessel, on peut développer le terme $\exp(V_1 \cos \omega t)$ [4], ce qui conduit à l'expression du nombre d'électrons injectés qui s'écrit :

$$n(0) = \frac{n_i^2}{N_B(0)} \exp \frac{V_{EBO}}{u_T} \left\{ I_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(x) \cos n \omega t \right\}$$

où $I_0(x)$ et $I_n(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de lère espèce et d'ordre 0 et n, et l'argument $x = \frac{V_1}{u_T}$.

On peut admettre que les termes harmoniques en $n\omega t$ sont fortement atténués dans la base, ce qui simplifie l'expression précédente qui devient :

$$n(0) = \frac{n_i^2}{N_B(0)} \left(\exp \frac{V_{EBO}}{u_T} \right) \left(I_0(x) \right) \left\{ 1 + \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \frac{V_1}{u_T} \cos \omega t \right\}$$

En comparant cette expression avec celle obtenue en régime linéaire (annexe I), on remarque que la composante du fondamental $\frac{V_1}{u_T}$ est multiplié, en régime non linéaire, par le facteur :

$$F(x) = \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)}$$

IV-2 - NON LINEARITE DE LA MODULATION DE LA LONGUEUR DE BASE

Dans l'hypothèse d'un profil de dopage de base de type exponentiel, la longueur électrique de la base s'écrit (Annexe II) :

$$W_B = x_b \cdot \text{Log} \frac{N_B(0) q x_b W_c}{\epsilon V_{BC}}$$

En posant $V_{BC} = V_{BC0} + V_2 \cos \omega t$ et en développant l'expression de W_B , on obtient la relation suivante :

$$W_B = W_{B0} - \frac{x_b V_2}{V_{BC0}} \cos \omega t + \frac{x_b}{2(V_{BC0})^2} V_2^2 \cos^2 \omega t - \frac{x_b}{3(V_{BC0})^3} V_2^3 \cos^3 \omega t + \dots$$

En arrangeant cette expression et en négligeant les termes en $2 \omega t$, $3 \omega t \dots$, on obtient finalement la longueur électrique de base en régime de grand signal :

$$W_B = W_{B0} + \frac{x_b V_2^2}{4 V_{BC0}} - \frac{x_b V_2}{V_{BC0}} \left(1 + \frac{|V_2|^2}{6 (V_{BC0})^2} \right) \cos \omega t$$

où V_{BC0} est la tension de polarisation statique de la jonction base collecteur et V_2 la composante alternative base collecteur.

L'effet de non linéarité sur la longueur électrique de la base, dû au niveau HF élevé, se traduit sur deux points :

a) l'augmentation de la longueur électrique moyenne de la base :

$$W_{BM} = W_{B0} + \frac{x_b V_2^2}{4 V_{BC0}}$$

où W_{B0} est la longueur électrique en petit signal

b) l'augmentation de l'effet Early.

En écrivant la modulation de la longueur électrique comme en régime linéaire :

$$W_B = W_{B0} + b_1 E(W_{B0}) e^{j\omega t}$$

on obtient en non linéaire :

$$b_1 = - \frac{x_b W_c}{V_{BC0}} \left(1 + \frac{V_2^2}{6 (V_{BC0})^2} \right)$$

IV-3 - FORMULATION DES PARAMETRES ADMITTANCES

La formulation des paramètres admittance en régime non linéaire s'obtient comme en régime linéaire mais en prenant en compte les modifications suivantes :

- longueur électrique moyenne de la base

$$W_{BM} = W_{B0} + \frac{x_b v_2^2}{4 V_{BC0}}$$

- modulation de la longueur électrique

$$b_1 = - \frac{x_b W_c}{V_{BC0}} \left(1 + \frac{v_2^2}{6 V_{BC0}^2} \right)$$

- composante fondamentale de l'injection EB

$$v_{EB} = v_1 \cdot \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)}$$

où $x = V_1 / U_T$.

Les expressions des paramètres admittance en régime non linéaire pour un profil de base de type exponentiel s'écrivent :

$$y_{11} = \frac{I_E}{u_T} \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \frac{1 - e^{-\eta}}{\eta} \left[\frac{\eta}{2} + \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB} \coth \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB} \right]$$

$$y_{12} = \frac{I_E}{\eta V_{BCO}} \left(1 + \frac{v_2^2}{6 V_{BCO}^2} \right) \frac{\sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{e^{\eta/2} \sinh \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}$$



$$y_{21} = \frac{I_E}{u_T} \frac{2 I_1(x)}{x I_0(x)} \frac{\sinh \frac{\eta}{2}}{\frac{\eta}{2}} \frac{\sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{\sinh \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}$$

$$y_{22} = \frac{I_E}{2 V_{BCO}} \left(1 + \frac{v_2^2}{6 V_{BCO}^2} \right) \left[\frac{2 \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}}{\eta \sinh \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + jB}} - 1 \right]$$

$$B = \frac{\omega}{D_n} \left(W_{B0} + \frac{x_b v_2^2}{4 V_{BCO}} \right)^2$$

V_{BC0} est la tension de polarisation base collecteur

V_2 est la tension HF collecteur base

$$x = \frac{V_1}{U_T} \text{ où } V_1 \text{ est la tension HF base émetteur.}$$

$I_0(x)$ et $I_1(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées, de première espèce d'ordre 0 et 1.

$$\eta = \text{Log} \frac{N_B(0)}{N_B(w_{B0})}$$

où $N_{B(0)}$ et $N_B(w_{B0})$ sont respectivement les concentrations d'impuretés dans la base du côté de l'émetteur et du côté du collecteur.

ANNEXE V

FORMULATION DE L'IMPÉDANCE D'ACCÈS A LA BASE (Z_{BB}), LIÉE AU PHÉNOMÈNE DE DÉFOCALISATION DYNAMIQUE SOUS L'ÉMETTEUR.

