

N° d'ordre : 1286

50376
1985
77

50376
1985
77

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Georges HALKIAS

**MODELISATION ET ANALYSE PHYSIQUE DU
FONCTIONNEMENT EN AMPLIFICATION DE
PUISSANCE HYPERFREQUENCE DU TRANSISTOR A
EFFET DE CHAMP A L'ARSENIURE DE GALLIUM**



Soutenu le 4 Juillet 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM. E. CONSTANT, Président
Y. CROSNIER, Rapporteur
G. SALMER, Rapporteur
P. BAUDET, Examineur
J. OBREGON, Examineur

A mon père,
A ma mère,
A Christine,
A tous mes amis.

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.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire, et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Messieurs Les Professeurs Y. CROSNIER et G. SALMER qui m'ont permis, grâce à leurs compétences et leurs nombreux conseils, de mener à bien ce travail.

Je remercie, Monsieur P. BAUDET du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée et Monsieur le Professeur J. OBREGON de l'Université de Limoges 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.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur H. GERARD pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ce travail et pour les résultats expérimentaux qu'il m'a communiqués.

Je tiens également à remercier A. CAPPY, Y. DRUELLE, B. DUJARDIN, M. FARGUE, M.R. FRISCOURT, J.C. DE JAEGER, F. HELIODORE, R. KOZLOWSKI, M. LEFEBVRE, J. PRIBETICH, J.C. VAN DE VELDE, A. VANOVERSHELDE, C. VERSNAEYEN, N. WAYOLLE, J. WYRWINSKI, R. WROBLEWSKI, pour l'aide qu'ils m'ont apportée, pour la sympathie et l'amitié qu'ils m'ont témoignées et pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Je remercie le personnel du Centre Interuniversitaire du Traitement de l'Information pour leur aimable collaboration.

Je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements à Mademoiselle C. AVERLANT pour son importante contribution à la réalisation de ce mémoire.

Je remercie également l'ensemble du personnel technique et administratif de l'UER 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,

Madame F. TAILLY pour la dactylographie,

Messieurs DEHORTER, FAUQUEMBERGUE, PLUQUET, VANOOSTEN pour l'impression de ce mémoire.

SOMMAIRE.

	<i>Pages</i>
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : HISTORIQUE DES MODÉLISATIONS DU TEC.	4
INTRODUCTION	5
I.1 - MODELE DE SHOCKLEY	6
I.2 - MODELISATIONS ANALYTIQUES DERIVEES DE CELLE DE SHOCKLEY	7
I.3 - MODELISATIONS BIDIMENSIONNELLES	8
I.4 - MODELISATIONS SEMI-EMPIRIQUES	9
I.5 - DEFINITION D'UN MODELE ADAPTE AU REGIME DYNAMIQUE GRAND SIGNAL	10
CHAPITRE II : FORMULATION DES MECANISMES PHYSIQUES INTERNES DU TEC EN DYNAMIQUE	
INTRODUCTION	13
II.1 - ASPECTS ESSENTIELS DU MODELE PSEUDO-BIDIMENSIONNEL DE CAPPY	14
II.1.1 - <i>Hypothèses de base du modèle</i>	14
II.1.2 - <i>Construction du contour de la zone désertée de grille</i>	15
II.1.3 - <i>Pénétration des porteurs dans la couche tampon</i>	17
II.1.4 - <i>Expression du courant de conduction</i>	18
II.1.5 - <i>Prise en compte de la dynamique électronique</i>	19
II.2 - FORMULATION DU FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE DU TEC	25
II.3 - FORMULATION DE L'AVALANCHE DANS LE TEC	29
CHAPITRE III : SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DU TEC EN AMPLIFICATION CLASSE A	33
III.1 - ELEMENTS PARASITES D'ENCAPSULATION ET PROBLEMES DE STABILITE	33
III.1.1 - <i>Description des éléments parasites d'encapsulation</i>	33
III.1.2 - <i>Influence des éléments parasites contre-réactifs sur le gain en puissance</i>	35
III.1.3 - <i>Conditions de stabilité</i>	37
III.2 - METHODE OPERATOIRE DE LA SIMULATION NUMERIQUE	40
III.2.1 - <i>Résolution du système des équations physiques</i>	40
III.2.2 - <i>Structure du programme numérique</i>	44
III.2.3 - <i>Méthode de recherche de l'impédance d'adaptation</i>	46
III.3 - VALIDATION DE LA SIMULATION	48
III.3.1 - <i>Le dispositif expérimental</i>	48
III.3.2 - <i>Caractéristiques du composant modélisé</i>	51
III.3.3 - <i>Comparaison théorie-expérience</i>	54
CONCLUSION	58

CHAPITRE IV : COMPRÉHENSION DU COMPORTEMENT GLOBAL DU TEC EN AMPLIFICATION DE PUISSANCE. MÉCANISMES LIMITATIFS FONDAMENTAUX.	59
INTRODUCTION	60
IV.1 - APPROCHE SIMPLIFIÉE DES PROBLÈMES D'ADAPTATION EN RÉGIME PETIT SIGNAL	60
IV.1.1 - Rappel des conditions d'adaptation de sortie en régime petit signal	60
IV.1.2 - Etude de sensibilité de l'adaptation en petit signal	62
IV.1.3 - Ellipses de fonctionnement en fonction de la charge	67
IV.2 - APPROCHE SIMPLIFIÉE DES PERFORMANCES LIMITES EN RÉGIME GRAND SIGNAL	70
IV.2.1 - Compression et saturation de la puissance de sortie par écrêtage. Théorie de D. Snider	72
IV.2.2 - Différence fondamentale entre les adaptations grand signal et petit signal.	76
IV.3 - ETUDE COMPLÈTE PAR LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE	78
IV.3.1 - Etude de l'adaptation en fonction du niveau	78
IV.3.1.1 - Discussion des résultats de simulation	83
IV.3.1.2 - Confrontation avec les résultats expérimentaux	87
IV.3.1.3 - Explications physiques des comportements en adaptation	90
IV.3.2 - Etude de la sensibilité de l'adaptation en grand signal	95
IV.3.3 - Rôle des harmoniques	101
IV.3.4 - Etude de l'adaptation en fonction de la tension de polarisation drain-source	105
IV.3.4.1 - Résultats de la simulation numérique	105
IV.3.4.2 - Confrontation expérimentale	111
IV.3.5 - Influence de l'avalanche	115
IV.3.5.1 - Résultats de la simulation numérique	115
IV.3.5.2 - Résultats expérimentaux	122
IV.3.6 - Prédiction du comportement du TEC à fréquence plus élevée	127
CONCLUSION	132

	<i>Pages</i>
CHAPITRE V : IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES D'UN BON COMPORTEMENT EN PUISSANCE	135
INTRODUCTION	136
V.1 - IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES D'UNE PUISSANCE MAXIMALE	136
V.2 - IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES CONCERNANT LE GAIN ET LA COMPRESSION	139
V.2.1 - <i>Couche active et interface avec le substrat</i>	144
V.2.2 - <i>Longueur et "recess" de grille</i>	148
V.2.3 - <i>Capacités interélectrodes de métallisation</i>	150
V.2.4 - <i>Inductances des fils de connection</i>	150
CONCLUSION	151
CONCLUSION	152
BIBLIOGRAPHIE	155

INTRODUCTION.

Les tubes hyperfréquences étaient, jusqu'à un passé proche, les dispositifs exclusifs pour les réalisations des systèmes fonctionnant à des fréquences supérieures à 1 GHz.

Les applications des microondes étaient limitées dans les domaines des télécommunications et militaires.

Les progrès réalisés pendant les deux dernières décennies ont permis l'utilisation des hyperfréquences dans d'autres secteurs (médicaux, industriels, grand public), en particulier, grâce au développement des diodes à semi-conducteurs (Gunn, Avalanche, Impatt, Varactor, Schottky) et à l'amélioration des transistors bipolaires.

Plus récemment, le développement du Transistor à Effet de Champ (TEC) à l'Arséniure de Gallium a donné lieu à de nouvelles possibilités de miniaturisation et de performances concernant les systèmes hyperfréquences.

A ses débuts le TEC était limité à des applications mettant en oeuvre de faibles puissances. Mais les efforts continuels des chercheurs en ont fait un composant disposant, maintenant, de performances honorables en puissance jusqu'à 20 GHz, avec l'ambition de le rendre capable d'être utilisé dans les amplificateurs de puissance fonctionnant à 30 - 40 GHz.

Les TEC de puissance font l'objet, au Laboratoire même, d'une activité commencée il y a plusieurs années dont le premier objectif fut concentré sur le problème du claquage, celui-ci étant une des limitations fondamentales de ces composants. Cette activité a conduit à une nouvelle compréhension des mécanismes du claquage dans les TEC et a fait l'objet d'une étroite collaboration et d'échanges d'idées fructueux avec le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée.

Parallèlement, à cette étude sur le claquage, a été menée une étude consistant essentiellement à approfondir la compréhension des mécanismes du fonctionnement dynamique en régime grand signal afin de mieux maîtriser la montée en fréquence et en puissance. C'est à cette étude que nous avons personnellement

participé avec pour tâche de mettre au point une modélisation dynamique destinée à servir de moyen d'interprétation et d'analyse.

De nombreuses études, tant théoriques qu'expérimentales, ont été effectuées antérieurement par des chercheurs d'autres Laboratoires mais elles ont surtout concerné le fonctionnement en petit signal. Rares ont été les études concernant la puissance et elles ont été généralement menées de manière plus ou moins empirique en faisant appel à des caractérisations de composants permettant de modéliser les non linéarités de comportement.

Aussi, il nous a paru important de tenter un nouveau type d'approche susceptible d'apporter une meilleure compréhension des mécanismes physiques régissant le fonctionnement en dynamique grand signal du TEC et de leurs liens avec les différents aspects technologiques.

La réalisation de cette étude passait, nécessairement, par le développement d'un modèle le plus physique possible pouvant tenir compte des phénomènes essentiels existant dans le composant, mais suffisamment simple, cependant, pour permettre le maximum d'investigations des différents facteurs susceptibles d'intervenir.

La présentation de ce travail est donnée dans le présent mémoire. Celui-ci comporte cinq chapitres :

Le premier chapitre est un bref historique des principales modélisations tentées jusqu'à nos jours et permet de situer notre modèle au sein de ces efforts théoriques.

Le deuxième chapitre fait la description des phénomènes et équations physiques pris en compte par notre modélisation pour représenter le fonctionnement en régime dynamique du TEC intrinsèque.

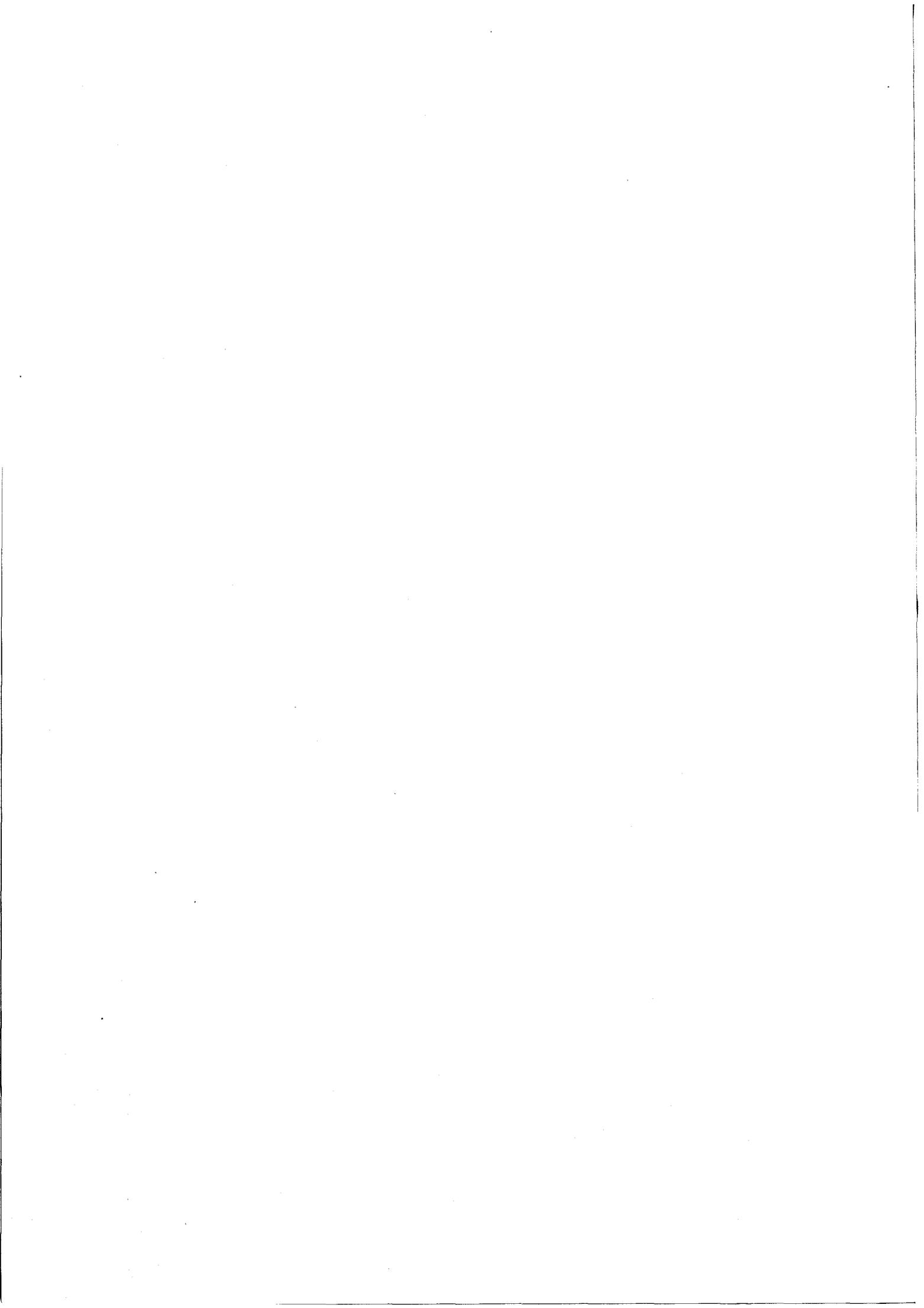
Le troisième chapitre décrit la méthode numérique qui permet de simuler le fonctionnement du TEC en fonction du temps, montre comment on a introduit dans cette simulation les éléments parasites externes (connections et boîtier) et les effets qui leur sont associés. Par ailleurs, nous y faisons la description du banc de mesures réalisé au Laboratoire pour les confrontations expérimentales.

Le quatrième chapitre donne les résultats de la simulation numérique en confrontation avec l'expérience. Un effort particulier d'analyse y est fait pour comprendre les mécanismes d'adaptation en régime grand signal et en quoi ils diffèrent de ceux du régime petit signal. On y aborde également l'influence de l'avalanche, l'influence de la nature de la charge présentée aux harmoniques et le problème de la montée en fréquence.

Enfin, le cinquième chapitre apporte une discussion concernant les implications technologiques des constatations et conclusions faites au cours de l'analyse du chapitre précédent.

CHAPITRE I

HISTORIQUE DES MODELISATIONS DU TEC.



INTRODUCTION.

Nous passons en revue, dans ce chapitre, les différents types de modélisation qui, depuis l'apparition du transistor à effet de champ, ont permis soit de mieux comprendre les mécanismes physiques de ce composant, soit de faciliter son utilisation dans les dispositifs microondes et nous donnons les raisons qui ont motivé notre choix parmi toutes ces modélisations.

I.1 - MODÈLE DE SHOCKLEY.

Le transistor à effet de champ (TEC) est proposé par W. Shockley en 1952 (prix Nobel 1956).

Ce composant originel de Shockley [1] est alors composé d'un barreau de Germanium de type p, entre deux couches semiconductrices de type n^+ (figure I.1). Les deux extrémités du barreau sont dopées p^+ .

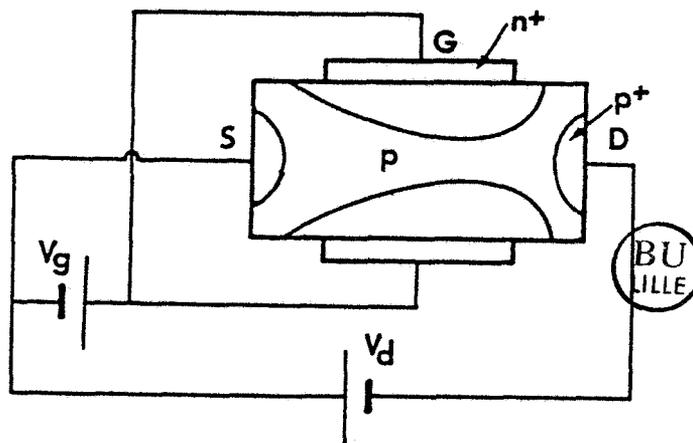


Figure I.1 : Transistor de Shockley.

Les couches n^+ constituent l'électrode de commande, appelée "grille", et les deux régions p^+ , sont baptisées par Shockley source et drain. Par sa constitution ce transistor est un composant unipolaire car à porteurs majoritaires. L'application d'une tension entre source et drain crée un courant longitudinal dans le barreau dopé p, appelé canal. Une tension positive sur la grille est en mesure de contrôler le courant dans ce canal car elle provoque un espace appauvri en porteurs ce qui rétrécit le canal actif. Ce contrôle du courant dans le canal s'effectue avec la mise en oeuvre d'une puissance relativement faible et ainsi

il en ressort que ce composant présente des propriétés amplificatrices.

Le TEC dès sa naissance, présente une supériorité potentielle par rapport aux transistors bipolaires, qui à cette époque ont le monopole en matière de composants tripôles à l'état solide : simplicité de fabrication, larges possibilités d'intégration, impédance d'entrée plus importante, meilleur facteur de bruit, etc.

Depuis son apparition le TEC a connu de nombreuses améliorations :

L'utilisation d'un semi-conducteur de type n^+ en silicium à la place de Germanium [2] et surtout, plus tard, l'emploi de l'Arséniure de Gallium ont apporté l'avantage d'une mobilité des porteurs très supérieure à celle existant dans le transistor de Shockley au Germanium.

Par ailleurs, l'utilisation d'un contact Schottky [3] à la place des couches dopées, pour la réalisation de la grille, a simplifié le procédé de fabrication et dans le même temps la structure de type "sandwich" a été abandonnée au profit d'une structure de type "planar" : le canal étant délimité, non plus par deux couches dopées, mais par un contact Schottky et un substrat semi-isolant.

Le comportement physique du TEC a fait l'objet de nombreux travaux avec, d'abord, ceux de Shockley [1] auquel on doit une modélisation du fonctionnement statique qui sert toujours de référence. Cette modélisation repose sur les hypothèses simplificatrices suivantes : la zone dépeuplée sous la grille est considérée comme complètement vide de porteurs tandis que la concentration des porteurs dans le canal est supposée égale à celle des atomes d'impuretés. La transition canal-zone désertée est supposée abrupte. Shockley considère aussi que la mobilité a une valeur constante et que les effets de bord de la grille sont négligeables.

Par ailleurs, il considère aussi que la composante longitudinale E_x du champ électrique, dans la zone désertée, est négligeable devant la composante transversale E_y et que, dans le canal cette dernière est négligeable devant la E_x . La validité de cette hypothèse dépend étroitement de la variation de l'épaisseur y du canal avec l'abscisse x , ce qui revient à dire que le calcul, de proche en proche, d'une limite abrupte de zone désertée n'est possible que si la variation d'épaisseur du canal $\Delta y(x)/\Delta x$, est nettement inférieure à l'unité.