Pour rendre compte du caractère bidimensionnel du courant dans la base du transistor, nous représentons le transistor réel par une distribution de transistors élémentaires idéaux, séparés chacun par une résistance $R dx$ (figure V.1) où R est la résistance transversale de la base, dans la zone active, par unité de longueur [1] [5] :

$$R = \frac{\rho}{l \cdot w_B}$$

où ρ est la résistivité moyenne de la base

l est la longueur du doigt d'émetteur

w_B est la longueur électrique de la base

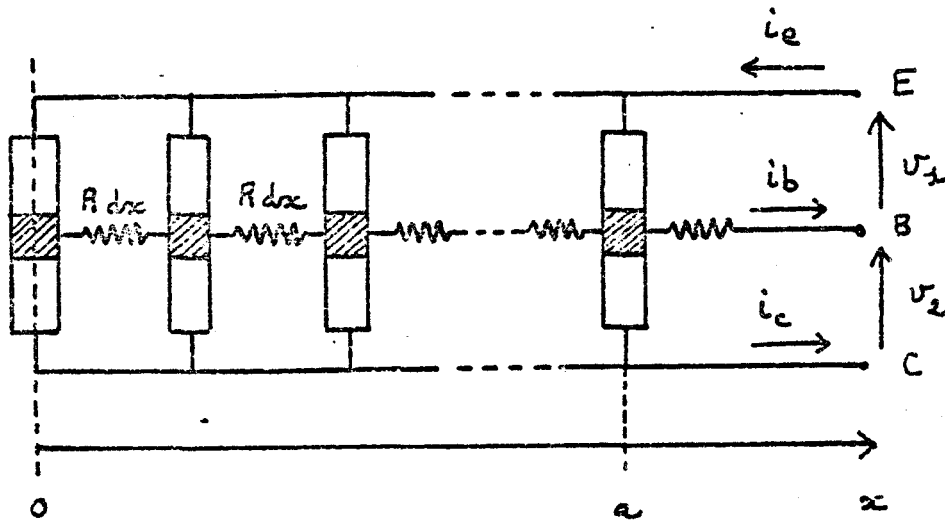


Figure V.1

Schéma représentant le transistor réel comme une distribution de transistors élémentaires sous un demi doigt d'émetteur.

Le potentiel de la base varie d'un point à un autre, en raison de la chute de potentiel créée par chaque résistance $R dx$.

Pour chaque transistor élémentaire, on définit le courant émetteur et le courant collecteur en fonction des tensions émetteur base V_1 et base collecteur V_2 , en régime dynamique, en écrivant le quadripole admittance du transistor, dont la formulation est donnée dans l'annexe II.

En négligeant le paramètre y_{12} ainsi que la défocalisation statique, le système d'équations s'écrit :

$$di_e = \left(y_{d11} + j c_1 \omega \right) v_2(x) \frac{dx}{a} \quad (1)$$

$$d i_c = \frac{j \omega c_2}{j \omega c_2 + y_{22} (1-X)} \left[X y_{21} v_1(x) + (y_{22} + j \omega c_2) v_2(x) \right] \frac{dx}{a} \quad (2)$$

où a représente la 1/2 largeur du doigt d'émetteur

et dx la longueur occupée par un transistor élémentaire.

Par ailleurs, les lois de Kirchhoff conduisent à écrire les équations suivantes à l'abscisse x :

$$d i_b = d i_e - d i_c \quad \text{BU LILLE} \quad (3)$$

$$d v_2 = R dx i_b(x) = \frac{\rho}{l \cdot w_B} i_b(x) dx \quad (4)$$

$$v = v_1(x) + v_2(x) \quad (5)$$

Les conditions aux limites du système s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_e(0) = i_c(0) = i_b(0) = 0 \\ i_e(a) = i_e \\ i_c(a) = i_c \\ i_b(a) = i_b \\ i_b = i_e - i_c \end{array} \right.$$

Des équations (1), (2), (3) et (5), on tire :

$$\frac{d i_b}{dx} = \frac{1}{a} \left[(y_{11} + j c_1 \omega) - \frac{j c_2 \omega (X y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega))}{y_{22} (1-X) + j c_2 \omega} \right] v_1(x)$$

(6)

$$\frac{j c_2 \omega (y_{22} + j c_2 \omega)}{a (y_{22} (1-X) + j c_2 \omega)} v$$

En dérivant par rapport à x et en reportant dans (4), on obtient :

$$\frac{d^2 i_b}{dx^2} = \frac{1}{a} \left[y_{11} + j c_1 \omega - \frac{j c_2 \omega (\lambda y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega))}{y_{22} (1 - \lambda) + j c_2 \omega} \right] \frac{\rho}{w_B \ell} \quad (7)$$

L'intégration de cette équation avec les conditions aux limites conduit à l'expression :



$$i_b(x) = i_b \frac{\operatorname{sh} r x}{\operatorname{sh} r a}$$

avec

$$r = \sqrt{\frac{\rho}{a w_B \ell} \left[(y_{11} + j c_1 \omega) - \frac{j c_2 \omega (\lambda y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega))}{y_{22} (1 - \lambda) + j c_2 \omega} \right]} \quad (8)$$

De l'équation (6) on détermine $V_1(x)$, puis de l'équation (1), on écrit le courant émetteur au bord du doigt par :

$$i_e(a) = \frac{1}{a} \int_0^a (y_{11} + j c_1 \omega) v_1(x) dx$$

On aboutit aux expressions de tension et de courant au bord du doigt d'émetteur :

$$v_2(a) = \frac{\left[y_{22}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] \frac{z_a}{h_{ra}} i_b + j c_2 \omega (y_{22} + j c_2 \omega) v}{(y_{11} + j c_1 \omega) \left[y_{22}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] - j c_2 \omega \left[\lambda y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega) \right]} \quad (9)$$

$$i_e = (y_{11} + j c_1 \omega) \frac{\left[y_{22}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] i_b + j c_2 \omega (y_{22} + j c_2 \omega) v}{(y_{11} + j c_1 \omega) \left[y_{22}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] - j c_2 \omega \left[\lambda y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega) \right]} \quad (10)$$