En même temps que s'imposaient les qualités particulières du TEC, les essais de modélisation de son comportement physique se multipliaient. On peut, à ce propos, distinguer trois grandes catégories de modélisations : les modélisations analytiques dérivées de celle de Shockley, les modélisations bidimensionnelles et les modélisations semi-empiriques.

I.2 - MODÉLISATIONS ANALYTIQUES DÉRIVÉES DE CELLE DE SHOCKLEY

Dans ce genre de modèle physique on s'efforce de développer les hypothèses nécessaires à la résolution du système des équations physiques qui décrivent le comportement du TEC. Cette résolution est menée complètement de manière analytique. Au fond, il s'agit de modèles plus ou moins unidimensionnels et très souvent inspirés de celui de Shockley. Le travail pionnier de Shockley a, en effet, été suivi par plusieurs tentatives d'amélioration [4], [5].

Une simulation intéressante, à cause de son originalité et aussi parce qu'elle a donné l'occasion d'une des rares modélisations dynamiques [6], est celle de Yamaguchi et Kodera [7]. Les hypothèses sur lesquelles est basé ce modèle sont :

1°) Les effets de bord de la grille sont négligeables,

2°) La concentration des porteurs dans le canal est égale au dopage et dans la zone désertée elle est nulle. Entre les deux il y a une zone de transition qui est simulée avec une fonction issue des résultats des modélisations bidimensionnelles.

L'équation de Poisson bidimensionnelle est résolue analytiquement à partir de la distribution des porteurs libres $n(x,y)$, ce qui permet ainsi d'obtenir le potentiel dans le composant. La distribution du potentiel étant connue on calcule alors le champ électrique vectoriel et ensuite la vitesse vectorielle qui est considérée comme fonction du champ et de la mobilité, cette dernière étant fonction uniquement du module du champ électrique. Ainsi, à partir des deux composantes de la vitesse ($v_x = \mu(E) E_x$, $v_y = \mu(E) E_y$), les auteurs de ce travail constatent que l'augmentation du courant électrique dans le canal, après la tension dite de pincement, est due à la rotation du vecteur vitesse laquelle a pour effet de laisser la composante v_x augmenter en même temps que le module de la vitesse diminue. Dans une version postérieure à ce travail [8], a été introduite pour l'AsGa une courbe de la mobilité différentielle plus réaliste, négative sur une certaine plage de champ électrique, ce qui a permis l'investigation des instabilités dues au domaine de type Gunn. L'utilisation de la rotation du vecteur vitesse comme seul mécanisme assurant la continuité du courant dans le canal a mis en évidence la responsabilité du domaine Gunn en ce qui concerne la pente négative, parfois observable, sur les caractéristiques statiques à canal ouvert. Néanmoins, ce choix de modélisation peut provoquer des problèmes concernant la formulation numérique du fonctionnement dynamique. Shur et Eastmann [9], de même

que Madjar et Rosenbaum [6] ont amélioré le modèle en ajoutant une accumulation artificielle des porteurs dans le canal, ce qui a permis d'effacer les crêtes sur les caractéristiques à faibles tensions de grille, car l'accumulation des porteurs est encore un mécanisme qui, comme celui de rotation du vecteur vitesse, assure la continuité du courant électrique dans le canal. Ainsi on a pu constater qu'à canal ouvert, lorsque les conditions classiques concernant le nombre des porteurs de l'épaisseur du composant sont réalisées pour la création de l'effet Gunn, beaucoup de transistors continuent à être stables grâce à ce double mécanisme : rotation du vecteur de vitesse-accumulation des porteurs.

1.3 - MODÉLISATIONS BIDIMENSIONNELLES

Dans ce cas, on emploie des méthodes numériques pour résoudre le système des équations fondamentales qui régissent la dynamique électronique dans les semiconducteurs, en combinaison avec des conditions aux limites appropriées. Les variantes des modélisations bidimensionnelles sont nombreuses suivant la méthode numérique adoptée et le degré d'approximation de la réalité physique. Néanmoins, d'un point de vue méthodologique on peut distinguer deux espèces de simulations :

Celles qui utilisent les équations phénoménologiques pour traiter la physique du composant [10] et celles qui utilisent des équations microscopiques [11] et consistent à suivre l'évolution de chaque électron dans l'espace et dans le temps.

Parmi les simulations bidimensionnelles on doit citer celle des Kennedy et O'Brien [12] qui furent les premiers à mettre en évidence le mécanisme d'accumulation-dépletion dans le canal du côté du drain. Par ailleurs, ce travail a démontré (avec celui de Grebene et Gandhi [4]) que la cause principale de la saturation du courant est la saturation de vitesse et non pas comme on le supposait auparavant un pincement partiel du canal dû à l'augmentation de la tension drain-source [1]. Aussi, les lignes équipotentielles données par les simulations de Kennedy-O'Brien ont montré que les approximations du canal graduel (en particulier l'hypothèse de la transition abrupte de la concentration des porteurs entre la zone désertée et le canal, ainsi que celle de la variation progressive de la hauteur du canal avec l'abscisse ($dy/dx \ll 1$)) sont validées lorsque le quotient lg/a est supérieur à 5, où lg et a sont respectivement la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active.

Dans le cadre des modélisations bidimensionnelles basées sur la résolution des équations macroscopiques (équation de Poisson et équation de conservation du courant) on trouve aussi le travail de M. Reiser [10], [13], [14] et celui de B. Himswort [15], [16]. Dans ce genre de traitement mathématique on trouve, essentiellement, les différentes variantes de la méthode de résolution dite "de relaxation" où sont traitées simultanément les équations phénoménologiques fondamentales.

Néanmoins, la méthode la plus "noble" pour la simulation du fonctionnement d'un composant à semiconducteur reste, jusqu'à maintenant, le "modèle particulière". En fait, il s'agit de la résolution de l'équation de transport de Boltzmann par la procédure numérique de Monte-Carlo. L'utilisation de l'équation de Boltzmann nécessite, d'une part, l'hypothèse de collisions instantanées et indépendantes du champ électrique macroscopique et, d'autre part, l'utilisation du formalisme des bandes énergétiques et de la masse effective [17].

Le modèle particulière, en raison de l'attrait de son exactitude, a suscité plusieurs travaux concernant les transistors [18], [19], [20].

Les procédés utilisés pour exploiter la méthode de Monte-Carlo varient selon que l'on désire acquérir des informations plus exactes sur le comportement physique du composant ou rechercher une minimisation du temps de calcul [17]. En général, avec le calcul de Monte-Carlo, on obtient la répartition des porteurs dans le transistor et ensuite on résout l'équation de Poisson bidimensionnelle pour accéder aux valeurs du potentiel et du champ électrique dans tout l'espace réel.

I.4 - MODÉLISATIONS SEMI-EMPIRIQUES.

Dans cette catégorie on trouve toutes les simulations qui utilisent des schémas équivalents du TEC, les éléments du circuit étant très souvent le résultat d'investigations expérimentales. Cette méthode d'étude est la plus souple, mais son défaut intrinsèque est l'absence de formulation directe des mécanismes physiques et par conséquent l'impossibilité d'accéder à des informations concernant les importances relatives des différents facteurs qui déterminent le comportement des composants.

Parmi les modélisations petit signal on peut distinguer celle de R. Kuvas [21] qui, avec un schéma équivalent, tient compte des phénomènes de propagation sur la grille pour en arriver à l'importante conclusion que la dégra-

dation du gain unilatéral due à la largeur de la grille n'est pas très liée à la fréquence.

Les tentatives pour une modélisation semi-empirique grand signal sont moins nombreuses. Les plus connues sont celles de Willing et al. [22], [23], [24]. Ces auteurs proposent un schéma équivalent avec des éléments fixes et avec des éléments non-linéaires. Les valeurs des éléments sont estimées à partir de mesures de paramètres S sur toute la plage de polarisation qui est nécessaire et ensuite, avec un programme d'optimisation, on obtient les valeurs des éléments les plus appropriées. La pente négative sur les caractéristiques statiques, due au domaine Gunn [8], est modélisée avec une résistance négative variable.

I.5 - DÉFINITION D'UN MODÈLE ADAPTÉ AU RÉGIME DYNAMIQUE GRAND SIGNAL.

Notre objectif étant d'étudier le fonctionnement dynamique du TEC en régime grand signal, on a, nécessairement, été amené à effectuer un choix en ce qui concerne la modélisation. Il est évident que le choix judicieux du modèle est capital, car il faut trancher entre l'exactitude de la modélisation et un temps de calcul acceptable permettant une large exploitation.

Les modélisations semi-empiriques sont attrayantes par leurs facilités d'exploitation. Leur défaut principal est la difficulté d'observer les mécanismes physiques à l'intérieur du transistor et ainsi de permettre d'en tirer des conclusions pour d'éventuelles améliorations du composant. Les modèles semi-empiriques sont plutôt conseillés pour l'étude et la réalisation des dispositifs fonctionnels utilisant des TEC en combinaison avec des éléments de circuits.

Les simulations bidimensionnelles tiennent compte de la quasi-totalité des phénomènes physiques, surtout dans leurs versions les plus élaborées, et demandent un strict minimum d'hypothèses simplificatrices, ce qui les rend plus proches de la réalité physique dans leur fonctionnement. Néanmoins, elles exigent des temps de calcul très importants pour l'étude du cas statique ou transitoire et donc, pour le régime dynamique, sont complètement inexploitable car trop lourdes.

Les modèles analytiques ou quasi-analytiques constituent une option pouvant apporter des résultats et en même temps permettre l'investigation des mécanismes physiques qui entrent en jeu dans le composant. D'ailleurs, les quelques essais qui ont été effectués dans le but d'étudier le comportement

grand-signal du TEC [6], [25], sont basés sur des modèles analytiques. Mais si leur forme les rend particulièrement rapides en ce qui concerne le temps de calcul, c'est au prix d'hypothèses simplificatrices qui limitent sérieusement leurs possibilités d'investigation de la physique du TEC.

Ainsi notre choix s'est porté sur un modèle hybride car à mi-chemin d'un modèle analytique unidimensionnel du type Shokley et d'un modèle bidimensionnel vrai. Ce modèle "pseudo-bidimensionnel" existe depuis plusieurs années au Laboratoire dans une version conçue pour le fonctionnement statique du TEC. Il a été développé par A. Cappy [26], [27] et prend en compte les effets de bord de la grille et les phénomènes de dynamique électronique non stationnaire. Il a donné des résultats très intéressants soit pour la prévision des réseaux des caractéristiques soit pour la détermination du schéma équivalent correspondant au régime dynamique petit signal, soit encore pour les études de bruit. C'est l'adaptation de ce modèle au problème de fonctionnement en régime dynamique grand signal que nous allons aborder dans le chapitre suivant.

CHAPITRE II.

FORMULATION DES MECANISMES PHYSIQUES INTERNES

DU TEC EN DYNAMIQUE.

INTRODUCTION.

La figure II.1 montre schématiquement la structure courante d'un TEC.

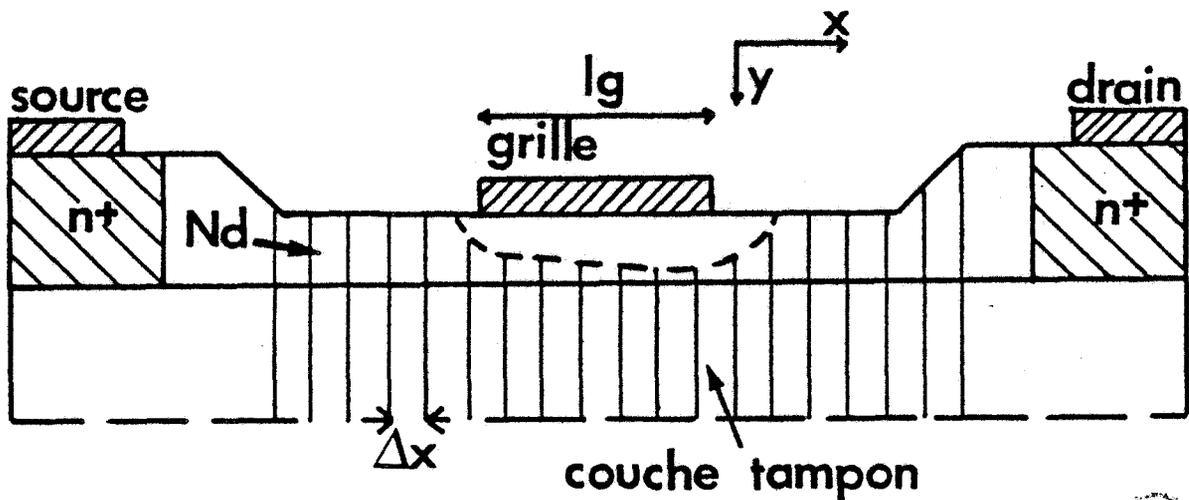


Figure II.1 : Structure du TEC.



Outre le contact Schottky de grille et les contacts ohmiques de source et de drain, elle comporte une couche active d'épaisseur a et de dopage moyen N_D (quelques 10^{17} atomes cm^{-3}) surmontant une couche tampon de dopage N_{DO} très inférieur à N_D , elle-même surmontant le substrat semi-isolant.

A ces éléments, il faut ajouter, pour compléter la description, la technologie de dépôt de la métallisation de grille, soit planaire, soit à canal creusé (représenté sur la fig. II.1) et les zones de surdopage n^+ placées sous les métallisations de source et de drain pour améliorer les contacts ohmiques.

Le modèle que nous avons utilisé pour traiter le fonctionnement dynamique de cette structure est dérivé du modèle pseudo-bidimensionnel élaboré au CHS par A. Cappy [27]. Celui-ci ne concernant que le régime de fonctionnement statique, nous lui avons apporté les modifications nécessaires à la prise en compte de courants de déplacement. Par ailleurs, nous avons introduit le phénomène d'avalanche en raison du rôle essentiel de celui-ci dans les limitations des TEC de puissance.

Dans ce qui suit, nous rappelons d'abord les aspects essentiels du modèle de Cappy puis nous décrivons les modifications apportées.

II.1 - Aspects essentiels du modèle pseudo-bidimensionnel de A. Cappy.

II.1.1 - Hypothèses de base du modèle.

On admet que la transition de la concentration des porteurs libres entre la zone désertée sous la grille et le canal est abrupte (fig. II.2) ce qui n'est pas très éloigné de la réalité pour les TEC ayant un rapport longueur de grille $lg/épaisseur$ a de la couche active supérieur à 5. La concentration des porteurs libres dans la zone désertée de grille est, de ce fait, supposée nulle.

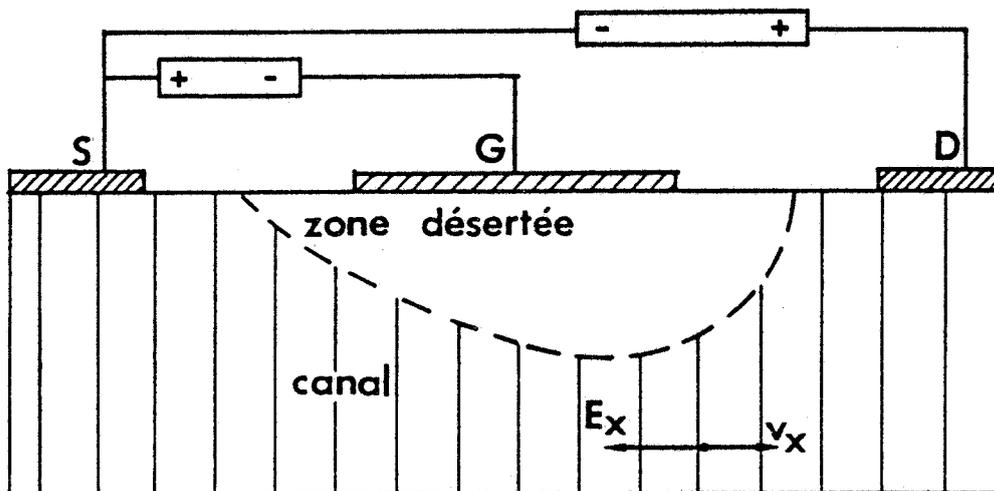


Figure II.2 : Aspect fonctionnel du TEC

En ce qui concerne le champ électrique, on admet qu'il est orienté verticalement dans la zone désertée et horizontalement dans le canal. Cette dernière hypothèse impliquant que, dans le canal, les surfaces équipotentielles sont des plans verticaux et que le vecteur vitesse des porteurs libres n'a qu'une composante horizontale v_x . Signalons que des modélisations bidimensionnelles, notamment celles réalisées récemment [20], [28] au Laboratoire, ont montré que cette description du canal n'est pas très éloignée de la réalité.

Le profil du dopage de la couche active est supposé uniforme (concentration N_D) sur l'épaisseur a et la transition avec la couche tampon est supposée abrupte.

II.1.2 - Construction du contour de la zone désertée de grille.

Des hypothèses supplémentaires sont faites concernant le champ électrique au voisinage du contour de la zone désertée :

- la composante E_x du champ électrique se conserve sur une certaine distance dans la zone désertée, avant de s'annuler,
- la composante E_y est nulle sur le contour de la zone désertée.

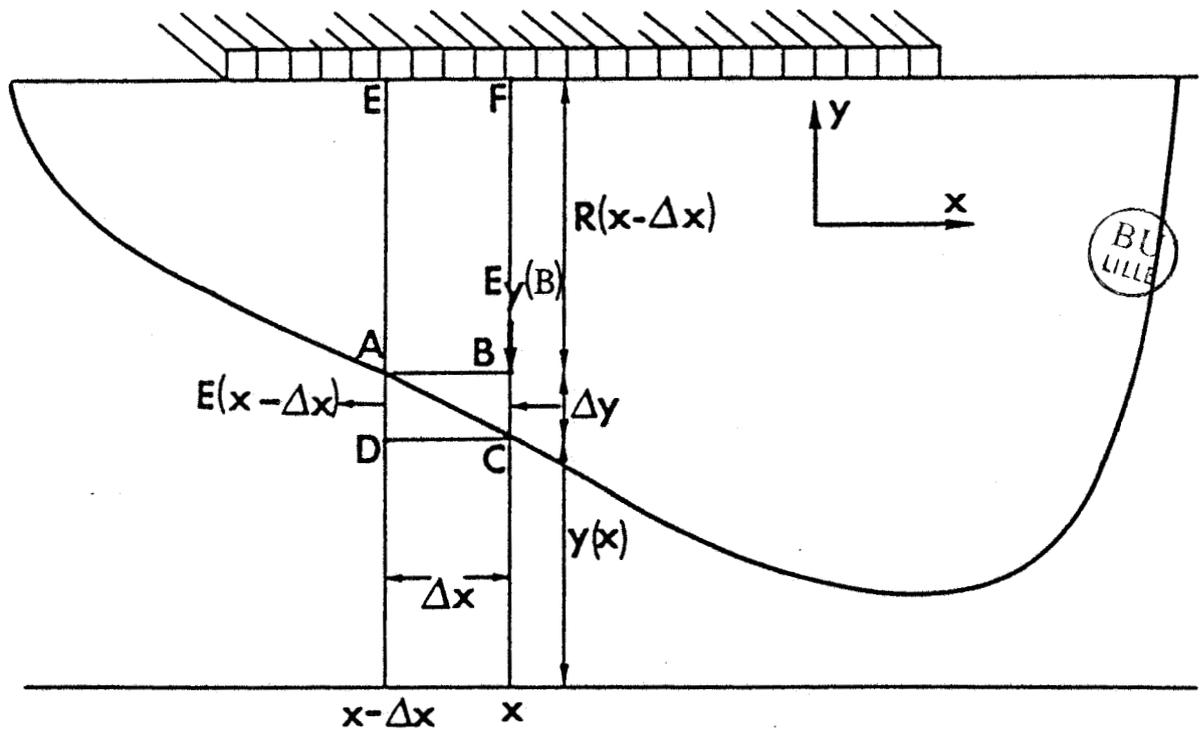


Figure II.3 : Construction de la zone désertée de grille.

En appliquant le théorème de Gauss à une surface définie par un parallépipède de profondeur Z (largeur de la grille) et de section $ABCD$ définie comme le montre la figure II.3, on obtient :

$$[E_x(x) - E_x(x-\Delta x)] \Delta y Z + \frac{E_y(B)}{2} \Delta x Z = \frac{q}{\epsilon} \left[\frac{\Delta x \Delta y}{2} Z N_D + \frac{\Delta x \Delta y}{2} Z (N_D - n(x)) \right]$$

où : $E_x(x)$ et $E_x(x-\Delta x)$ sont les valeurs du champ dans le canal aux abscisses x et $x-\Delta x$.

$E_y(B)$ est le champ au point B.

$\Delta y = BC$ est la distance sur laquelle E_x est supposé se conserver.

La loi de Poisson appliquée au canal fournit l'équation :

$$\frac{E_x(x) - E_x(x-\Delta x)}{\Delta x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n(x))$$

où $n(x)$ est la concentration des porteurs libres dans la tranche Δx de canal située à l'abscisse x .

En combinant cette équation à la précédente on a :

$$E_y(B) = \frac{q}{\epsilon} \Delta x n(x).$$

En admettant, alors, que de l'abscisse $x-\Delta x$ à l'abscisse x , l'ensemble de la composante E_y , dans la zone désertée, subit une translation de valeur égale à $E_y(B)$ et, en utilisant la circulation du champ électrique sur le contour EABF, on obtient :

$$V_{AB} = E_y(B) R(x-\Delta x)$$

$R(x-\Delta x)$ étant la hauteur de la zone désertée à l'abscisse $x-\Delta x$ et V_{AB} étant la différence de potentiel entre A et B.

Avec les hypothèses précédentes, on peut écrire :

$$V_{AB} = \Delta V = \text{différence de potentiel entre le plan d'abscisse } x \text{ et le plan d'abscisse } x-\Delta x, \text{ dans le canal.}$$

On a finalement

$$\Delta y = \frac{\epsilon \Delta V}{q R(x-\Delta x) n(x)}$$

Cette expression permet donc de construire de proche en proche le contour de la zone désertée en fonction de la progression du potentiel dans le canal.

En fait cette expression n'est utilisée que sous la partie centrale de la grille. Pour les parties de la zone désertée situées aux deux extrémités de la grille, là où les effets de bord deviennent importants, le traitement est quelque peu différent et en plus de l'expression ci-dessus, fait appel aux travaux de Wasserstrom et McKenna [29] et à une construction géométrique par successions d'ellipses.

II.1.3 - Pénétration des porteurs dans la couche tampon.

La couche tampon de haute résistivité est présente aujourd'hui dans la quasi-totalité des transistors à couche active épitaxiée. Les recherches menées dans différents laboratoires ont démontré que la couche tampon améliore la mobilité des porteurs près de l'interface et retarde l'apparition des phénomènes d'avalanche [30], [31].

La couche tampon ne constitue pas cependant un remède parfait, car elle ne supprime pas tous les effets du substrat. Ainsi on a constaté l'existence d'une barrière de potentiel à l'interface couche tampon-couche active qui est due selon certains à une couche de pièges chargés négativement et selon d'autres à une couche de désertion à l'intérieur de la couche tampon [31], [32], [33].

Malgré la complexité de ce phénomène des tentatives ont été faites pour le modéliser [32], [34]. Mais l'aspect partiel des investigations et le caractère très approximatif des approches entraînent des incertitudes en ce qui concerne les conséquences physiques. Toutefois les modèles bidimensionnels ont montré que dans la région du canal la plus pincée on observe un élargissement effectif du canal actif soit par injection des porteurs dans la couche tampon [10] soit par rétraction de la zone désertée à cet endroit [32].

En tous cas on est en mesure d'affirmer que c'est cet effet qui est essentiellement (avec la rotation du vecteur de vitesse) responsable de l'augmentation du courant du canal, avec l'accroissement de la tension V_{DS} , dans les conditions de pincement.

A. Cappy [27], en s'inspirant des indications fournies par les modèles bidimensionnels, a pu aboutir à une modélisation simple de cet effet de pénétration des porteurs dans la couche tampon.

L'hypothèse principale de cette modélisation consiste à admettre que la composante E_x du champ électrique présent dans le canal se conserve jusqu'à une profondeur y_s dans la couche tampon et qu'elle est nulle dans la partie restante de cette couche. La composante E_y est considérée nulle partout sauf dans la zone désertée de la grille.

Dans la couche tampon l'équation de Poisson unidimensionnelle s'écrit :

$$-\frac{\partial E_x}{\partial x} \approx \frac{q}{\epsilon} n(x,y)$$

Par intégration de cette équation sur l'épaisseur y_s de la couche tampon où on a injection de porteurs, on obtient :

$$-\frac{\partial E_x}{\partial x} \int_0^{y_s} dy = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_s} n(x,y) dy$$

mais dans le canal l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n(x))$$

ce qui permet d'exprimer la quantité de porteurs libres présents dans la couche tampon et participant au courant de conduction drain-source :

$$\int_0^{y_s} n(x,y) dy = y_s (n(x) - N_D)$$

avec $n(x) > N_D$.

III.1.4 - Expression du courant de conduction.

Tous les porteurs libres contribuent au courant de conduction I_c dans le transistor, donc, celui-ci s'écrit :

$$I_c = qZ \int_0^{y_1} n(x,y) v(x,y) dy$$

où y_1 est toute la hauteur du transistor.

D'après le théorème de la moyenne il est possible de trouver une vitesse moyenne $v(x)$ des porteurs de façon à pouvoir écrire :

$$I_c = qZv(x) \int_0^{y_1} n(x,y)dy$$

L'intégrale sur toute la hauteur du transistor concerne la couche active et la couche tampon.

En appelant $y(x)$ la hauteur du canal dans la couche active on a :

$$I_c = qZv(x) [y(x)n(x) + y_s(n(x) - N_D)]$$

ou encore

$$I_c = qZv(x) n(x) [y(x) + y_s(1 - \frac{N_D}{n(x)})]$$

Ainsi on arrive à exprimer le courant de conduction en fonction des grandeurs unidimensionnelles en considérant une vitesse moyenne $v(x)$ à une abscisse fixée et aussi une hauteur du "canal effectif" y_{eff} qui est donnée par la relation :

$$y_{\text{eff}}(x) = y(x) + y_s (1 - \frac{N_D}{n(x)})$$

Une estimation très approximative [27] a conduit à évaluer la valeur de y_s entre $lg/2$ et $lg/2+a$.

Notre expérience personnelle a montré que suivant le type de transistor (longueur de grille, épaisseur du canal, etc) cette valeur doit être choisie entre $\frac{1}{2} lg$ et $\frac{2}{3} lg$.

II.1.5 - Prise en compte de la dynamique électronique.

Lorsque dans un composant à semi-conducteur on a des variations brusques spatiales et temporelles du champ électrique, la vitesse des porteurs n'est plus fonction de celui-ci, car apparaissent alors des phénomènes dits "non stationnaires".

On s'est aperçu très tôt de l'importance considérable [38] de ces phénomènes dans les TEC à grille courte et canal étroit. Les travaux effectués au CHS ont confirmé la nécessité d'une modélisation qui en tienne compte [26],

[35], [36], [37].

Ceci peut être fait soit en utilisant des équations microscopiques, soit en faisant appel à des équations phénoménologiques, issues de l'équation de transfert électronique de Boltzmann.

Notre simulation du fonctionnement dynamique du TEC étant basée sur des équations phénoménologiques, c'est cette seconde alternative qu'il convient d'examiner.

Au prix de certaines hypothèses [39], [40], [27], l'équation de Boltzmann conduit à deux équations de relaxation : une de l'énergie et une du moment, qui s'expriment unidimensionnellement de la manière suivante :

$$\frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial t} = qnEv - \frac{\partial(nv(\varepsilon+KT))}{\partial x} - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} \quad (1)$$

$$\frac{\partial(nm^*v)}{\partial t} = qnE - \frac{\partial(nm^*v^2)}{\partial x} - \frac{\partial(nKT)}{\partial x} - n \frac{m^*v}{\tau_m} \quad (2)$$

où n , ε , v sont, respectivement, les valeurs moyennes de la concentration, de l'énergie et de la vitesse des porteurs,

K la constante de Boltzmann,

T la température électronique,

ε_0 l'énergie des porteurs à l'équilibre thermodynamique,

m^* la masse efficace des porteurs,

E le champ électrique,

et τ_ε , τ_m les temps de relaxation de l'énergie et du moment, respectivement.

A. Cappy [27] a procédé à l'investigation du comportement de ces deux équations de relaxation en comparant les résultats obtenus avec elles à ceux donnés par une modélisation utilisant les équations microscopiques résolues par la méthode de Monte Carlo. Pour un régime indépendant du temps, il a pu simplifier les équations sous la forme :

$$v = \mu(\epsilon) E - \frac{\mu(\epsilon)}{q} \frac{d(KT)}{dx} - \frac{v\mu(\epsilon)m^*}{q} \frac{dv}{dx} - \frac{\mu(\epsilon)KT}{qn} \frac{dn}{dx} \quad (3)$$

$$\frac{d(\epsilon+KT)}{dx} = qE - \frac{\epsilon-\epsilon_0}{v\tau_\epsilon} \quad (4)$$

avec

$$\mu(\epsilon) = q \frac{\tau_m(\epsilon)}{m^*(\epsilon)}$$

Ensuite, il a étudié l'influence des différents termes et a montré que dans le cas d'un TEC typique dont la longueur de grille demeure supérieure à 0,25 μm les deux équations peuvent se simplifier d'une manière spectaculaire sans pour autant sacrifier considérablement la précision.

Ainsi on peut se contenter d'utiliser les équations :

$$v = \mu(\epsilon)E \quad (5)$$

$$\frac{d\epsilon}{dx} = qE - \frac{\epsilon-\epsilon_0}{v\tau_\epsilon} \quad (6)$$

Ces considérations concernant des conditions statiques pour les tensions grille-source et drain-source appliquées au TEC, il est normal de se demander quelles modifications peuvent résulter d'un fonctionnement en régime dynamique haute fréquence.

A ce propos, la figure II.4 représente la réponse de la vitesse des porteurs à un champ électrique uniforme (donc les gradients spatiaux sont inexistant) d'après les simulations numériques de M.R. Friscourt [41].

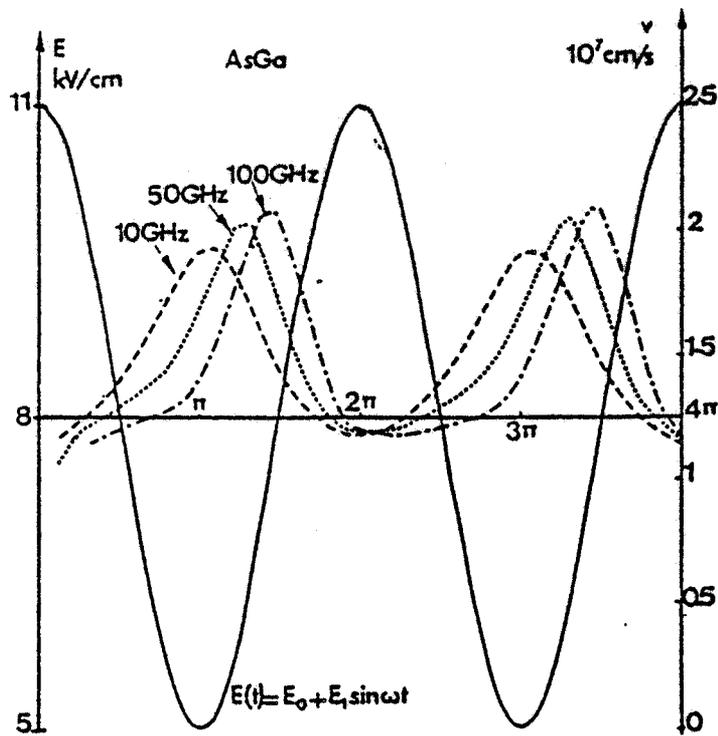


Figure II.4 : Réponse de la vitesse des électrons dans l'AsGa à un champ sinusoïdal.

Ces résultats montrent qu'à 10 GHz le déphasage dû aux gradients temporels, entre la vitesse des porteurs et le champ électrique est négligeable.

En tenant compte des dérivées temporelles dans les équations de relaxation celles-ci deviennent :

$$\frac{-KT(\epsilon)}{v(x,t) n(x,t)} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{1}{v(x,t)} \frac{\partial \epsilon(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon(x,t)}{\partial x} = qE(x,t) - \frac{\epsilon(x,t) - \epsilon_0}{v(x,t) \tau_\epsilon(\epsilon)} \quad (7)$$

$$v(x,t) = \mu(\epsilon) E(x,t) - \frac{m^*(\epsilon) \mu(\epsilon)}{q} \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} \quad (8)$$

L'introduction de ces dérivées temporelles est, de toute évidence, une source de complication très lourde.

Dans une première étape, nous les avons négligées et utilisant seulement les expressions simplifiées (5) et (6), nous avons effectué, ainsi, la simulation du fonctionnement dynamique obtenu avec une attaque sinusoïdale (l'ensemble des équations prises en compte est donné dans le paragraphe suivant). Les valeurs ainsi obtenues pour les diverses grandeurs physiques ont, alors, été portées dans les termes comportant les dérivées temporelles des équations (7) et (8)

pour estimer leur ordre de grandeur. Il est apparu que l'on pouvait raisonnablement les négliger pour la fréquence de fonctionnement de 10 GHz. Par contre de fortes réserves doivent être faites concernant la faible importance de ces termes au-dessus de 10 GHz.

Nous avons donc décidé de conserver les formes simplifiées (5) et (6) des équations de la vitesse et de la relaxation de l'énergie pour notre simulation du fonctionnement dynamique étant entendu que ce choix implique de ne pas monter à des fréquences d'investigation trop élevées.

Il reste à apporter quelques indications concernant les formulations que nous avons utilisées pour le temps de relaxation $\tau(\epsilon)$ de l'énergie et pour la mobilité des porteurs $\mu(\epsilon)$.

Au lieu de faire des hypothèses supplémentaires, on peut utiliser, comme Shur [42], les résultats du calcul Monte Carlo pour un champ uniforme et indépendant du temps. En effet, les équations (5) et (6) doivent être validées pour un champ uniforme et indépendant du temps et, ainsi, on obtient

$$qE_{ss} = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{v_{ss} \tau_{\epsilon}}$$

ou

$$\tau(\epsilon) = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{qv_{ss} E_{ss}}$$

et

$$\mu(\epsilon) = \frac{v_{ss}}{E_{ss}}$$

où v_{ss} et E_{ss} sont la vitesse et le champ en fonction de l'énergie uniquement, calculés pour un champ uniforme et indépendant du temps.

Ce procédé, où le temps de relaxation dépend de l'énergie plutôt que d'autres grandeurs a fait l'objet de différents travaux [40], [43]. C'est lui qui a été retenu dans les modélisations réalisées au CHS.

Plusieurs études ont porté sur le calcul de v_{ss} et E_{ss} en fonction de l'énergie cinétique moyenne avec la méthode Monte Carlo.

Les figures II.5 et II.6 représentent les courbes tirées des travaux de Hess et al. [44], [45] que nous avons utilisé dans notre simulation.

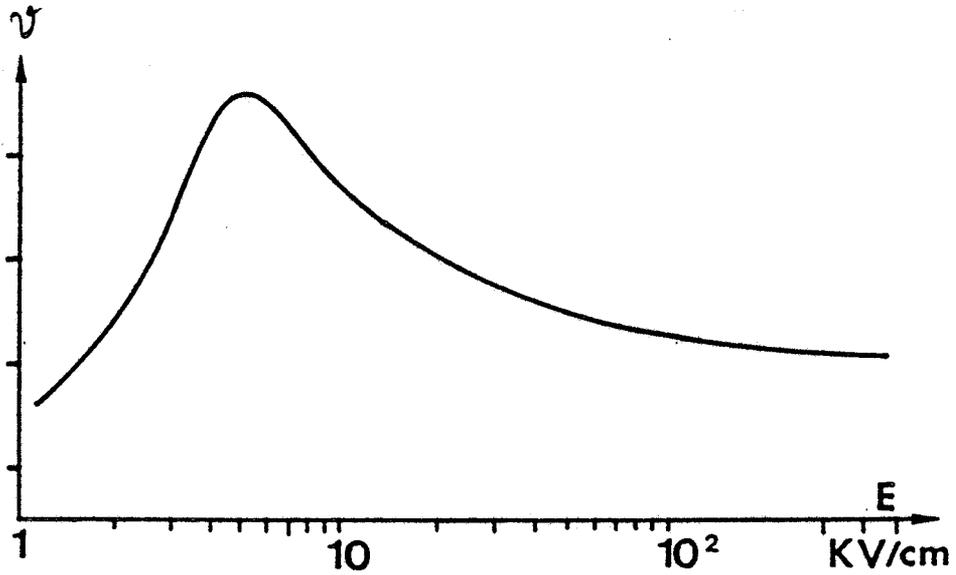


Figure II.5 : Vitesse stationnaire des électrons dans l'AsGa en fonction du champ.

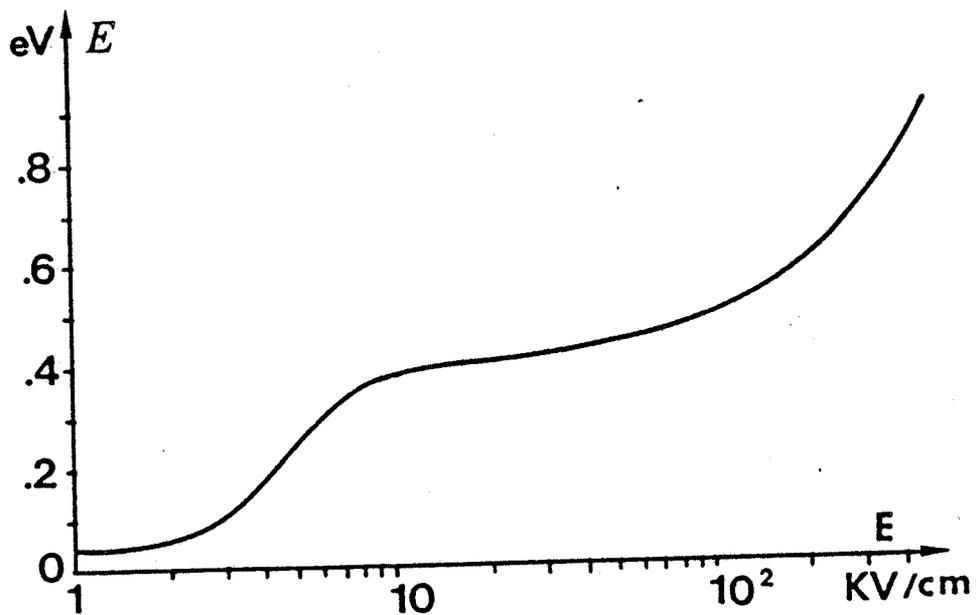


Figure II.6 : Energie stationnaire des électrons dans l'AsGa en fonction du champ.

II.2 - Formulation du fonctionnement dynamique du T.E.C.

Pour traiter le fonctionnement dynamique nous avons pris comme grandeur "pilote" la tension instantanée grille-source : $V_{gs} = V_{go} + V_{ga} \cos \omega t$.

La variation de celle-ci a été discrétisée en divisant la période H.F. en 200 pas de durée Δt . A 10 GHz on a $\Delta t = 0,5$ psec. Ainsi, à chaque instant discret on calcule les différentes grandeurs physiques sur toute la longueur de l'abscisse x . L'ensemble du fonctionnement dynamique devenant, de la sorte, une succession d'états pouvant être traités avec le formalisme décrit dans les paragraphes précédents mais en introduisant une équation supplémentaire prenant en compte l'existence des courants de déplacement dans la structure.