En négligeant l'effet distribué dans la base du transistor, l'expression du courant i_e extérieure reste inchangée, alors que celle de la tension V_1 s'écrit :

$$v_1 = \frac{\left[y_{21}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] i_b + j c_2 \omega (y_{22} + j c_2 \omega) v}{(y_{11} + j c_1 \omega) \left[y_{22}(1-\lambda) + j c_2 \omega \right] - j c_2 \omega \left[\lambda y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega) \right]} \quad (11)$$

On peut représenter le transistor réel avec une tension de commande $V_1(a)$, par un transistor idéal (sans défocalisation), avec la tension de commande V_1 définie par la relation (11), et une impédance Z_{BB}' (figure V.2) aux bornes de laquelle existe une différence de potentiel défini par :

$$\Delta V = v_1(a) - v_1$$

Ce qui conduit à l'expression de l'impédance d'accès $Z_{BB'}$:

$$Z_{BB'} = \frac{1}{2} \frac{\left[y_{22}(1-X) + j c_2 \omega \right] \left[\frac{r_a}{h_{ra}} - 1 \right]}{\left(y_{11} + j c_1 \omega \right) \left[y_{22}(1-X) + j c_2 \omega \right] - j c_2 \omega \left[X y_{21} - (y_{22} + j c_2 \omega) \right]} \quad (12)$$

Le facteur 1/2 est introduit pour prendre en compte les deux moitiés symétriques du transistor.

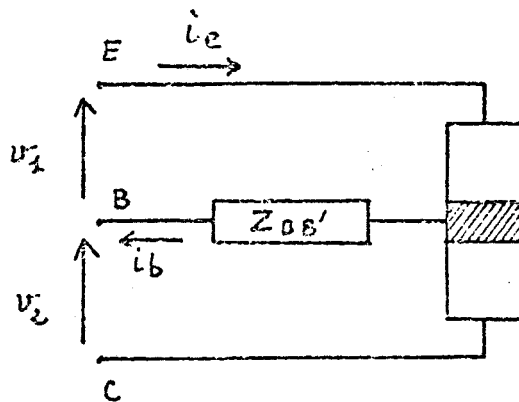


Figure V.2

Large-signal behaviour and capability of the transistor transit-time oscillator

Y. Druelle, Y. Crosnier and G. Salmer

Indexing terms: Oscillators, Transistors

Abstract: The transistor transit-time oscillator (t.t.t.) feasibility has been demonstrated in recent years. Small signal, negative resistance and oscillations were obtained and the main limitations were reported. The present paper gives device potential performances under large-signal c.w. operations and proposes an optimised structure for 10 GHz.

1 Introduction

R.F. negative-resistance production with a microwave transistor was originally proposed by Wright.¹ The basic principle of the device operation can be summarised as follows:

The transistor is operated as a dipole between emitter and collector, the base being open circuited at r.f. with a tuning stub (Fig. 1) but normally d.c. biased. In these conditions, provided the displacement currents are high compared to the conduction ones, the emitter-base and emitter-collector voltages V_1 and V_T are approximately in phase (Fig. 2). If the injected charge carriers cross the base and collector depletion zone in about half a period, they arrive at the collector in antiphase with V_T and then provide an r.f. negative resistance.

The t.t.t. small-signal basic theory was established by Wright for an exponential base-doping profile.² In a previous work, performed in collaboration with Thomson CSF, we gave a new small-signal formulation taking into account the Early effect influence³ and brought experimental verification of especially fabricated components.

Oscillation experiments were also achieved by putting

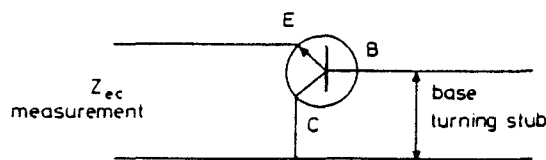


Fig. 1 Principle of r.f. mounting

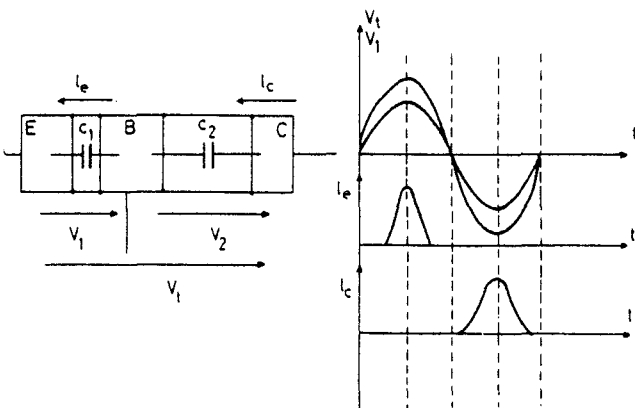


Fig. 2 Schematic r.f. representation

Paper 6541, received 2nd January 1980

The authors are with the Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, LA CNRS 287 - Bât. P4, Université des Sciences et Techniques, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

these components in a coaxial cavity and we obtained 5.4 mW at 5.7 GHz for $V_{ce} = 90$ V and $I_c = 21$ mA. Before closing this short t.t.t. review it is worth mentioning that the potential noise characteristics of the device were recently studied by Wright⁴ and appear attractive.

This paper gives a study of the large-signal behaviour of the t.t.t. It begins by reviewing our previous small-signal results. Then it presents measurements carried out under large-signal operations and gives interpretations based on theoretical developments derived from the small-signal formulation. Finally, in order to achieve an optimum device, the paper proposes several structures and gives a numerical treatment of the continuity equation in the base which allows us to calculate potential performances in any type of structure.

2 Previous small-signal results

2.1 Formulation

Assuming the t.t.t. to have a 1-dimensional structure and the carriers to cross the base-collector depleted region with a saturated velocity, the emitter-collector t.t.t. impedance expression used in our small-signal theory was

$$Z_{EC} = \frac{1}{y_{11} + j\omega C_1} + \frac{1}{y_{22} + j\omega C_2} \left(1 + y_{22} \frac{(1-X)}{j\omega C_2} - \frac{X y_{21}}{y_{11} + j\omega C_1} \right) \quad (1)$$

where $X = \{1 - \exp(-j\theta)\}/j\theta$ is the transit factor, $\theta = \omega l_c / V_s$ is the transit angle, V_s is the saturated velocity, l_c is the collector depletion length and C_1 and C_2 are, respectively, the emitter-base and base-collector depletion capacitances. The admittances parameters y_{11} , y_{21} and y_{22} are found in Reference 5 for an exponential base-doping profile; the admittance y_{22} represents the Early effect.

2.2 Results

Z_{ec} measurements, carried out with a network analyser on Thomson devices, gave results which closely followed the theoretical predictions as shown in Fig. 3. A major result of this study is that the $RC_2\omega$ product of the device remains small; R is the series resistance and C_2 is the collector-base depletion capacitance. This implies that the device Q -factor ($1/RC_2\omega$) is high. Under large-signal operations this Q -factor should be higher still as it is usually observed in similar devices (impatt diodes, Barritt diodes etc.) and the t.t.t. behaviour should then be more affected by the following limiting effects:

- (i) substrate series resistance
- (ii) base circuit losses
- (iii) Early effect

In order to achieve interesting large-signal performances, it is necessary to minimise these effects.

The first two of these effects can be reduced by careful technology, but the Early effect results from the base-width modulation, caused by the alternative base-collector voltage and depends on the base-doping profile. An example of this unfavourable influence is given in Fig. 4.

3 Large-signal behaviour

3.1 Measurements

We obtained the negative resistance and the potential output power of Thomson devices, under large-signal operations, from impedance measurements performed by means of a network analyser. Fig. 5 shows the negative resistance evolution against the r.f. collector-base voltage V_2 with the bias emitter current I_e as a parameter at 8 GHz. Fig. 6 shows the potential output power P_{out} against I_e (see Appendix 9).

One can observe that the negative resistance slowly decreases with increasing V_2 and that the potential output power is rapidly limited for low I_e values. Explanations of these results are proposed in the following theoretical Section.

3.2 Theory

In this section the base-doping profile is assumed to be exponential. High-level amplitudes mainly result in two effects:

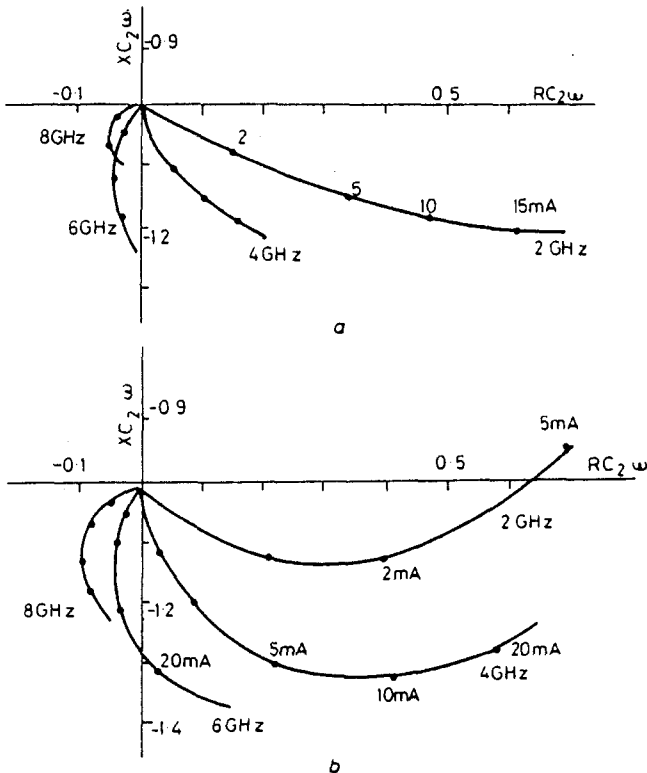


Fig. 3 Comparison between calculated and measured impedances, with bias current I_e as the parameter

a measured impedance
 b calculated impedance
 $N_A = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
 $l_c = 5.5 \mu\text{m}$

(a) The nonlinear base-emitter thermionic injection. Because of the nonlinear characteristic of I_e and V_{be} , at high level of r.f., V_1 and, if maintaining a constant external bias current I_e , the mean voltage V_{be} decreases and current harmonics rise. Neglecting the harmonics of the emitter and collector currents compared to the fundamental component, we can write:⁶

$$i_c \approx y_{21} V_1$$

$$i_e \approx y_{11} V_1$$

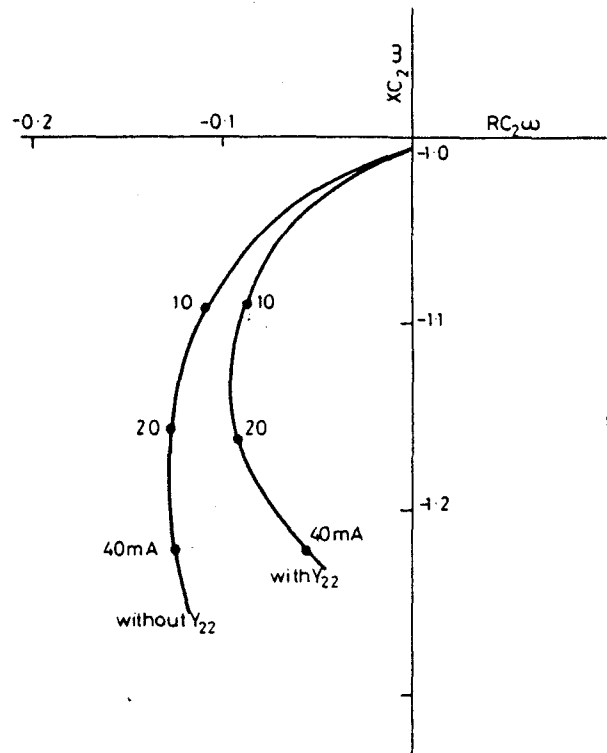


Fig. 4 Y_{11} influence on Z_{ec} impedance, with bias current I_e as the parameter