Remarquons bien que le choix d'une tension grille-source purement sinusoïdale est une hypothèse simplificatrice car l'attaque en entrée du TEC s'opère à travers un circuit complexe constitué par la résistance de grille et des éléments parasites selfiques et capacitifs.

En grand signal, l'espace grille-source n'a pas un comportement linéaire et, en toute rigueur, il faudrait traiter l'attaque d'entrée en partant de la source extérieure, mais au prix d'importantes complications.

Nous avons montré précédemment qu'en régime statique la relation fournissant l'évolution de la zone désertée de grille dans la couche active est :

$$\Delta y(x) = \frac{\epsilon \Delta V(x)}{qR(x-\Delta x)n(x)}$$

Une discretisation Δx assez fine de l'axe longitudinal permet d'utiliser la concentration des porteurs au pas précédent et d'exprimer la différence de potentiel $\Delta V(x)$ en fonction du champ électrique dans le canal. Ainsi, à l'instant t , la relation devient :

$$\Delta y(x,t) = \frac{\epsilon E(x-\Delta x,t)\Delta x}{qR(x-\Delta x,t)n(x-\Delta x,t)}$$

En ce qui concerne l'équation de relaxation de l'énergie :

$$\frac{\Delta \epsilon(x)}{\Delta x} = qE(x) - q \frac{v_{ss}(x) E_{ss}(x)}{v(x)}$$

Si on accepte quelques incertitudes de discrétisation, on peut rendre le calcul de l'énergie dépendant uniquement des grandeurs au pas précédent et, à l'instant t , l'équation ci-dessus devient :

$$\frac{\Delta \epsilon(x,t)}{\Delta x} = q E(x-\Delta x, t) - \frac{v_{ss}(x-\Delta x) E_{ss}(x-\Delta x)}{v(x-\Delta x, t)}$$

où la charge de l'électron q disparaît si l'on exprime l'énergie en électron-volt.

Nous avons vu que la pénétration des porteurs libres dans la couche tampon conduit au concept de canal effectif. Sa hauteur s'exprime, en fonction du temps, par :

$$y_{\text{eff}}(x,t) = y(x,t) + y_s \left(1 - \frac{N_D(x)}{n(x,t)}\right)$$

La vitesse des porteurs est maintenant reliée au champ électrique instantané par l'intermédiaire de la relation

$$v(x,t) = \mu(\epsilon) E(x,t)$$

L'équation de Poisson unidimensionnelle donnant l'évolution du champ électrique dans le canal a pour expression, en fonction du temps :

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

Finalement on obtient pour expression du courant particulaire dans le canal :

$$I(x,t) = q\mu(\epsilon) Z y_{\text{eff}}(x,t) E(x,t) n(x,t)$$

La relation de la conservation des particules (ou de la charge) apporte l'équation supplémentaire dont on a besoin pour traduire l'existence des courants de déplacement et constitue la clé de passage du régime statique au fonctionnement dynamique.

L'application de la loi de conservation de la charge est quelque peu subtile étant donné que notre modèle n'est pas vraiment bidimensionnel mais est subdivisé par des surfaces limites qui introduisent des discontinuités.

Pour formuler cette loi nous avons utilisé la forme intégrale :

$$\int_{(v)} \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} dV dt = - \int_{(s)} \rho(x,t) v(x,t) ds dt$$

où dV est le volume élémentaire délimité par la surface ds .

La relation ci-dessus s'écrit sous forme discrétisée :

$$\sum_{v_i} \frac{\Delta \rho_i}{\Delta t} v_i = - \sum_{s_i} I_i \quad (1)$$

où les quantités I_i sont les courants particuliers s'écoulant à travers les surfaces S_i . Sur la figure II.7 nous représentons une tranche verticale du transistor.

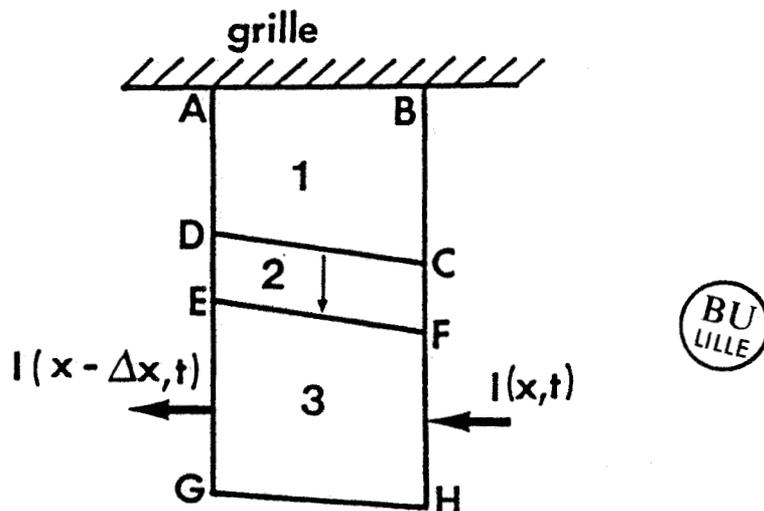


Figure II.7 : Tranche verticale élémentaire du transistor.

On suppose que la position de la zone désertée est celle de \overline{DC} à l'instant $t-\Delta t$ et celle de \overline{EF} à l'instant t . Ainsi, le canal est, à cet endroit, représenté par $DCHG$ à l'instant $t-\Delta t$ et par $EFHG$ à l'instant t .

On considère négligeables les courants de déplacement dus à la variation de la pénétration des porteurs libres dans la couche tampon.

Ainsi, il s'agit d'appliquer la relation (1) aux trois volumes, 1 2 et 3 de la figure II.7. Pour le volume 1 il n'y a aucune variation

de charge, donc $\frac{\Delta \rho_1}{\Delta t} = 0$. Dans le volume $\boxed{2}$ il y a une variation de la densité de charge égale à :

$$\frac{\Delta \rho_2}{\Delta t} = q \frac{N_D - (N_D - n(x,t))}{\Delta t}$$

or

$$\frac{\Delta \rho_2}{\Delta t} v_2 \approx q \frac{n(x,t)}{\Delta t} Z \Delta x [y(x,t-\Delta t) - y(x,t)]$$

Pour le volume $\boxed{3}$ on obtient :

$$-\frac{\Delta \rho_3}{\Delta t} v_3 = q \frac{n(x,t) - n(x,t-\Delta t)}{\Delta t} Z \Delta x y_{\text{eff}}(x,t)$$

A l'instant t les seuls courants particuliers qui sont en jeu sont ceux dans le canal, soit : $I(x-\Delta x, t)$ et $I(x, t)$.

En effectuant le bilan de la conservation de charge dans la tranche de transition ABHG, on obtient donc :

$$\begin{aligned} & qn(x,t)Z\Delta x \frac{y(x,t-\Delta t) - y(x,t)}{\Delta t} - qZ\Delta xy_{\text{eff}}(x,t) \frac{n(x,t) - n(x,t-\Delta t)}{\Delta t} \\ & = - I(x,t) + I(x-\Delta x, t) \end{aligned}$$

Cette équation et les équations décrivant l'évolution de la zone désertée, la relaxation de l'énergie, l'évolution du champ électrique dans le canal, la hauteur du canal, la vitesse des porteurs, et le courant particulier dans le canal doivent être résolues simultanément. Une telle résolution est assez lourde.

Nous avons constaté que l'on pouvait l'alléger en approximant $n(x,t)$ à $N_D(x)$ dans le premier terme de gauche de l'équation de conservation de la charge ci-dessus. Cette simplification nous a conduit à une équation à coefficients constants du troisième degré en $n(x,t)$, facile à résoudre ; $n(x,t)$ étant ainsi obtenu, il est alors aisé de remonter aux autres grandeurs physiques par l'intermédiaire des diverses équations.

II.3 - Formulation de l'avalanche dans le TEC.

L'influence de l'avalanche sur le TEC apparaît à trois niveaux :

- 1°) - Destruction du composant par échauffement dû au courant d'avalanche,
- 2°) - Limitation de l'excursion de la tension drain-source,
- 3°) - Génération d'un courant incontrôlable par la grille et qui a comme conséquence la dégradation du gain.

Dans les structures initiales, qui étaient planaires, le claquage se produisait généralement au voisinage immédiat du contact de drain et pour des tensions V_{gs} voisines de 0 V (canal ouvert). Diverses modifications ont permis de remédier à ce défaut. Toutes ont pour principe d'établir une répartition la plus uniforme possible du champ électrique longitudinal dans le canal entre la grille et le drain. Le claquage se produit, en effet, quand le champ électrique présente un "pic".

Les facteurs déterminants pour atteindre cet objectif sont :

- une distance grille drain importante [46], [47], [48], [49].
- la technologie à grille enterrée par un "recess" soit abrupt [50], [51], soit graduel [52].

Une étude systématique de l'influence des paramètres technologiques a été effectuée récemment au laboratoire [53] et a clairement montré, avec une modélisation fine des phénomènes physiques, comment évoluait la répartition du champ électrique dans les diverses conditions de polarisation.

Introduire une modélisation véritablement physique de l'avalanche dans notre simulation aurait nécessité la formulation de l'ionisation en fonction de l'énergie ou du champ électrique, et aurait conduit à une extrême complication de la résolution numérique. Ainsi, pour avoir une approche simple du rôle joué par l'avalanche dans le fonctionnement grand signal, nous avons choisi de l'introduire de façon entièrement empirique, mais assez réaliste en ce qui concerne ses manifestations extérieures.

La méthode utilisée consiste à reproduire, par injection d'un courant additionnel ΔI_{av} , l'allure du réseau des caractéristiques $I_D = f(V_{DS}, V_{GS})$ (relevé en impulsions très courtes pour aborder sans destruction les zones d'avalanche). L'injection de ce courant ΔI_{av} a été localisée sur le contour de sortie de la zone désertée de grille comme le montre la figure II.8.

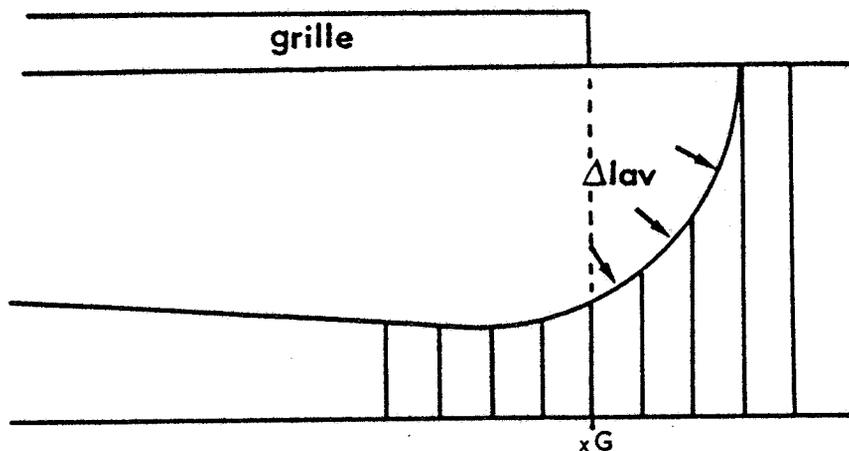


Figure II.8 : Injection du courant d'avalanche dans le canal.

Cette localisation est, en effet, celle de l'avalanche dans les conditions de pincement, qui sont celles rencontrées en fonctionnement grand signal lorsque l'excursion de tension drain-source atteint sa limite haute.

Nous avons attribué au courant ΔI_{av} une expression permettant de traduire la dépendance en fonction de la tension grille-source et de tension locale dans le canal et présentant une croissance rapide au-delà d'un certain seuil.

Cette expression est :

$$\Delta I_{av} = I_{av}(V_{GS}) \left[e^{V_{xG} - V_{BRxG}(V_{GS})} \right]$$

Elle est paramétrée, pour une tension V_{GS} donnée, par deux facteurs :

- $V_{BRxG}(V_{GS})$ tension de seuil d'avalanche,
- $I_{av}(V_{GS})$ intensité du courant d'avalanche.

et V_{xG} représente le potentiel local dans le plan équipotentiel du canal situé à l'abscisse xG marquant le bord de la grille, côté drain.

La procédure numérique de notre simulation a permis l'introduction de ce courant d'avalanche par l'intermédiaire d'un fichier consulté automatiquement par le programme.

Pour terminer, ajoutons que ΔI_{av} représentant la totalité du courant injecté, nous l'avons réparti de manière uniforme, sur l'ensemble du contour de sortie de la zone désertée de grille, ce qui correspond raisonnablement à la réalité physique imposée par le phénomène de réaction de charge d'espace.

CHAPITRE III

SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DU TEC

EN AMPLIFICATION CLASSE A.

INTRODUCTION.

Les fondements physiques de la modélisation du transistor intrinsèque en fonctionnement dynamique ont été exposés au chapitre précédent. Nous allons maintenant placer cette modélisation dans l'environnement de l'encapsulation et montrer l'importance de celle-ci. Puis nous donnerons la méthode opératoire utilisée pour traiter globalement le transistor intrinsèque, son encapsulation et la charge extérieure et nous terminerons par une évaluation de la validité de l'ensemble de la modélisation.

III.1 - ÉLÉMENTS PARASITES D'ENCAPSULATION ET PROBLEME DE STABILITÉ.

III.1.1 - Description des éléments parasites d'encapsulation.

La figure III.1 représente l'ensemble des éléments parasites qui entourent le transistor intrinsèque et qui modifient son comportement et ses performances de façon assez drastique [23], [24], [25].

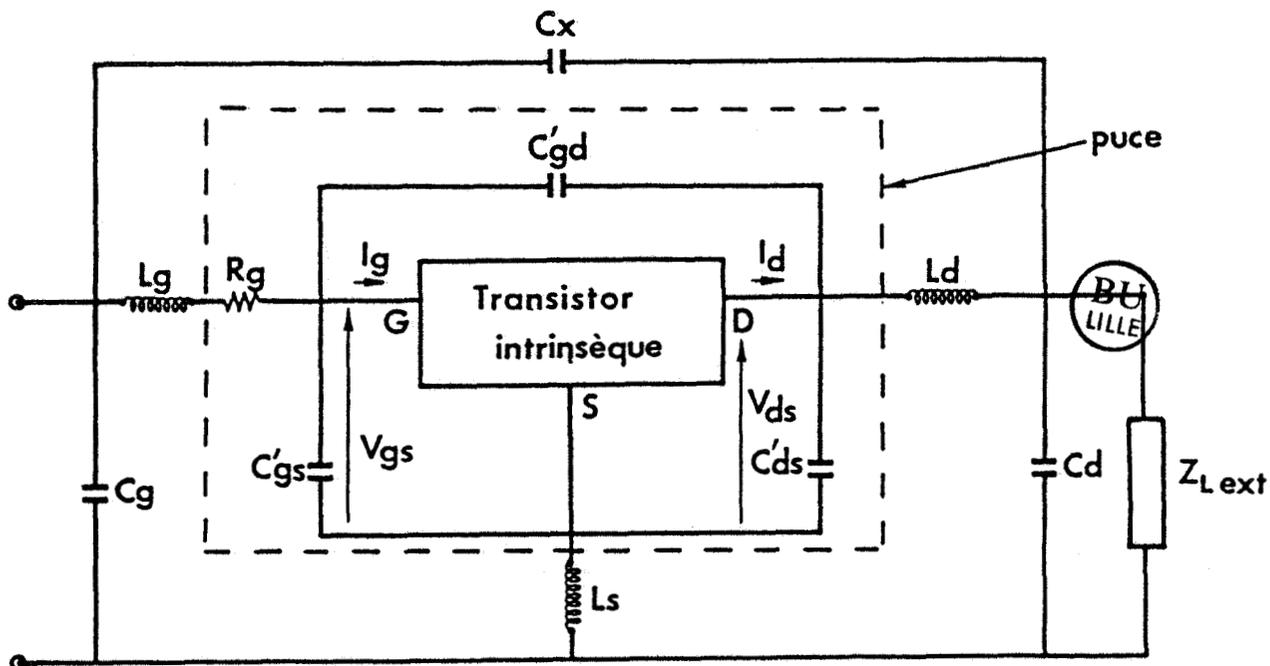


Figure III.1 : Le transistor et ses éléments parasites.

Il y a lieu de distinguer, d'abord, les éléments parasites propres à la "puce" résultant des métallisations des électrodes : il s'agit, essentiellement, des capacités C'_{gd} , C'_{ds} et C'_{gs} liées aux couplages électrostatiques s'exerçant entre les électrodes et de la résistance R_g liée à la métallisation de l'électrode de grille.

A cette première série d'éléments parasites s'ajoute une deuxième série liée à l'encapsulation, que celle-ci soit effectuée dans un boîtier classique ou dans une monture de mesure. Ainsi, les inductances L_g , L_d , L_s sont dues aux fils de connection reliant les métallisations de la puce aux prises de contact du boîtier et les capacités C_g , C_x et C_d représentent les couplages électrostatiques entre ces prises de contact.

Suivant le type du transistor et de son boîtier et selon la technologie de réalisation des connections, les valeurs des éléments parasites varient dans une gamme assez étendue. Pour le type de transistor que nous avons modélisé ($l_g \approx 1 \mu\text{m}$, $Z = 600 \mu\text{m}$) et de son boîtier (BMH60) les valeurs des éléments parasites ont été évaluées comme suit :

$$C'_{gs} = C'_{gd} = C'_{ds} = 0,05 \text{ pF}$$

$$R_g = 3 \Omega$$

$$C_g = C_d = C_x = 0,02 \text{ pF}$$

$$L_g = 0,3 \text{ nH}, L_d = 0,4 \text{ nH}, L_s = 0,2 \text{ nH}$$

Par la modélisation du composant intrinsèque, exposée au chapitre précédent, on dispose des courants I_g et I_d et des tensions V_{gs} et V_{ds} . A partir de ces données on peut accéder, aisément, à n'importe quelle tension ou n'importe quel courant au niveau des éléments parasites en utilisant les équations classiques de l'analyse des circuits.

Parmi les éléments parasites ceux qui sont de caractère contre-réactif ont une importance capitale car ils influent sur le gain en puissance d'une manière spectaculaire. C'est le cas des trois éléments L_s , C'_{gd} et C_x (notamment les deux premiers car la valeur de C_x est généralement faible) qui constituent des "canaux"

de puissance "parallèles" au transistor qui transmettent directement à la sortie du dispositif une certaine quantité de puissance. Cette puissance apparaît comme consommée à l'entrée mais, en fait, se retrouve intacte à la sortie où elle s'ajoute à la puissance de sortie du transistor intrinsèque. Cet effet n'est que la conséquence de la loi de conservation de l'énergie et une démonstration mathématique va en être donnée dans le paragraphe qui suit.

Parmi les autres éléments parasites il faut noter l'importance de C'_{ds} , L_d et C_g qui entraînent une transformation d'impédance et font que l'impédance vue par la puce du transistor est très différente de l'impédance de charge extérieure Z_{Lext} .

III.1.2 - Influence des éléments parasites contre-réactifs sur le gain en puissance.

Au cours d'études de sensibilité du gain en puissance aux éléments parasites nous avons constaté que C'_{gd} , C_x et L_s ont un rôle contre-réactif, c'est à dire tendent à diminuer le gain en puissance global.

En fait, le rôle de ces éléments parasites se réduit à transférer une partie de la puissance appliquée à l'entrée vers la sortie. A titre d'exemple, nous allons montrer comment se passe le transfert de puissance dans le cas de l'inductance L_s , qui est le plus facile à traiter, en faisant abstraction des autres éléments parasites.

Ainsi la figure III.2 représente le quadripôle Q_T du transistor intrinsèque en série avec le quadripôle Q_L de l'inductance L_s .

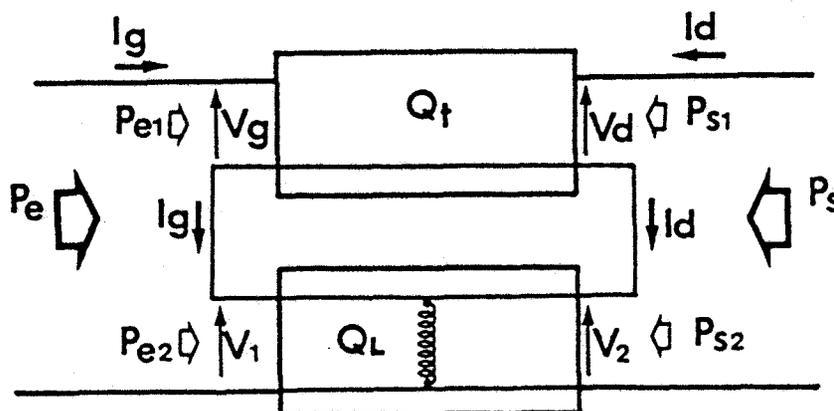


Figure III.2 : Quadripôle du transistor en série avec le quadripôle de l'inductance L_s .

Soient $[Z_{Tij}]$ les paramètres Z du quadripôle Q_T et $[Z_{Lij}]$ les paramètres Z du quadripôle Q_L , avec $i = 1,2$ et $j = 1,2$.

Par ailleurs $[Z_{Lij}] = [j\omega L_s]$.

Lorsque certaines conditions assez générales sont satisfaites (conditions de Guillemin) pour deux quadripôles en série on a :

$$[Z] = [Z_L] + [Z_T]$$

La puissance d'entrée globale Pe est la somme des puissances $Pe1$ et $Pe2$, en entrée des deux quadripôles et Ps est la somme des puissances $Ps1$ et $Ps2$ en sortie.

Si on pose $I_G = a_1 + jb_1$ et $I_D = a_2 + jb_2$, on a :

$$V_1 = Z_{L11} I_G + Z_{L12} I_D,$$

et

$$Pe2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [V_1 I_G^*].$$

où

$$I_G^* = a_1 - jb_1$$

donc

$$\begin{aligned} Pe2 &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [(Z_{L11} I_G + Z_{L12} I_D) I_G^*] \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}(j\omega L_s |I_G|^2) + \frac{1}{2} \operatorname{Re} [j\omega L_s (a_2 + jb_2)(a_1 - jb_1)] \end{aligned}$$

où $|I_G|$ est le module de I_G .

Le premier terme de la relation ci-dessus n'a pas de partie réelle et il doit être éliminé, tandis que le développement du deuxième terme donne :

$$Pe2 = \frac{1}{2} \omega L_s (a_2 b_1 - a_1 b_2)$$

Par ailleurs

$$V_2 = Z_{L21} I_G + Z_{L22} I_D$$

et donc

$$P_{s2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(V_2 I_D^*)$$

Par un calcul similaire à celui exécuté auparavant on trouve que :

$$P_{s2} = \frac{1}{2} \omega L_s (a_1 b_2 - a_2 b_1)$$

Par conséquent :

$$P_{e2} = -P_{s2}$$

Ce résultat montre que la puissance présente en entrée du quadripôle Q_L se retrouve intégralement du côté de la sortie. On est en présence d'un transfert pur de puissance.

Des calculs similaires réalisés pour les capacités C'_{gd} et C_x conduisent à des résultats analogues : ces capacités, comme L_s , ont pour action de transférer de la puissance appliquée en entrée vers la sortie.

Nous allons, maintenant, aborder le rôle joué par ces éléments parasites de manière un peu différente en envisageant comment ils interviennent dans la stabilité du dispositif.

III.1.3 - Conditions de stabilité.

De nombreuses formulations, basées sur les paramètres S permettent d'étudier les conditions de stabilité d'un quadripôle (ou d'une association de quadripôles) en hyperfréquences.

Il est bien connu que des oscillations deviennent possibles si l'entrée et/ou la sortie d'un quadripôle présentent une résistance négative. Pour les TEC destinés à fonctionner en amplificateur on examine, classiquement, les conditions de charge en sortie pour lesquelles l'entrée présente une résistance négative. Le lieu des impédances de charge pour lesquelles la résistance d'entrée devient négative est, dans l'abaque de Smith, un cercle de centre :

$$r_{S2} = \frac{C_2^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

et de rayon :

$$R_{S2} = \frac{|S_{12} S_{21}|}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

où C_2^* est la valeur complexe conjuguée de $C_2 = S_{22} - \Delta \cdot S_{11}^*$ avec $\Delta = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}$.
Ces formules combinées avec le coefficient dit de "stabilité" K

$$(K = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12} S_{21}|})$$

fournissent six cas possibles pour la position

relative du cercle d'instabilité par rapport à l'abaque de Smith.

En utilisant ce formalisme nous avons étudié systématiquement les conditions de stabilité, compte tenu de tous les éléments parasites entourant le transistor intrinsèque, et il s'est avéré que l'inductance L_s joue un rôle primordial pour assurer la stabilité. L'intervention de L_s peut s'expliquer très simplement en considérant un schéma équivalent élémentaire comme celui de la figure III.3 dans lequel le transistor intrinsèque est réduit à sa plus simple expression.

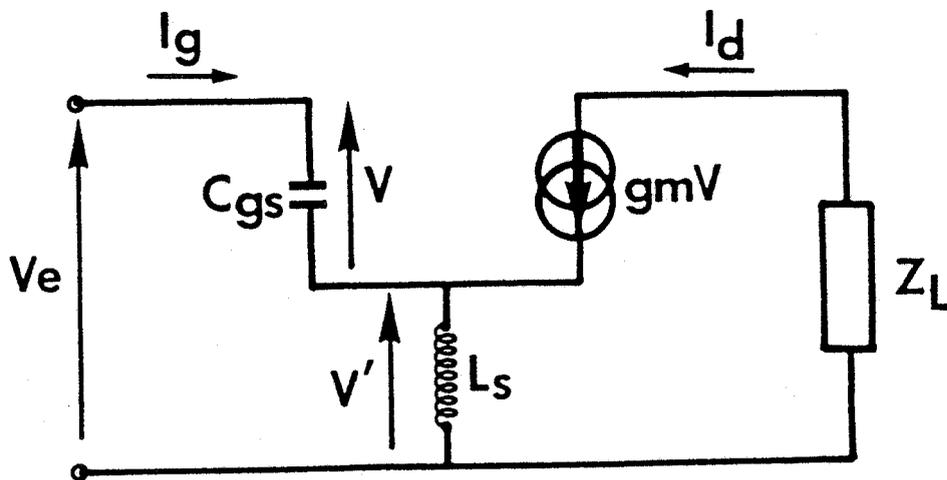


Figure III.3 : Schéma équivalent élémentaire du TEC.

L'impédance d'entrée du schéma est :

$$Z_e = \frac{V_e}{I_G} = \frac{I_D}{j\omega C_{GS}} + \frac{V'}{I_D}$$

or

$$\begin{aligned} V' &= j\omega L_s (I_G + I_D) \\ &= j\omega L_s I_G \left(1 + \frac{g_m}{j\omega C_{GS}}\right) \end{aligned}$$

et

$$\frac{V'}{I_G} = j\omega L_s + g_m \frac{L_s}{C_{GS}}$$

d'où

$$Z_e = \frac{1}{j\omega C_{GS}} + j\omega L_s + g_m \frac{L_s}{C_{GS}}$$

On a donc une résistance positive $g_m L_s / C_{GS}$ qui est ramenée en entrée par l'inductance L_s . Cette résistance positive prend une part très importante dans la consommation de puissance en entrée et donc influence fortement le gain et la stabilité.

La présente analyse est, de toute évidence, complémentaire de celle effectuée dans le paragraphe précédent en utilisant les quadripôles.

Une analyse fine, effectuée avec notre simulation complète comprenant le transistor intrinsèque et tous les éléments parasites, a mis en évidence, qu'à très faible niveau et pour certaines impédances de charge proches de l'adaptation, on a fréquemment apparition d'une résistance négative en entrée du transistor intrinsèque. Cette résistance négative rend possible l'oscillation du dispositif sauf si elle est contrebalancée par la résistance positive liée à L_s .

Cette analyse, poursuivie à niveau de puissance croissant, a montré que la situation s'améliore alors, en général, car les impédances de charge d'adaptation en grand signal sont différentes de celles en petit signal et modifient la relation de phase entre courant et tension à l'entrée du transistor intrinsèque dans un sens tel que la résistance négative diminue puis disparaît.

Nous avons, effectivement, constaté ce comportement sur certains transistors, en particulier le LEP HF 10 : celui-ci oscille facilement en absence de puissance appliquée à l'entrée et même parfois pour des puissances d'entrée très faibles (1-2 mW) ; par contre la stabilité s'établit dès que la puissance d'entrée

atteint un certain niveau et, ensuite, on a un fonctionnement normal en amplificateur.

En conclusion de ces considérations, il apparait que l'adaptation en sortie ne peut pas se limiter uniquement à la recherche d'une charge qui serait la valeur complexe conjuguée de l'impédance de sortie mais dépend aussi étroitement de ce qui se passe en entrée par l'intermédiaire du transistor intrinsèque et des éléments parasites.

III.2 - MÉTHODE OPÉRATOIRE DE LA SIMULATION NUMÉRIQUE.

III.2.1 - Résolution du système des équations physiques.

Dans le chapitre II, portant sur la formulation des mécanismes physiques internes du TEC en dynamique, nous avons abouti à sept équations reliant la hauteur y du canal, la concentration n des porteurs libres, leur vitesse v et leur énergie ϵ , le champ électrique E et le courant particulaire I , dans le canal :

$$y(x,t) = y(x-\Delta x,t) + \frac{\epsilon E(x-\Delta x,t)\Delta x}{q[a-y(x-\Delta x,t)]n(x,t)} \quad (1)$$

$$\frac{\Delta \epsilon(x,t)}{\Delta x} = qE(x,t) - \frac{q v_{ss}(\epsilon) E_{ss}(\epsilon)}{v(x,t)} \quad (2)$$

$$v(x,t) = \mu(\epsilon) E(x,t) \quad (3)$$

$$y_{\text{eff}}(x,t) = y(x,t) + y_s \left(1 - \frac{N_D}{n(x,t)}\right) \quad (4)$$

$$I(x,t) = qn(x,t) v(x,t) y_{\text{eff}}(x,t)Z \quad (5)$$

$$\frac{\Delta E(x,t)}{\Delta x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n(x,t)) \quad (6)$$

$$I(x-\Delta x,t) - I(x,t) = -qZ\Delta x y_{\text{eff}}(x,t) \frac{\Delta n(x,t)}{\Delta t} - q N_D Z\Delta x \frac{\Delta y(x,t)}{\Delta t} \quad (7)$$

Il est évident que ce système d'équations ne peut pas être résolu sous cette forme ; mais, au prix d'une légère perte de précision au niveau du calcul numérique on peut aboutir à une équation du 3e degré portant sur la seule grandeur $n(x,t)$.

Ainsi, en remplaçant dans la relation (1) la concentration des porteurs $n(x,t)$ par sa valeur à l'abscisse précédente ($n(x-\Delta x,t)$) on commet une erreur de discrétisation qui peut être négligeable si le pas Δx de discrétisation est suffisamment petit ; de cette façon un calcul du contour de la zone désertée devient faisable en utilisant des valeurs des grandeurs physiques au pas précédent. Si on considère la mobilité $\mu(\epsilon) = v_{ss}/E_{ss}$ comme étant préalablement déterminée, les équations (3), (4), (5), (6) et (7) constituent un système de cinq équations avec cinq inconnues (v, E, y_{eff}, I, n). En ce qui concerne $\mu(\epsilon)$, on peut, effectivement, en effectuer une détermination préalable en utilisant l'équation (2) en approximant les valeurs des grandeurs physiques E, v, v_{ss} et E_{ss} à celles correspondant au pas précédent $x - \Delta x$.

Les équations (3), (4), (5), (6) et (7) sont exploitables de la manière suivante :

$$v_x = \mu E_x \quad (8)$$

$$y_{effx} n_x = C_1 n_x + C_2 \quad (9)$$

$$I_x = q n_x v_x y_{effx} Z \quad (10)$$

$$E_x = C_3 + C_4 n_x \quad (11)$$

$$I_x = C_5 + C_6 y_{effx} + C_7 n_x y_{effx} \quad (12)$$

où

$$C_1 = y(x,t) + y_s, \quad C_2 = -y_s N_D,$$

$$C_3 = E(x-\Delta x,t) + \frac{qN_D \Delta x}{\epsilon}, \quad C_4 = \frac{-q\Delta x}{\epsilon},$$

$$C_5 = I(x-\Delta x,t) + qN_D Z \Delta x \frac{\Delta y(x,t)}{\Delta t},$$

$$C_6 = -qZ \Delta x \frac{n(x,t-\Delta t)}{\Delta t},$$

$$C_7 = \frac{qZ \Delta x}{\Delta t}.$$



et $v_x \equiv v(x,t)$, $E_x \equiv E(x,t)$, $y_{\text{eff}x} = y_{\text{eff}}(x,t)$, $n_x = n(x,t)$, $I_x = I(x,t)$.

De l'équation (9) on a :

$$y_{\text{eff}x} = C_1 + \frac{C_2}{n_x} \quad (13).$$

La combinaison des équations (8), (10) et (12) donne :

$$q\mu E_x y_{\text{eff}x} n_x = C_5 + C_5 y_{\text{eff}x} + C_7 n_x y_{\text{eff}x} \quad (14)$$

En remplaçant E_x et $y_{\text{eff}x}$ dans cette équation, par leurs expressions fournies par les équations (11) et (9), on trouve une équation du troisième degré, à coefficients constants, de la forme :

$$A_1 n_x^3 + A_2 n_x^2 + A_3 n_x + A_4 = 0 \quad (15)$$

où

$$A_1 = q\mu Z C_1 C_4$$

$$A_2 = q\mu Z (C_1 C_3 + C_2 C_4) - C_1 C_7$$

$$A_3 = q\mu Z C_2 C_3 - (C_5 + C_1 C_6 + C_2 C_7)$$

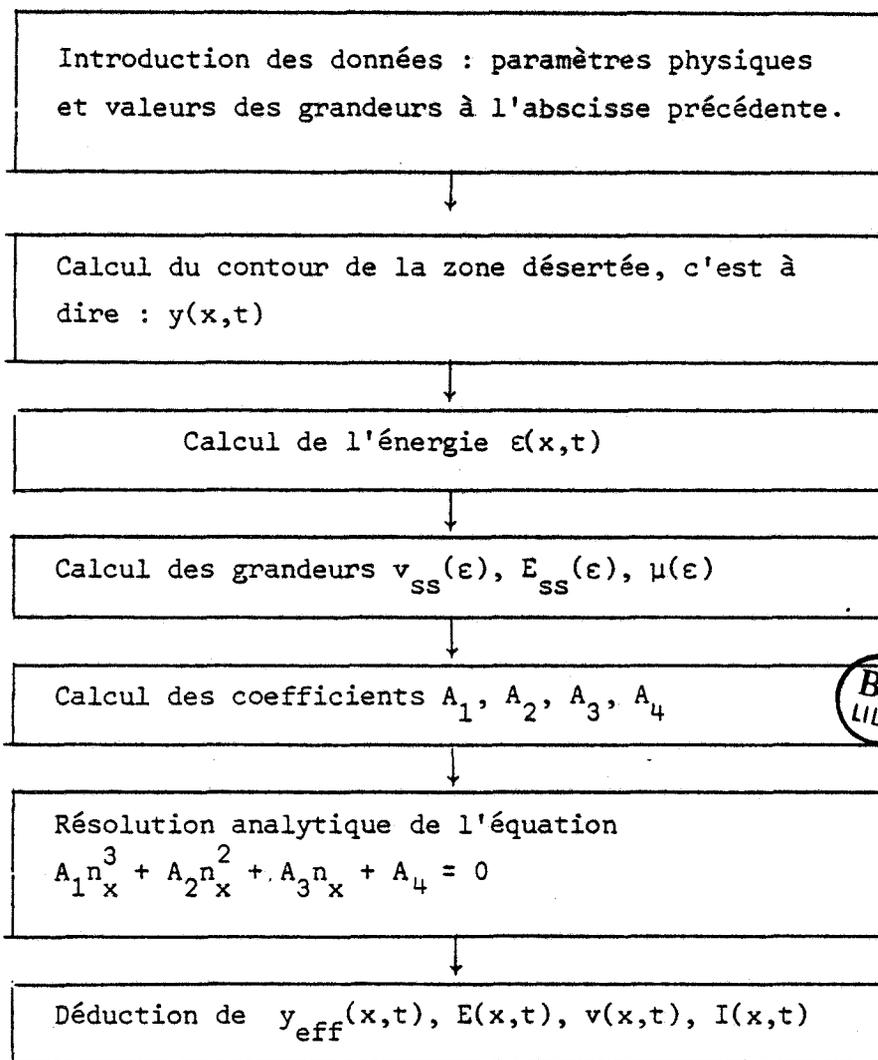
et

$$A_4 = - C_2 C_6.$$

L'équation (15) peut être résolue analytiquement [54] et on obtient ainsi la concentration des porteurs $n(x,t)$ à chaque abscisse et à chaque instant de la période. Ensuite, le calcul des autres grandeurs physiques est facile à effectuer par l'intermédiaire des équations (8), (9), (10) et (11).

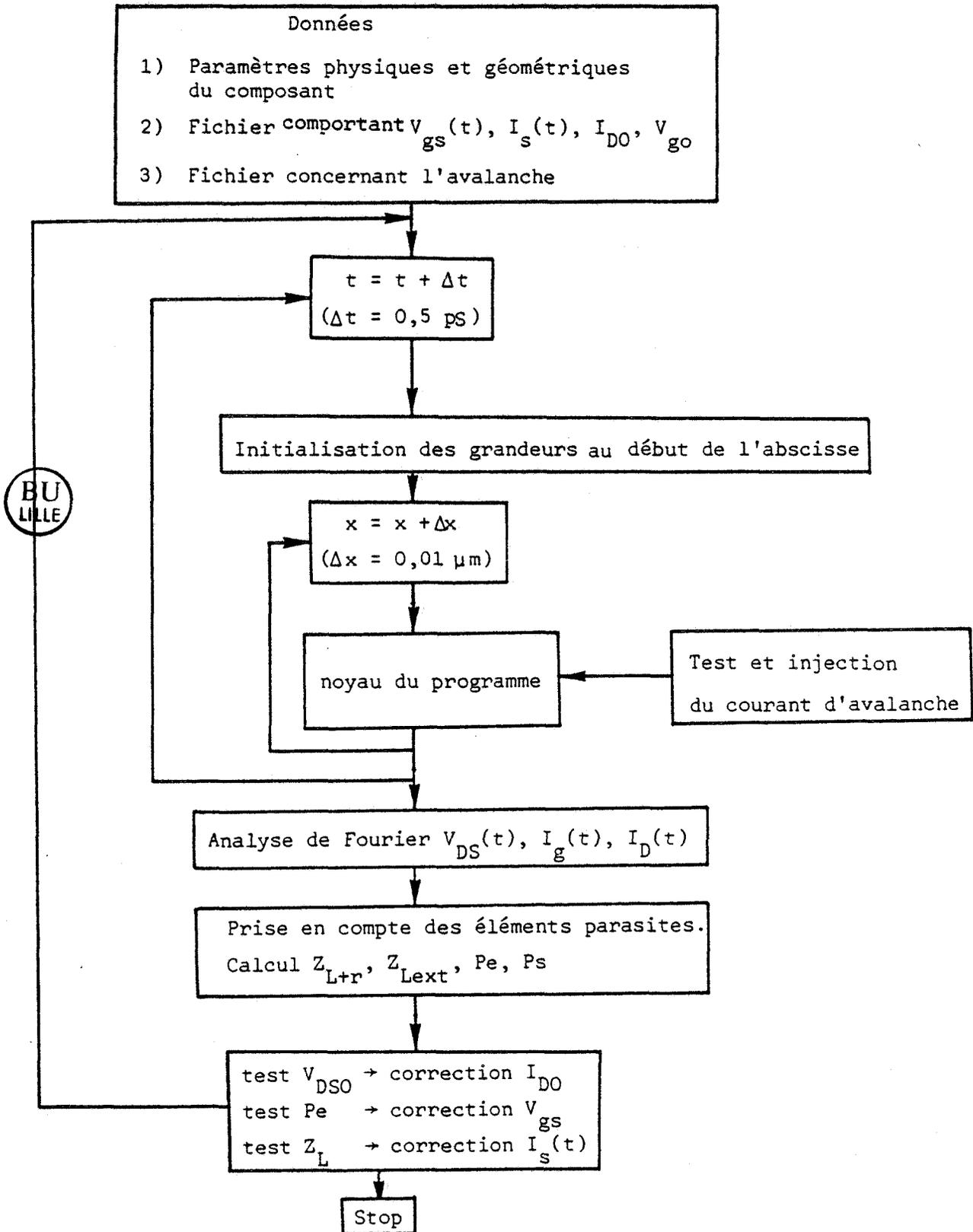
Nous résumons la procédure numérique, de cette partie de la simulation numérique (qui est d'ailleurs lenoyau de calcul), par l'organigramme suivant :

NOYAU DU PROGRAMME NUMERIQUE A UN INSTANT t



III.2.2 - Structure du programme numérique.