$N_A = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
 $l_c = 5.5 \mu\text{m}$
 $x_b = 0.19 \mu\text{m}$
 $f' = 8 \text{ GHz}$

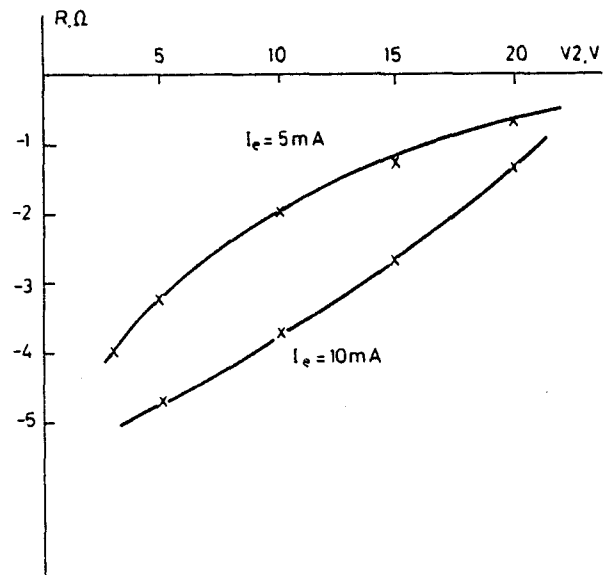


Fig. 5 Emitter-collector resistance measurement against r.f. base/collector voltage

$V_{bc} = 30 \text{ V}$

y_{21} and y_{11} being the small-signal admittance parameters multiplied by the factor $\Gamma(z) = (1/z) [I_1(z)/I_0(z)]$, with $z = qV_1/kT$ and $I_n(z)$ the n -order Bessel function of the first kind. $\Gamma(z)$ and the admittance parameters y_{21} and y_{11} decrease when V_1 increases. This effect must be considered as the most important.

(b) The nonlinear base-width modulation. Expanding the instantaneous electrical base width as a function of V_2 , and

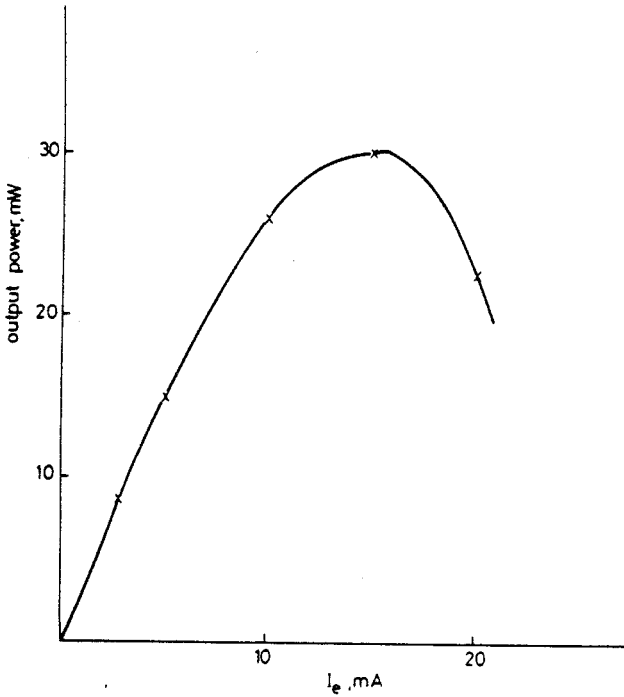


Fig. 6 Output power measurement against bias emitter current
 $F = 8 \text{ GHz}$
 $V_{bc} = 30 \text{ V}$

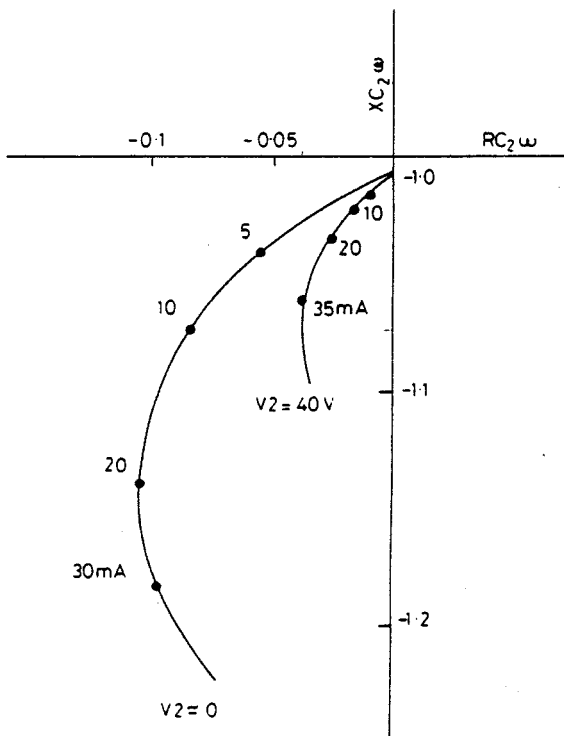


Fig. 7 Large-signal calculated emitter-collector impedance for an optimum exponential base profile

$N_A = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
 $l_c = 5 \mu\text{m}$
 $V_{bc} = 50 \text{ V}$
 $x_b = 0.16 \mu\text{m}$
 $F = 10 \text{ GHz}$

using the Kroemer formulation,⁵ the large-signal y_{22} parameter, for a base exponential profile, is approximated by multiplying the small-signal value by the factor

$$K = 1 + \frac{(V_2)^2}{6V_{bc}^2}$$

where V_{bc} is the bias collector-base voltage. V_2 is always lower than V_{bc} and then $K \approx 1$; the y_{22} variation is normally almost negligible. In addition, the mean electrical base width must be assumed to be in all the admittance parameters:

$$W = W_0 + \frac{xb(V_2)^2}{4(V_{bc})^2}$$

where W_0 is the d.c. value and x_b is expressed as

$$x_b = W_b / \ln(N_A/N_{wb})$$

W_b is the geometrical base width, N_A and N_{wb} are the base doping levels at the emitter side and the collector side, respectively. It may be noted that W is slightly dependent on V_2 .

The large signal t.t.t. emitter-collector impedance Z_{ec} can thus be written in the same manner as under small-signal operations, i.e. by the relation given in eqn. 1. Fig. 7 shows the calculated Z_{ec} evolution against V_2 and I_e at 10 GHz for an optimum device. We observe that for high levels, the

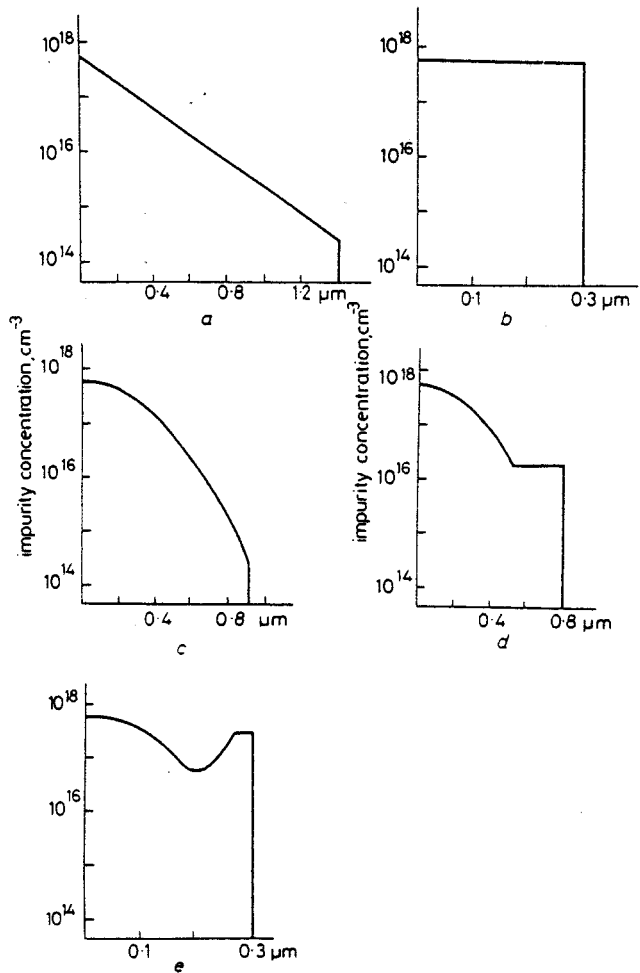


Fig. 8 Base doping profiles

a exponential
b flat
c Gaussian
d flat-ended Gaussian
e step-ended Gaussian

Table 1: Admittance parameter values

I_e	V_2	Y_{21}		Y_{11}		Y_{22}		R_{ec} without Y_{22}	R_{ec} with Y_{22}
		$ p $	ϕ	$ p $	ϕ	$ p $	ϕ		
40 mA	≈ 0	1.2	-74°	2.3	28°	$6.5 \cdot 10^{-4}$	63°	-13Ω	-8.3Ω
	20 v	0.4	-76°	0.8	28°	$6.7 \cdot 10^{-4}$	63°	-11Ω	-6.8Ω
	40 v	0.2	-82°	0.5	29°	$7 \cdot 10^{-4}$	63°	-8.2Ω	-3.7Ω
80 mA	20 v	1	-76°	1.9	28°	$1.3 \cdot 10^{-3}$	63°	-12.5Ω	-4.3Ω

maximum negative-resistance value is obtained by increasing the bias emitter current I_e , but the higher V_2 the lower this maximum value. This evolution can be explained as follows:

An increase of V_2 results in a decrease of y_{11} and y_{21} . If y_{22} was negligible, it should be possible to reobtain the maximum negative-resistance value by increasing I_e . But in the case of a t.t.t. structure designed with an exponential base profile, the y_{22} value is not small enough to be neglected and its increase with I_e prevents the negative resistance being as large as under small-signal operations.

Therefore, in conclusion, the Early effect results in a decrease of the negative resistance. For example, Table 1 resumes the admittance parameter values and the series emitter-collector resistance R_{ec} , with and without the Early effect contribution, for an optimum device with $I_e = 40$ mA and 80 mA.

Table 1 clearly shows that the negative-resistance decrease is much more important with y_{22} than without; many other examples led to the same conclusion. In order to have a slight variation of R_{ec} for large signal, y_{22} must be as low as possible for small signal, i.e. $|y_{22}| < 10^{-4} \Omega^{-1}$. Therefore it is interesting to achieve other base-doping profiles giving simultaneously small y_{22} and y_{21} values of the same order of magnitude as the exponential profile above. Such doping profiles are studied in the following Section.

4 Optimisation

The large-signal emitter-collector impedance Z_{ec} can be calculated in any case of base-doping profile with eqn. 1. y_{11} and y_{21} must be established by using their small-signal values and multiplying them by the factor Γ . y_{22} is kept equal to its small-signal value, which is true provided that the base-doping level is high at the collector side compared to the collector-doping level. Calculating the small-signal admittance parameters for a complex base impurity distribution requires a numerical treatment.