Nous présentons ci-dessous l'organigramme de la méthode du calcul numérique.



Deux fichiers sont utilisés :

- l'un fournit les conditions de polarisation, à savoir la tension grille source V_{go} et le courant drain I_{DO} , et les valeurs discrétisées sur une période HF de la tension $V_{gs}(t)$ et du courant source $I_s(t)$.

- l'autre renferme les données relatives à la prise en compte de l'avalanche, telles que nous les avons décrites au paragraphe II.3.

La tension HF $V_{gs}(t)$ est considérée parfaitement sinusoïdale ; la réalité physique est, sans doute, autre mais, nous avons besoin, pour piloter le programme, de disposer soit d'un courant sinusoïdal, soit d'une tension sinusoïdale et, nous avons opté pour cette seconde solution en postulant que le courant grille $I_g(t)$ a, à cause de l'avalanche et de la mise en direct de la grille, plus de raisons d'être distordu que la tension $V_{gs}(t)$. Il est évident que ce point constitue une limitation du modèle mais il nous a paru très difficile d'appliquer une autre solution plus physique.

Le courant $I_s(t)$ est fourni par un passage précédent du programme qui a conduit à une convergence vers des valeurs voisines de celles qui sont recherchées. Ainsi le $I_s(t)$, à un instant précis t de la période HF, sert à initialiser les grandeurs physiques à l'origine de l'axe des abscisses x , c'est à dire au niveau de l'électrode de source et, ensuite par progression dans le canal (boucle $x = x + \Delta x$) on aboutit au drain, et l'on dispose alors automatiquement du courant drain et de la tension drain source. Ce processus s'opère au niveau du noyau du programme, dont l'organigramme a été décrit au paragraphe précédent, auquel nous avons ajouté la procédure du courant d'avalanche.

En procédant ainsi, pour tous les instants de la période du signal, à la fin de la boucle sur le temps on dispose de la tension drain-source $V_{DS}(t)$, du courant drain $I_D(t)$, et du courant grille $I_g(t)$. Ce dernier est calculé à partir du courant source $I_s(t)$ et du courant drain $I_D(t)$; la loi de conservation de la charge électrique ($\nabla J + \partial \rho / \partial t = 0$) doit être vérifiée à chaque instant t , ce qui équivaut à écrire la loi de Kirchoff traduisant la conservation du courant électrique.

Ensuite, les signaux $V_{DS}(t)$, $I_D(t)$, $I_g(t)$ sont analysés en séries de Fourier avec une procédure numérique. De la sorte, on a accès aux composantes harmoniques .

Comme le but du programme est de converger sur une puissance d'entrée donnée et sur une impédance de charge donnée avec une polarisation donnée, nous procédons à trois tests différents pour ces grandeurs :

1°) L'analyse de Fourier de $V_{DS}(t)$ fournit, entre autres, la composante continue de la tension. Si celle-ci n'est pas conforme à la polarisation désirée on effectue une correction du courant de polarisation I_{D0} de façon à tendre vers un meilleur résultat au passage suivant. La précision d'ajustement a été fixée à ± 50 mV, mais, en pratique dans la plupart des cas, on a obtenu un écart de l'ordre de ± 20 mV.

2°) Le calcul de la puissance à l'entrée est effectué avec la prise en compte des éléments parasites, étant donné le rôle très important qu'ils jouent. Pour converger vers la valeur voulue de P_e , on effectue après chaque passage une correction de $V_{gs}(t)$. L'écart toléré a été fixé inférieur à ± 1 %.

3°) En ce qui concerne l'impédance de charge la marge de convergence tolérée a été fixée à $\pm 3\Omega$ tant en résistance qu'en réactance. Si la charge calculée par l'intermédiaire des composantes harmoniques n'est pas conforme aux exigences de la précision on effectue une correction au niveau de l'amplitude et de la phase de chaque composante du courant $I_D(t)$. Ces nouvelles valeurs des composantes harmoniques de $I_D(t)$ sont ensuite réinjectées en entrée, en combinaison avec $I_g(t)$ pour constituer le nouveau courant source du passage suivant. Le dosage des corrections effectuées pour les trois grandeurs I_{D0} , P_e , et $I_D(t)$, est ajusté d'après l'expérience et il peut être autocorrigé s'il ne convient pas.

III.2.3 - Méthode de recherche de l'impédance d'adaptation.

Le programme numérique est capable de converger sur une impédance de charge donnée, avec une puissance d'entrée P_e donnée tout en respectant les conditions de polarisation que l'on s'est fixé (V_{go} , V_{DS0}).

La charge d'adaptation, qui est définie comme la charge pour laquelle on obtient le maximum de puissance de sortie avec une certaine puissance d'entrée, doit être recherchée parmi une infinité de combinaisons.

La méthode de recherche de l'impédance d'adaptation, qui nous a paru la plus

adaptée à notre modèle numérique, est la suivante :

La puissance d'entrée P_e sur laquelle on veut converger est choisie. On se fixe une valeur R_1 pour la partie résistive de la charge et on fait varier la réactance X . La puissance de sortie passe par un maximum pour une certaine valeur de X . Ce point, appelons le 1, correspond au maximum de gain en puissance pour la résistance R_1 . Ensuite, on se fixe une autre valeur de résistance, soit $R_2 = R_1 + \Delta R$ et on répète la même procédure, jusqu'à ce qu'on obtienne le point 2 qui correspond au maximum de gain pour cette résistance. Si le point 2 correspond à une puissance de sortie P_s supérieure à celle associée au point 1 on en déduit que, le sens de variation de R est bon et on continue dans le même sens de variation jusqu'à ce qu'on obtienne une courbe $P_s = f(R_i, X)$ dont le maximum se trouve plus bas que celui de la courbe précédente $P_s = f(R_{i-1}, X)$. Il est alors évident que la partie réelle de la charge d'adaptation est R_{i-1} et la partie imaginaire celle pour laquelle on obtient la puissance P_s maximum pour cette résistance R_{i-1} .

La figure III.4 montre très schématiquement comment se présente ce faisceau de courbes d'adaptation.

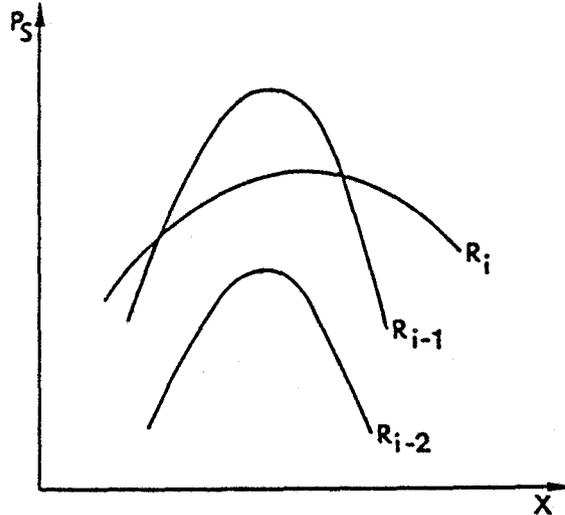


Figure III.4 : Méthode opératoire de l'adaptation.

Il est évident que les rôles de R et X peuvent être interchangés dans cette procédure d'adaptation.

Par ailleurs, on doit signaler que lors des calculs nous avons opéré sur l'impédance de charge à l'extérieur du dispositif, c'est à dire au-delà des éléments parasites ; ce choix a été effectué pour se rapprocher le plus possible des conditions de mesures.

Pour terminer cet exposé sur la procédure de la recherche de l'impédance d'adaptation, signalons que le pas de variation, tant en R qu'en X, a été fixé à 10Ω .

III.3 - VALIDATION DE LA SIMULATION.

III.3.1 - Le dispositif expérimental.

Il existe trois méthodes pour réaliser des mesures de puissance et d'impédance de charge sur des transistors hyperfréquences, dans des conditions d'adaptation :

1°) Mesures classiques avec transformateurs d'impédance.

Avec cette méthode, le transistor est adapté en entrée et en sortie par des transformateurs d'impédance et voit donc des impédances de source et de charge matérialisées. Ces impédances peuvent être déterminées "in situ" si on intercale entre le transistor et ses adaptateurs des dispositifs (commutateurs ou coupleurs) permettant d'opérer des mesures de réflectométrie avec un analyseur de réseau. Cette méthode, dite du "Load Pull", nécessite des adaptateurs permettant de couvrir la plus large variété possible d'impédances, ce qui est rarement le cas. En particulier, il est difficile d'avoir des adaptateurs permettant d'obtenir des hauts taux d'ondes stationnaires.

2°) Mesures avec adaptateur et échantillonnage des signaux aux bornes du transistor [55], [56].

L'utilisation des adaptateurs classiques est conservée (leur commande est généralement automatisée) mais les signaux à l'entrée et à la sortie du transistor sont échantillonnés puis analysés grâce à un micro-ordinateur.

Bien qu'un tel système fournisse des informations sur un grand nombre de problèmes concernant le fonctionnement dynamique du TEC, il nécessite, néanmoins, l'emploi d'un matériel plus ou moins sophistiqué et sa mise en oeuvre pose beaucoup de problèmes.

3°) Méthode de la charge active.

Il s'agit d'une méthode qui était utilisée dans le passé pour des mesures à des fréquences inférieures à 1 GHz ; elle a été reprise par Takayama [57] pour la réalisation de mesures sur le TEC fonctionnant aux hyperfréquences.

Nous avons opté pour cette méthode car elle présente l'avantage essentiel de ne pas être limitée, comme les deux premières méthodes, en T.O.S. et permet de couvrir n'importe quelle valeur d'impédance de charge.

La figure III.5 montre le schéma synoptique du banc de mesure réalisé au Laboratoire par H. Gérard.

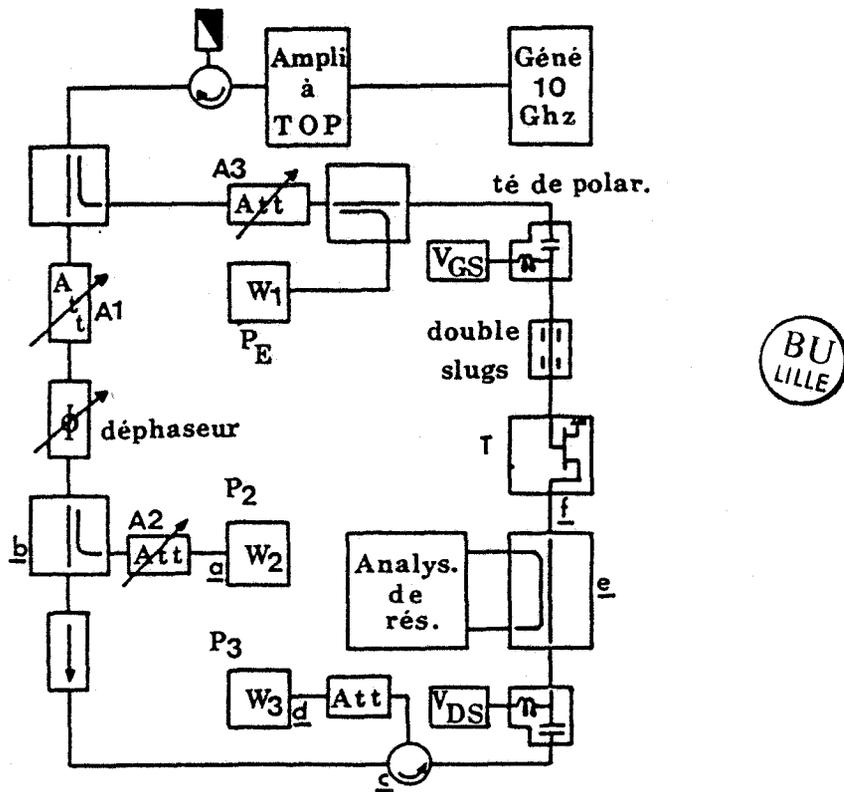


Figure III.5 : Banc de mesures.

Dans ce dispositif on distingue :

- trois atténuateurs variables : A_1 , A_2 et A_3 .
- Trois bolomètres : W_1 , W_2 et W_3 .

- un déphaseur variable : ϕ
- la cellule de mesure du transistor : T
- un adaptateur double "slug" : pour l'adaptation d'entrée du transistor.

Contrairement à ce qui a lieu dans les autres méthodes, l'impédance de charge n'est pas matérialisée mais elle est créée artificiellement par injection sur la sortie du transistor d'un signal réglable en phase et amplitude (ϕ et A_1), provenant de la source utilisée pour l'attaque d'entrée du transistor.

Il est important de faire quelques remarques concernant les précautions d'utilisation du banc de mesure et le problème de son étalonnage :

La puissance de sortie du transistor se déduit de la différence entre la puissance P_3 et la puissance P_2 qui sont, respectivement, mesurées par les bolomètres W_3 et W_2 . Si on utilise les sorties analogiques des bolomètres pour relever directement la différence $P_3 - P_2$ on doit être conscient que la mesure est valable uniquement lorsque les parcours bcef et fecd sont équivalents du point de vue des pertes ; si cette condition n'est pas remplie on utilise l'atténuateur A_2 pour la réaliser lors du calibrage du banc. Celui-ci est effectué en remplaçant la cellule du transistor par une cellule comportant un court-circuit (la calibration est d'autant plus valable que le court-circuit est parfait, ce qui est un point très délicat de ce banc de mesure).

Une autre difficulté se présente au niveau de l'analyse des mesures : l'impédance de charge qui est mesurée par l'analyseur du réseau est celle à l'"extérieur" du transistor, or ce qui nous intéresse est de savoir à quoi elle correspond au plan de la puce du transistor. Pour cela on doit déduire les éléments parasites. Or, il est très difficile de prendre en compte correctement les éléments parasites à caractère contre-réactif car ils sont indissociables de l'entrée du transistor. Les indications fournies par la simulation numérique nous ont conduit à prendre une méthode d'exploitation des mesures relativement empirique, qui consiste à déduire la capacité parasite de sortie C'_{ds} (capacité externe) et l'inductance L_D du fil de connection du drain en ajoutant à celle-ci une partie de l'inductance L_s du fil de connection de la source (environ la moitié).

Le schéma de la figure III.6 explicite cette méthode d'exploitation des mesures :

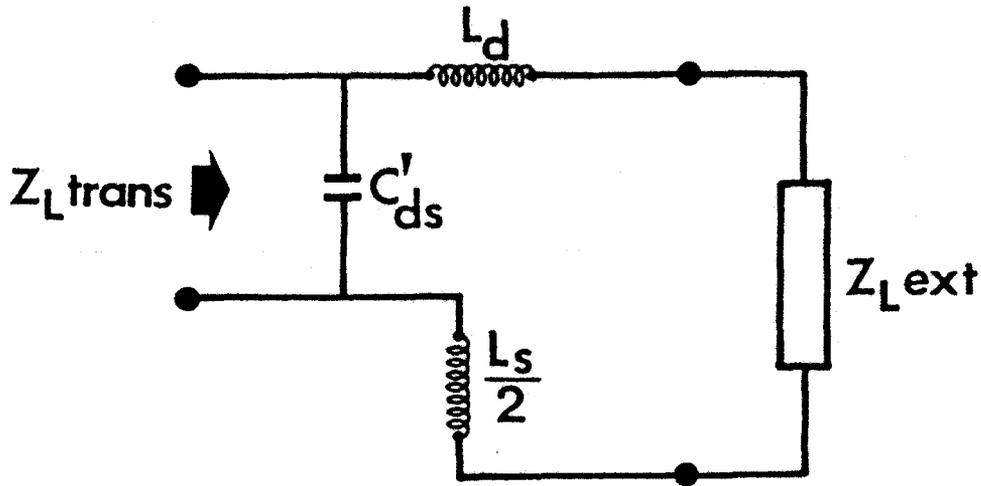


Figure III.6 : Méthode d'exploitation des mesures.

Il est évident que cette méthode d'exploitation peut donner des résultats assez satisfaisants quant à la réalité physique, il doit, néanmoins, exister une incertitude qui risque parfois de fausser passablement certaines confrontations entre théorie et expérience.

III.3.2 - Caractéristiques du composant modélisé.

Etant donné que la procédure de convergence du programme numérique demande des temps de calcul assez longs, il ne nous a pas été possible, dans le cadre de ce travail, d'exécuter des simulations pour différents types de TEC. Nous nous sommes assignés de choisir, un type de transistor particulièrement représentatif et d'effectuer avec lui l'étude la plus complète possible, en mettant particulièrement l'accent sur la compréhension des mécanismes physiques responsables du comportement en puissance.