4.1 Basic equations

According to Kroemer,⁵ in the base of an n-p-n transistor the minority carrier density n can be described by the relation

$$n(x, t) = n_0(x) + n_1(x, t) + n_2(x, t)$$

where $n_0(x)$ is the d.c. contribution, $n_1(x, t)$ is the r.f. thermionic-injection contribution from the emitter side and $n_2(x, t)$ is the r.f. base-width-modulation contribution from the collector side, i.e. Early effect. Assuming the base-emitter voltage to vary as $V_1 = A \cos(\omega t + \psi)$ and using the formulation

$$n_i(x, t) = f_i(x) \cos \omega t - g_i(x) \sin \omega t$$

the a.c. continuity equation can be expressed by the two following equations:

$$\frac{d^2 f_i}{dx^2} + E(x) \frac{df_i}{dx} + \frac{1}{u_T} \frac{dE(x)}{dx} f_i = -\frac{1}{u_T} \frac{\omega}{\mu_n} g_i \tag{2}$$

$$\frac{d^2 g_i}{dx^2} + E(x) \frac{dg_i}{dx} + \frac{1}{u_T} \frac{dE(x)}{dx} g_i = -\frac{1}{u_T} \frac{\omega}{\mu_n} f_i \tag{3}$$

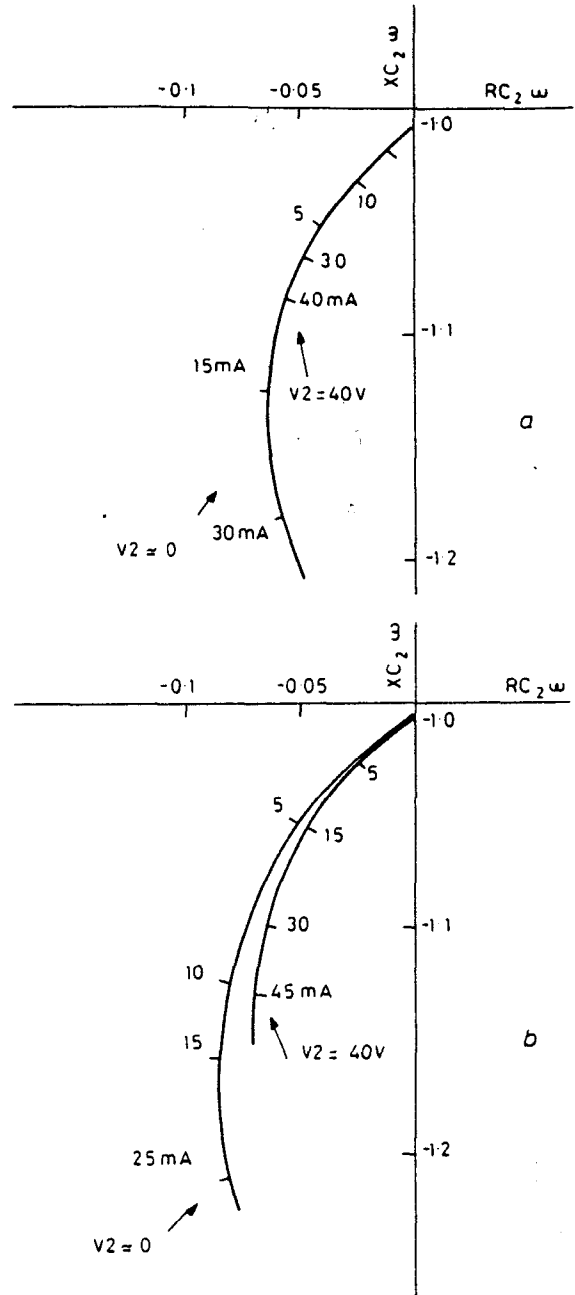


Fig. 9 Large signal calculated emitter-collector impedance

a flat profile
 b step-ended Gaussian profile
 $F = 10$ GHz
 $V_{bc} = 50$ V

Table 2: Optimised negative-resistance values for 10 GHz

	Fig. 8	I_e	l_c	R_{eco}	R_{ec}	ξ
		mA	μm	Ω	Ω	%
exponential	a	20	5	-11.1	-9.6	13.5
flat	b	20	5	-6.3	-6.3	0
Gaussian	c	23	4.6	-10.9	-9.1	16.5
flat-ended Gaussian	d	25	4.4	-10.6	-9.3	12.3
step-ended Gaussian	e	18	5.6	-10.4	3.7	6.7

where $E(x)$ is the base electric field related to the base impurity concentration $N_A(x)$ according to

$$E(x) = \frac{u_T}{N_A(x)} \frac{dN_A(x)}{dx}$$

where $u_T = kT/q$, μ_n is the electron mobility and q electronic charge. Eqns. 2 and 3 are solved by a numerical procedure using a Runge-Kutta algorithm, with appropriate boundary conditions. $f_1(x)$ and $g_1(x)$ allow the calculation of the y_{11} and y_{21} values, and $f_2(x)$ and $g_2(x)$ the y_{22} value.

4.2 Small signal results

We now apply this method to five profile types: exponential, Gaussian, flat, Gaussian with a flat end and Gaussian with a stepped end.

The doping level at the emitter side was fixed for all profiles at $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, but the geometrical base width and the collector-base transit length were varied. Assuming the d.c. power dissipation to be 1 W and the collector-base d.c. electric field to be 100 kV/cm for every profile, the optimised negative-resistance values were calculated for 10 GHz. The results are reported in Table 2 for the base-doping profiles plotted in Fig. 8. I_e is the bias emitter current, l_c the collector-base transit length, R_{eco} the series negative resistance without Y_{22} , R_{ec} this resistance with Y_{22} and ξ the decrease of the negative resistance caused by Y_{22} .