Ainsi, notre choix s'est fixé sur un transistor, fabriqué par le LEP, qui peut être considéré comme le prototype de toute une famille de composants dont le développement ne cesse de s'étendre depuis plusieurs années. Ce transistor est le HF10 et a les caractéristiques suivantes :

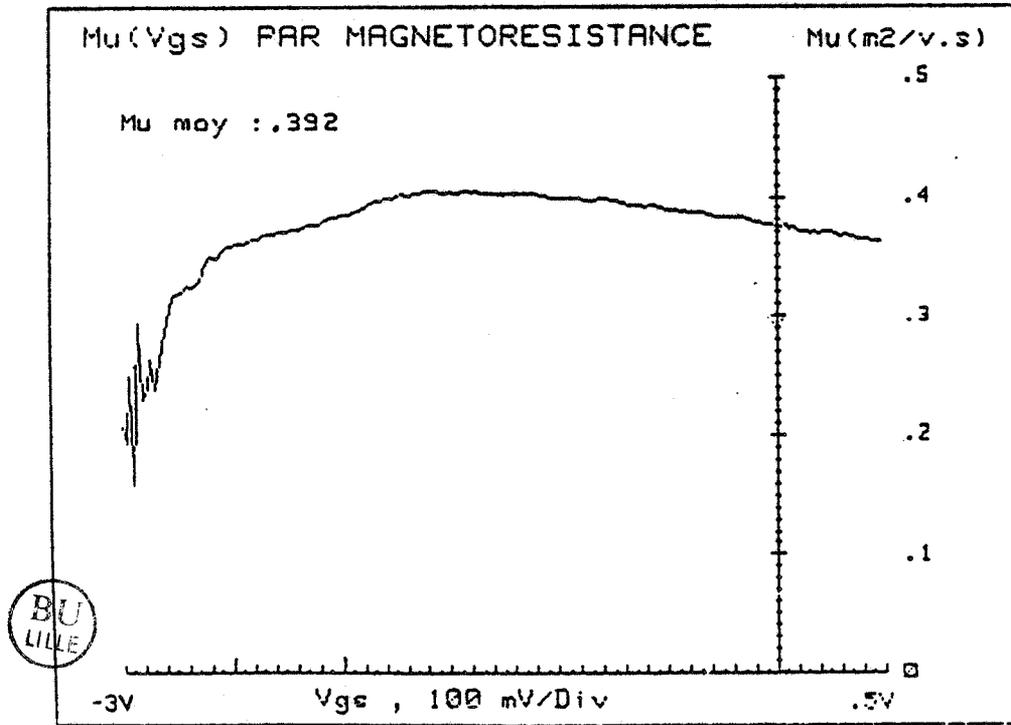
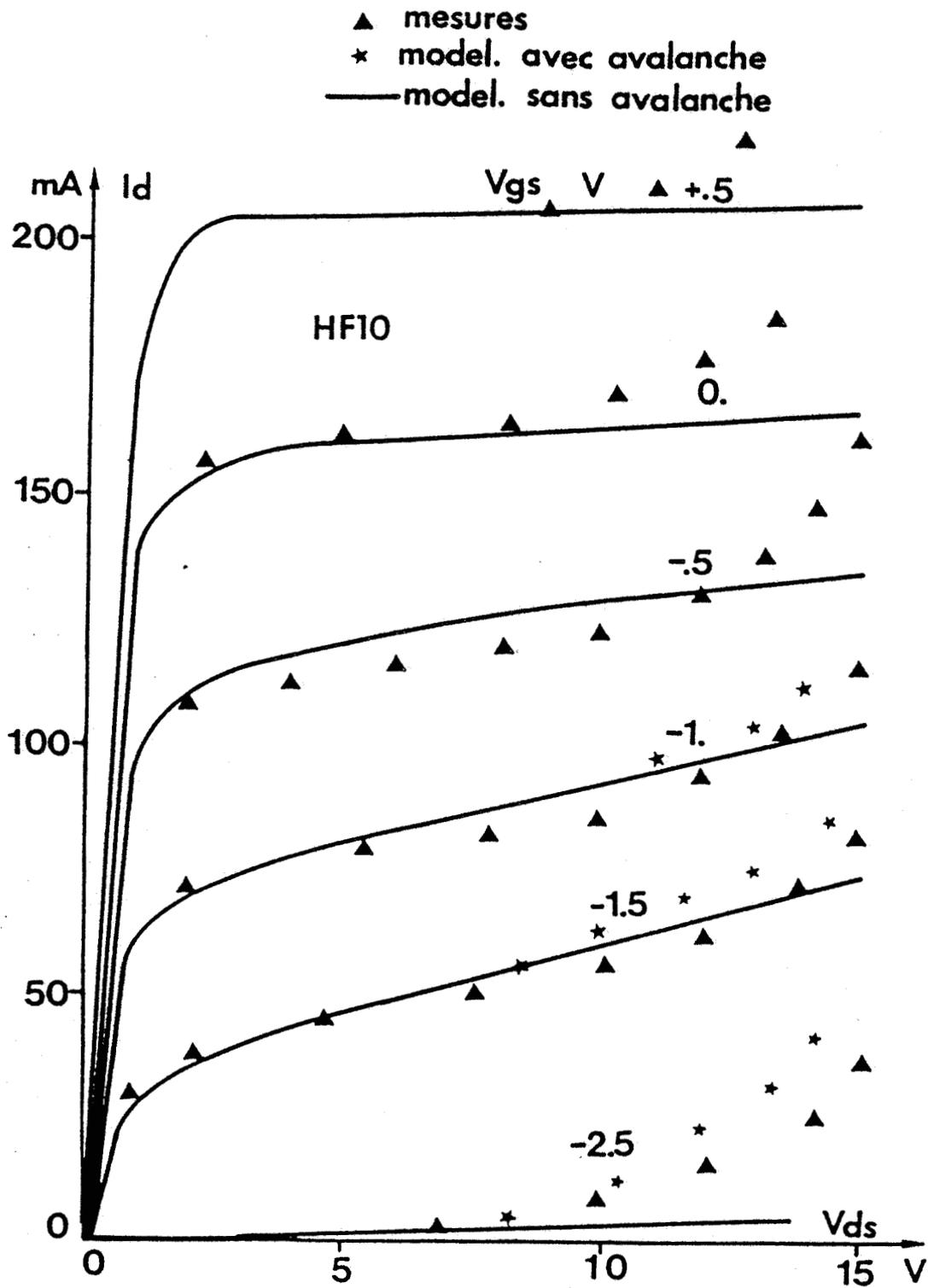


Figure III.7 : Mobilité du LEP HF10 (mesure par magnéto-résistance).



BU
LILLE

Figure III.8 : Réseaux des caractéristiques, mesuré et calculé, pour le transistor LEP HF10.

- la longueur de grille l_g est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$.

- La cellule élémentaire a une structure interdigitée et est composée de six doigts de $100 \mu\text{m}$, ce qui donne une largeur totale $Z = 600 \mu\text{m}$.

- Il s'agit d'une structure du type "recess" abrupte.

- La couche active est réalisée par triple implantation sur une couche semi-isolante. Son dopage et son épaisseur (modèle équivalent à profil de dopage plat avec transition abrupte du côté du semi-isolant) sont respectivement :

$$N_D = 1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ et } a = 0,15 \mu\text{m}.$$

- La mobilité des porteurs dans cette couche active a une valeur moyenne de $0,39 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$ et présente une bonne homogénéité sur toute l'épaisseur comme le montre la figure III.7 (mesures de mobilité effectuées de $V_{GS} = + 0,5 \text{ V}$ à $V_{GS} = -3 \text{ V}$, c'est à dire des conditions de canal ouvert à celles de canal pincé).

III.3.3 - Comparaison théorie-expérience.

La première comparaison à effectuer est celle en régime statique. La figure III.8 confronte le réseau de caractéristiques obtenu par la modélisation avec celui donné par les mesures (effectuées en impulsions courtes).

L'accord entre les résultats de calcul et ceux des mesures est globalement satisfaisant. Un seul écart un peu important entre théorie et expérience apparaît pour les caractéristiques à $V_{GS} = - 0,5, 0$ et $+ 0,5 \text{ Volt}$. Cet écart est dû au fait que pour ne pas alourdir la modélisation nous n'y avons pas introduit le processus d'avalanche à canal ouvert. Cette lacune est de peu d'importance car, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, cette zone des caractéristiques n'est pas parcourue par le point de fonctionnement en régime dynamique.

Il importe de remarquer que les caractéristiques relevées en impulsions diffèrent de celles obtenues en continu. Or, dans les mesures effectuées avec

le banc de Takayama, le transistor est polarisé en continu. On risque donc d'avoir, pour cette raison, une divergence entre théorie et expérience en fonctionnement HF.

La deuxième comparaison qui s'impose concerne le fonctionnement dynamique. Cette comparaison a été effectuée en prenant les mêmes tensions, V_{DSO} et V_{GO} , de polarisation dans les deux cas et des puissances de sortie comparables. Nous avons opté pour cette façon de procéder, car une comparaison à même puissance d'entrée n'aurait pas été très significative, étant donné les difficultés d'obtenir des gains en puissance qui soient semblables. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, une différence notable existe entre gains théorique et expérimental ; elle peut être attribuée à l'incertitude concernant l'évaluation des éléments parasites constituant l'environnement du transistor intrinsèque mais aussi à une tendance de la simulation numérique à amplifier les nonlinéarités à l'entrée et à entraîner une sous-estimation de la puissance consommée entre grille et source.

Nous donnons sur les figures III.9 et III.10 deux exemples de confrontation des ellipses de fonctionnement tirées des mesures et de la simulation numérique pour deux niveaux différents de puissance de sortie : environ 50 et 100 mW. Sur chacune de ces figures sont aussi données les valeurs de la puissance d'entrée et de l'impédance de charge Z_{Ltr} vue par le transistor intrinsèque.

Les observations suivantes peuvent être faites :

1°) Une différence apparaît systématiquement en ce qui concerne les courants de polarisation : ils sont plus faibles expérimentalement que théoriquement. Cet écart est à attribuer à la remarque faite précédemment concernant la différence de courant à mêmes tensions V_{GO} et V_{DSO} , entre les caractéristiques en continu et celles en impulsions.

2°) Pour la plus faible puissance (≈ 50 mW) la concordance entre les deux ellipses est assez satisfaisante aussi bien en dimension qu'en position (en faisant abstraction du décalage dû au courant de polarisation).

3°) Pour la puissance la plus forte (≈ 100 mW) les ellipses théorique et expérimentale diffèrent assez fortement en dimension. L'ellipse expérimentale est plus grande que l'ellipse théorique. Nous pensons que cette différence doit être attribuée à l'incertitude de l'évaluation des éléments parasites contre-réactifs soit pour les rentrer dans la modélisation, soit pour faire l'exploitation

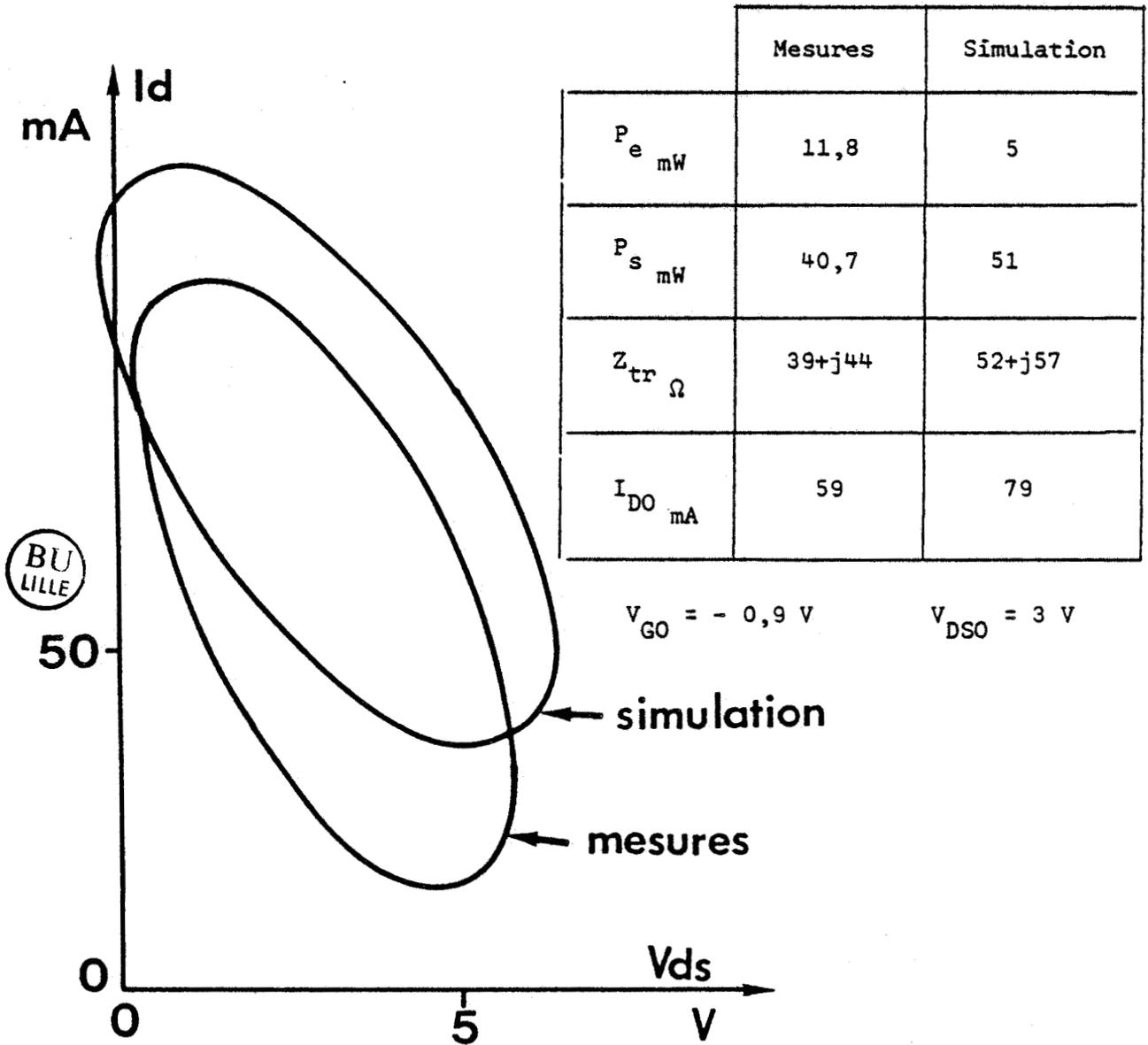
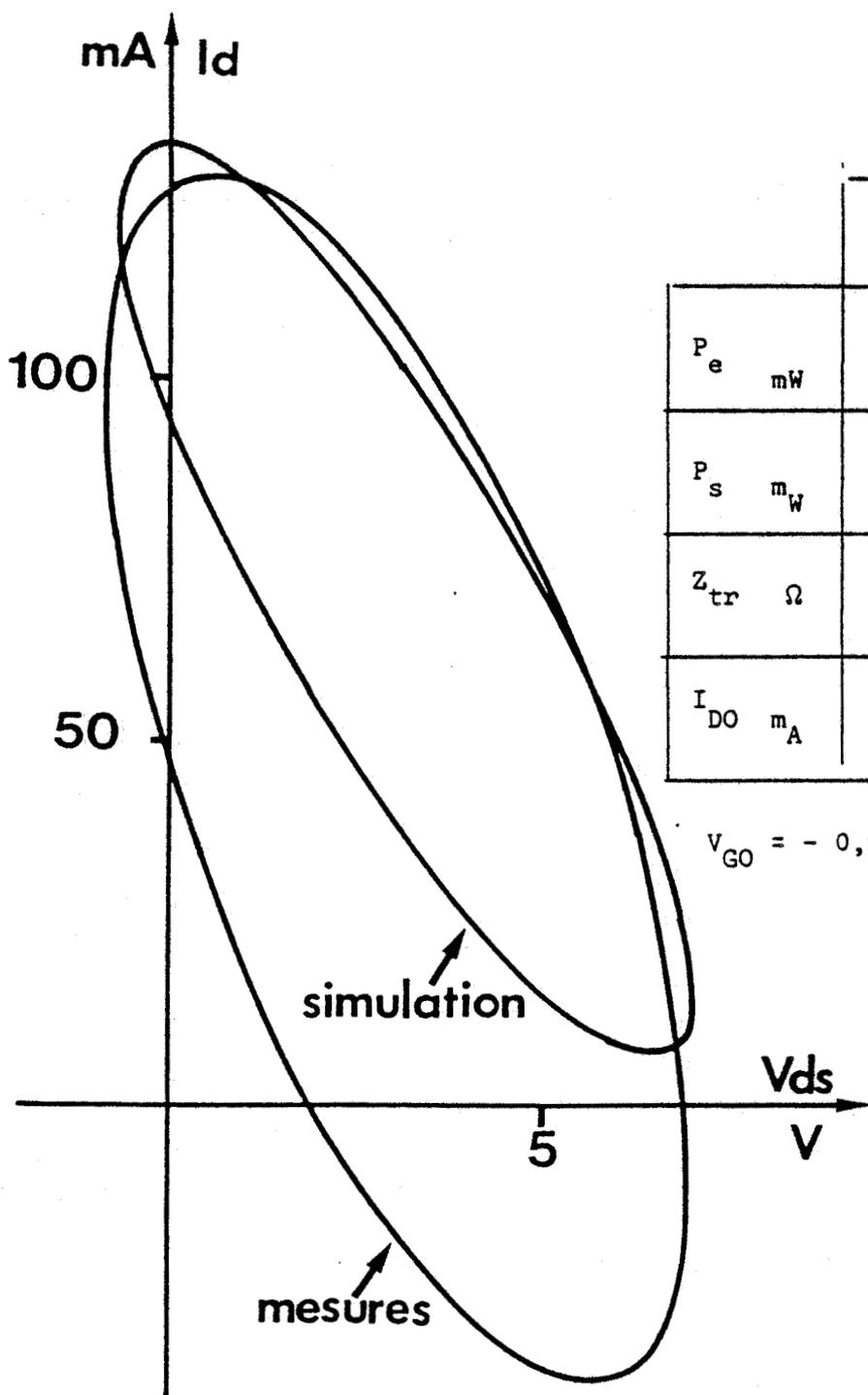


Figure III.9 : Ellipses de fonctionnement obtenues par la mesure et par la théorie à $P_s \approx 50 \text{ mW}$.



	Mesures	Simulation
P_e mW	46,8	15
P_s mW	104,7	111
Z_{tr} Ω	$31+j35$	$54+j31$
I_{DO} mA	46	68

$V_{GO} = - 0,9 \text{ V}$

$V_{DSO} = 3 \text{ V}$

BU
LLE

Figure III.10 : Ellipses de fonctionnement obtenues par la mesure et par la théorie à $P_s \approx 100 \text{ mW}$.

des mesures. En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe III.1.2, les éléments parasites contre-réactifs sont la cause d'un transfert direct de puissance de l'entrée du dispositif vers la sortie et rendent difficile la détermination exacte, à partir de la puissance de sortie mesurée, de la part due au transistor lui-même. Dès lors, il en résulte une incertitude concernant la détermination des excursions de courant et tension et, par conséquent, de la taille de l'ellipse. Enfin, étant donné que la puissance transférée directement en sortie par les éléments contre-réactifs augmente relativement plus vite que la puissance effectivement issue de la puce, lorsque la puissance appliquée à l'entrée croît, on conçoit que la divergence entre théorie et expérience soit plus importante pour 100 mW de sortie que pour 50 mW.

CONCLUSION.

Dans ce chapitre, nous avons décrit la méthode opératoire de notre simulation du fonctionnement en amplification du TEC AsGa. Nous avons montré l'importance des éléments parasites contre-réactifs dus à l'encapsulation dans le bilan des puissances en jeu en entrée et en sortie et dans la définition du gain et de la stabilité.

Outre les difficultés liées à une prise en compte parfaitement physique des phénomènes internes au TEC intrinsèque, les incertitudes liées à l'évaluation des éléments parasites contre-réactifs, rendent approximatifs les résultats tant de la simulation numérique que des mesures.

Dans ce qui suit, nous aurons donc recours à la simulation essentiellement, pour en tirer des informations d'ordre qualitatif et de compréhension physique.

CHAPITRE IV

COMPREHENSION DU COMPORTEMENT GLOBAL DU TEC
EN AMPLIFICATION DE PUISSANCE.

MECANISMES LIMITATIFS FONDAMENTAUX.

INTRODUCTION.

Dans ce chapitre nous étudions les mécanismes fondamentaux du comportement du TEC en amplification de puissance. Nous commençons tout d'abord par une approche simplifiée du problème qui, sans avoir l'ambition de donner une réponse à toutes les questions concernant le fonctionnement en puissance du TEC, apporte une aide à la compréhension des mécanismes physiques qui régissent le fonctionnement grand signal du dispositif. Dans la suite, nous abordons l'étude systématique du problème en nous appuyant sur la simulation numérique et en utilisant les résultats des mesures pratiquées sur les composants typiques. Ainsi, en décomposant la globalité des phénomènes nous isolons les différents mécanismes physiques susceptibles d'exister pour aboutir à une synthèse centrale ayant comme but la compréhension du comportement global du transistor.