In order to be interesting, a profile must have ξ as low as possible and R_{ec} as large as possible. Table 2 shows that

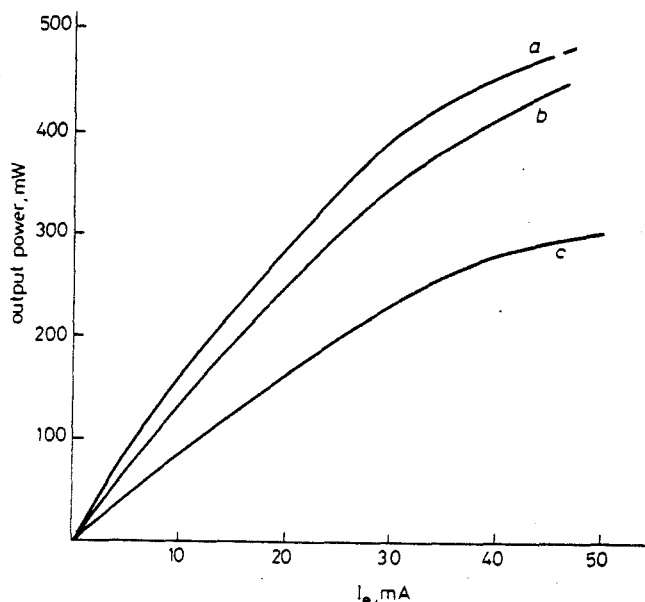


Fig. 10 Calculated output power against bias emitter current

a flat profile
 b step-ended Gaussian profile
 c exponential profile
 $F = 10 \text{ GHz}$
 $V_{dc} = 50 \text{ V}$
 $V_2 = 45 \text{ V}$

only two profiles seem to be suitable, i.e. the flat one and the Gaussian with a stepped end (Figs. 8d and 8e). The real attractiveness of such profiles under large-signal operation is studied in the following Section.

5 Large-signal behaviour

Figs. 9a and 9b show the Z_{ec} impedance evolution at 10 GHz for $V_2 \approx 0$ and $V_2 = 40 \text{ V}$; I_e being varied from 0 to 45 mA.

We note that the negative resistance does not vary with V_2 for the flat profile and is only slightly influenced by V_2 for the step-ended Gaussian profile. Undoubtedly this variation is small compared to that of the exponential one, as can be seen in Fig. 7. Consequently the output power of these two profiles is greater than that of the exponential one, as shown in Fig. 10.

6 Conclusion

The study of the transit-time transistor under large-signal conditions shows that, as under small-signal conditions, the negative resistance is strongly limited by the Early effect.

It appears that the negative resistance rapidly decreases with increasing the output level because of the Early effect. Base losses and the substrate series resistance emphasise this decrease and then limit the output power to small values.

Therefore we looked for a structure which can offer simultaneously a small Early effect and a substantial negative resistance. For this purpose we established a numerical treatment of the continuity equation in the base, usable for any impurity profile. This numerical treatment allows us to calculate the admittance parameters, and to analyse completely transport phenomena and frequency limitations in the base of any classical transistor whatever the doping profile.

The best results are given by the flat and the step-ended Gaussian profiles. The potential output power of these structures is higher than that of the usual profiles, i.e. the Gaussian or exponential. A step-ended profile realisation is not easy but a flat profile can be made by epitaxial technology.

Because of the extreme importance of the losses it is apparent that this device may not be more efficient than Barritts. The interest of the device then lies in the third electrode which should allow specific uses as modulators or controlled oscillators.

7 Acknowledgments

We would like to thank Mr. Armand of Thomson-CSF, Orsay, France, for the devices supplied and for his co-operation. The experiment was supported by the D.G.R.S.T. under contract.

8 References

- 1 WRIGHT, G.T.: 'Transistor transit-time oscillator', *Electron. Lett.*, 1967, 3, pp. 234-235

- 2 WRIGHT, G.T.: 'Efficiency of the transistor transit-time oscillator', *ibid.*, 1968, 4, pp. 217-219
- 3 ARMAND, M., SALMER, G., CROSNIER, Y., and DRUELLE, Y.: 'Negative resistance and c.w. oscillation of the transit-time transistor', *ibid.*, 1977, 13, pp. 100-102
- 4 WRIGHT, G.T.: 'Small signal theory of the transistor transit-time oscillator (translator)', *Solid-State Electron*, 1979, 22, pp. 399-403
- 5 KROEMER, H.: 'Zur theorie des diffusions und des drift-transistors', *Arch. Elektron & Übertragungstech.*, 1954, 8, pp. 223-228
- 6 PAUL: 'Nichlineares verhalten von flächentransistoren bei höheren frequenzen', *Nachrichtentech.*, 1961, pp. 213-220

9 Appendix

V_2 is calculated from the r.f. emitter-base voltage V_1 using the approximate expression $V_2/V_1 = C_1/C_2$ where C_1 and C_2 are, respectively, the emitter-base and collector-base depletion capacitances (provided I_e is not too large). V_1 is related to the bias base-emitter voltage decrease ΔV_{be} by the relation $\exp(q\Delta V_{be}/kT) = I_0(qV_1/kT)$ where I_0 is the zero-order Bessel function of the first kind.

The output power is deduced from the input power P_{in} by the relation $P_{out} = 2P_{in}\Delta\rho$, where $\Delta\rho$ is the variation of the reflexion-coefficient module, compared to the case $I_e = 0$, $P_{in} \approx 0$; the base circuit being tuned for these conditions.



BIBLIOGRAPHIE DES ANNEXES DE LA IÈRE PARTIE

- [1] G. REY et P. LETURCQ
"Théorie approfondie du transistor bipolaire"
Masson, 1972.
- [2] KROEMER
"Zur théorie des diffusions und des drift transistors"
AEU pp. 223-228, 1954.
- [3] P. LETURCQ et G. REY
"Physique des composants actifs à semiconducteur"
Dunod Université, 1978.
- [4] PETIT CLERC
"Electronique physique des semi-conducteurs"
Gauthier-Villars, 1962.
- [5] PRITCHARD
"Electrical characteristics of transistors".