IV.1 - Approche simplifiée des problèmes d'adaptation en régime petit signal.

Dans cette partie nous utilisons le schéma équivalent classique petit signal du TEC pour rappeler les conditions du fonctionnement en amplification et mettre en évidence le mécanisme d'adaptation dans le cas du régime petit signal.

IV.1.1 - Rappel des conditions d'adaptation de sortie en régime petit signal.

Le schéma équivalent très simplifié du TEC est représenté par la figure IV.1

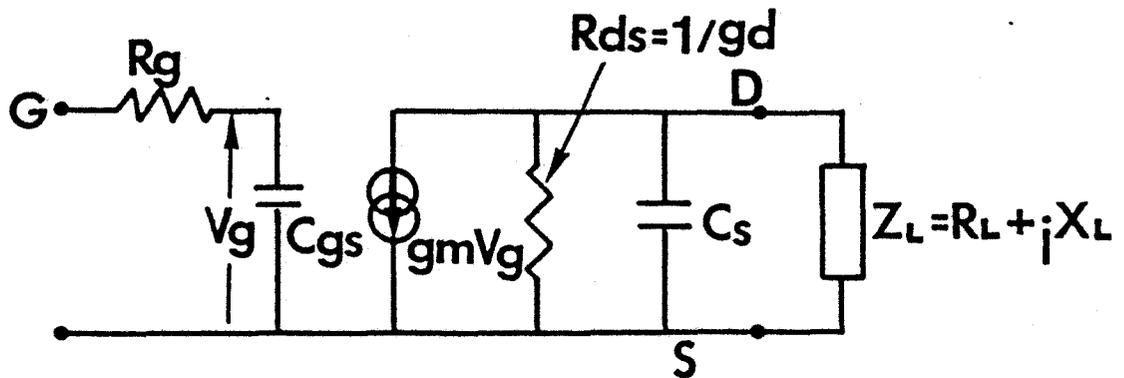


Figure IV.1 : Schéma équivalent simplifié du TEC.

Vu de la sortie, entre drain et source le TEC se présente sous la forme d'un générateur de courant $g_m V_g$ en parallèle sur une impédance constituée par la conductance g_d et la capacité C_s .

où g_m est la transconductance définie par $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}}$ à $V_{DS} = \text{constante}$

gd est, approximativement, égal au rapport $\frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}}$ à $V_{GS} = \text{constante}$; et C_s représente, approximativement, les effets des capacités drain-grille et drain-source.

On montre facilement que la puissance fournie à la charge Z_L est maximale lorsque celle-ci est adaptée à l'impédance de sortie du transistor, (ce qui implique que Z_L est la valeur complexe conjuguée de l'impédance de sortie du TEC) et que sa partie réelle est donnée par la formule

$$R_L = \frac{gd}{2 + \omega^2 C_s^2}$$

et sa partie imaginaire par

$$X_L = \frac{\omega C_s}{2 + \omega^2 C_s^2}$$

Ainsi, dans ces conditions, la puissance fournie à la charge Z_L est :

$$P_s = \frac{g_m^2 V^2}{8gd}$$

Cette approche simplifiée, dite du régime petit signal, donne une première idée en ce qui concerne l'évolution en fonction de la fréquence, de la charge Z_L d'adaptation ou, à une fréquence donnée, en ce qui concerne les valeurs de cette charge en fonction de gd et de C_s , lorsque le transistor fonctionne à des puissances très faibles.

Cette approche est basée sur la démarche classique d'adaptation, qui consiste à annuler la partie réactive de l'impédance de sortie du dispositif avec une réactance, de même valeur et de signe opposé.

Dans les pages qui suivent nous verrons que, dès que le niveau augmente, pour obtenir la puissance maximale d'un TEC, on est obligé de s'éloigner des conditions d'adaptation de régime petit signal. En effet, d'autres facteurs interviennent alors et conduisent à des charges qui sont différentes de celle que l'on a à faible niveau de puissance.

Les figures IV.2 et IV.3 montrent, respectivement, les variations de la partie réelle et de la partie imaginaire de la charge d'adaptation en fonction de valeurs typiques de gd et de C_s , à 10 GHz.

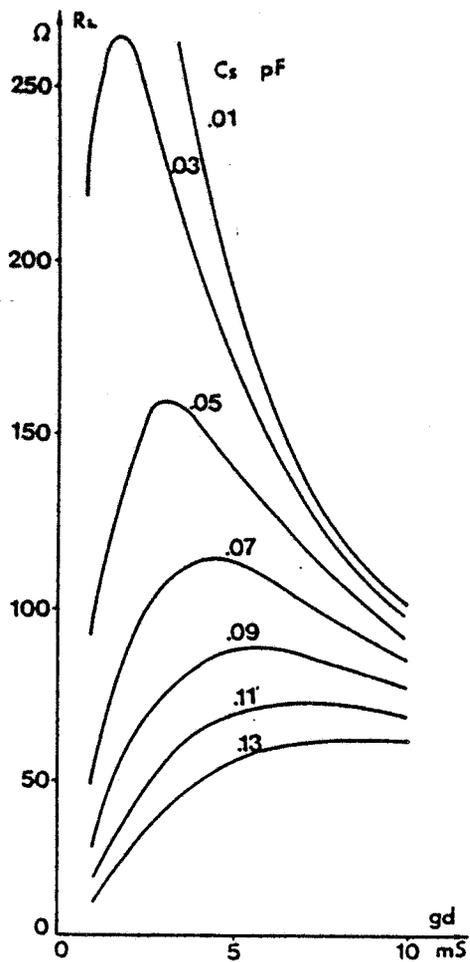


Figure IV.2 : Evolution de R_L en fonction de g_d et C_s .

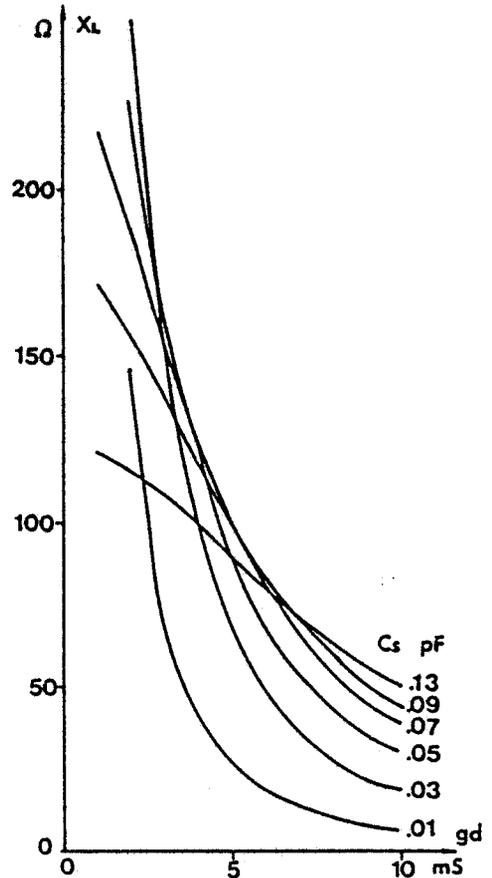


Figure IV.3 : Evolution de X_L en fonction de g_d et C_s .

On observe que la sensibilité de X_L et R_L à la valeur de C_s est d'autant plus importante que la valeur de g_d est faible et vis versa. Ce résultat est en relation directe avec le coefficient de qualité présenté par l'impédance de sortie du transistor : plus celui-ci est élevé et plus grande est la sensibilité de l'adaptation.

Les courbes des figures IV.2 et IV.3 ne concernant que la stricte condition d'adaptation, et ne correspondant donc qu'au maximum de puissance de sortie possible, nous allons préciser dans ce qui suit, comment se présente l'évolution de la puissance de sortie pour des variations de X_L et R_L autour des valeurs particulières d'adaptation.

IV.1.2 - Etude de sensibilité de l'adaptation en petit signal.

Il s'agit d'étudier les variations de la puissance fournie à la charge lorsque cette dernière s'écarte de la charge d'adaptation petit signal.

Pour voir les conséquences de la "désadaptation" nous allons reprendre le schéma équivalent simplifié de la sortie du transistor qui a été utilisé au paragraphe précédent (figure IV.1). Pour faire cette étude nous raisonnons en termes de rapport de puissances :

la puissance délivrée dans une charge quelconque $Z_L = R_L + jX_L$ est donnée par la formule :

$$P_s(Z_L) = \frac{1}{2} |I|^2 R_L.$$

Un calcul simple à partir du schéma équivalent de sortie du transistor nous conduit à la relation :

$$|I|^2 = \frac{R^2 + X^2}{(R+R_L)^2 + (X-X_L)^2} g_m^2 |V_g|^2$$

où

$$R = \frac{g_d}{g_d + \omega^2 C_s^2}$$

et

$$X = \frac{\omega C_s}{g_d + \omega^2 C_s^2}$$

La puissance maximale de sortie est, dans les conditions d'adaptation, donnée par :

$$P_s(Z_{La}) = \frac{g_m^2 |V_g|^2}{8g_d}$$

Dans le schéma très simplifié de la figure IV.1, si l'on admet qu'entre grille et source l'impédance de la capacité C_s est très supérieure à la résistance série R_g , alors, la puissance P_e consommée par l'entrée du TEC est, en première approximation, proportionnelle à $|V_g|^2$.

Avec cette hypothèse, on peut admettre que le rapport $C = P_s(Z_L)/P_s(Z_{La})$, pris à $|V_g|$ constant, représente la compression de gain résultant de la "désadaptation", à niveau de puissance d'entrée constant.

Figure IV.4 :
Compression du gain en fonction de
l'impédance de charge à $C_s = 0,07 \text{ pF}$
et $g_d = 3 \text{ mS}$.

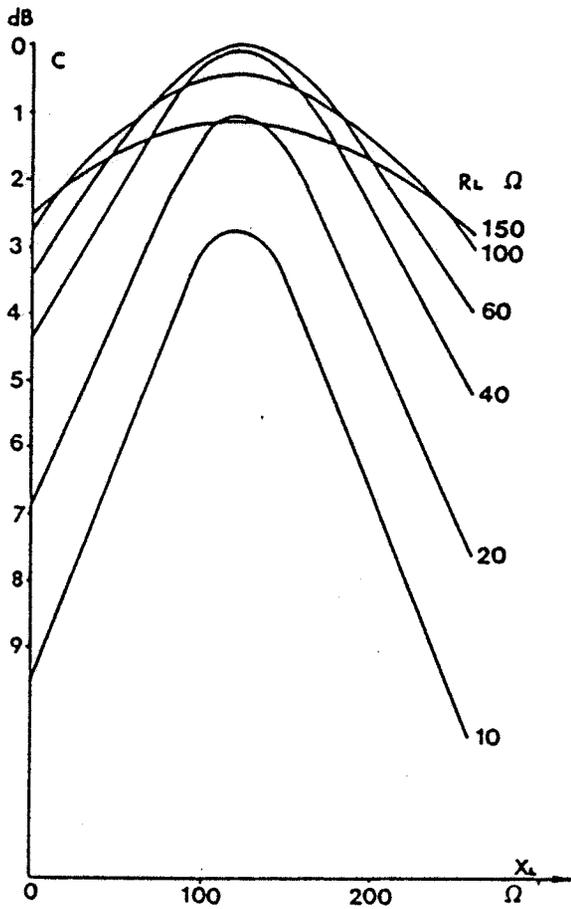
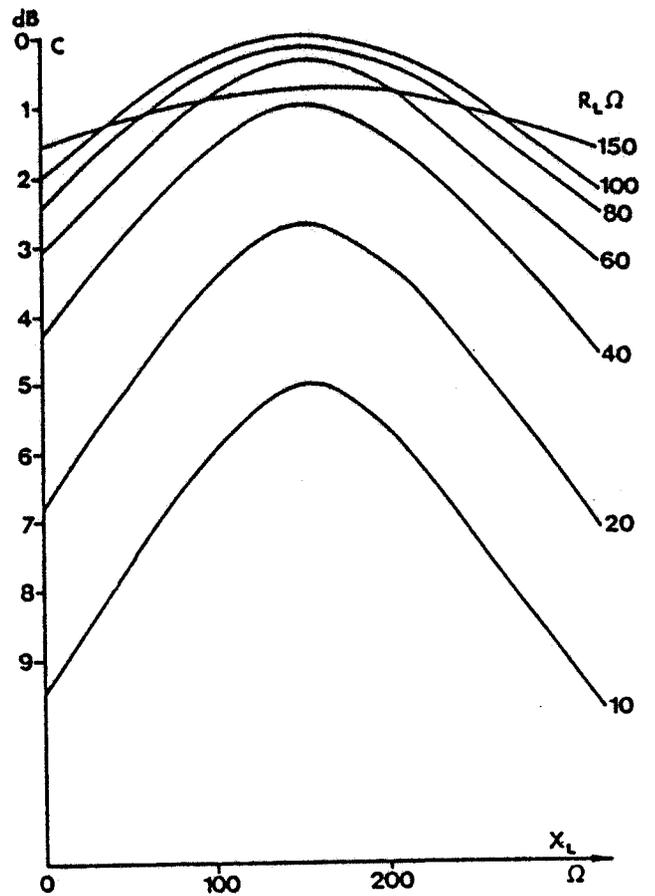


Figure IV.5 :
Compression du gain en fonction de
l'impédance de charge à $C_s = 0,11 \text{ pF}$
et $g_d = 3 \text{ mS}$.

Figure IV.6 : Compression du gain en fonction de l'impédance de charge à $C_s = 0,07 \text{ pF}$ et $g_d = 9 \text{ mS}$.

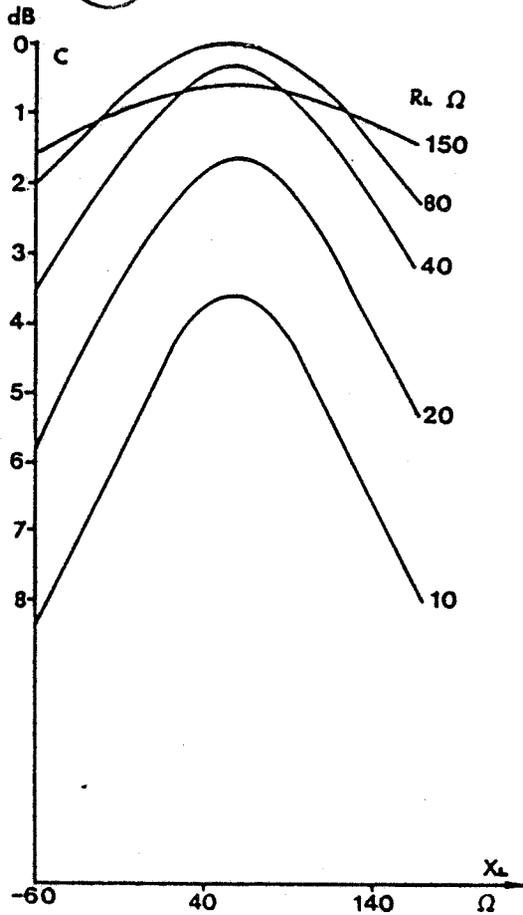
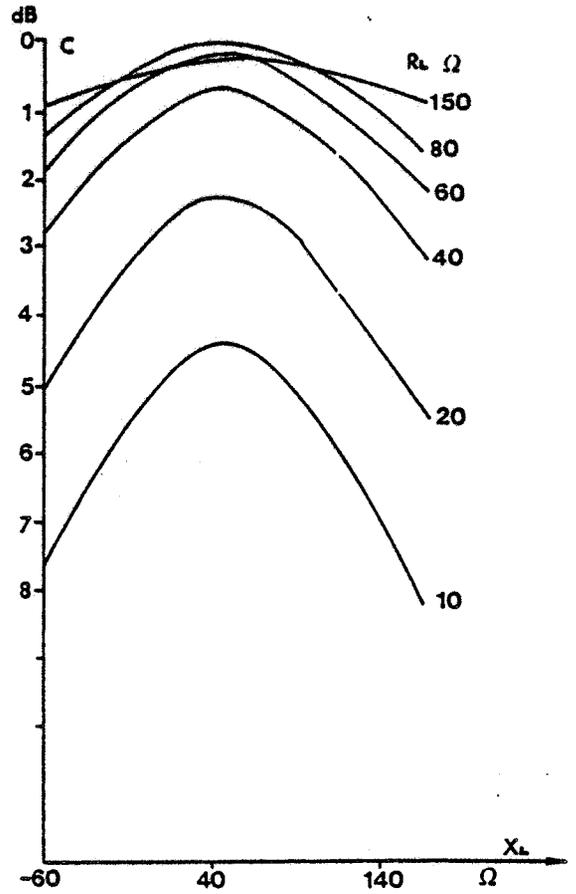


Figure IV.7 : Compression du gain en fonction de l'impédance de charge à $C_s = 0,11 \text{ pF}$ et $g_d = 9 \text{ mS}$.

Nous avons donc étudié ce rapport pour les quatre combinaisons constituées à partir des valeurs qui représentent des ordres de grandeur typiques. Les résultats des calculs sont illustrés dans les figures IV.4, IV.5, IV.6 et IV.7.

Plusieurs observations importantes s'imposent à l'examen de ces quatre figures :

1°) - Au voisinage du point d'adaptation, l'évolution du rapport de compression C en fonction de X_L , à R_L constante, est sans brutalité : elle est de l'ordre de 0,3 dB pour des $X_L = X_{Lad} \pm 50 \Omega$ dans le cas $gd = 3 \text{ mS}$, $C_s = 0,07 \text{ pF}$, et de l'ordre de 0,8 dB dans le cas d'adaptation plus critique : $gd = 3 \text{ mS}$, $C_s = 0,11 \text{ pF}$. Dans ce dernier cas la variation de C reste inférieure à 0,25 dB lorsque X_L varie dans l'intervalle $[X_{Lad} - 20 \Omega, X_{Lad} + 20 \Omega]$

2°) - Les conséquences de la "désadaptation", lorsqu'on se place à X_{Lad} constant et quel'on fait varier la R_L , sont du même genre que dans le cas précédent ; pour les quatre jeux de valeurs de gd et C_s , et pour des variations de R_L allant de 40 à 140 Ω le rapport de compression C ne varie pas de plus de 1 dB.

3°) - Il faut s'écarter très fortement des conditions d'adaptation, c'est à dire que R_L et X_L évoluent vers des valeurs très faibles ou très fortes pour que le rapport de compression C prenne des valeurs importantes. En particulier, on peut noter la valeur importante de compression qui résulterait du choix d'une partie réactive X_L nulle, ce qui montre l'impossibilité d'avoir une impédance de charge qui soit une résistance pure si l'on veut avoir le maximum de puissance de sortie.

La conclusion qui se dégage de cette étude de sensibilité de l'adaptation est donc que, pour les valeurs courantes de conductance gd et capacité C_s de sortie des TEC, l'adaptation est peu aigüe et des variations assez importantes des parties réactive X_L et résistive R_L de la charge peuvent être tolérées, autour des valeurs optimales, sans entraîner de forte baisse des performances.

Cette conclusion découlant d'une étude très simplifiée effectuée à partir d'un schéma équivalent petit signal, ne peut, évidemment, pas être transposée, sans précaution, au cas du fonctionnement grand signal. Une étude plus complète, effectuée sur la base de notre simulation numérique sera présentée plus loin à ce propos.

IV.1.3 - Ellipses de fonctionnement en fonction de la charge.

Il est bien connu que lorsque la charge, à une fréquence donnée, n'est pas une résistance pure mais une impédance complexe, le point de fonctionnement décrit dans le réseau $I_D = f(V_{DS}, V_{GS})$ une ellipse au cours d'une période [58].

Soit le schéma suivant :

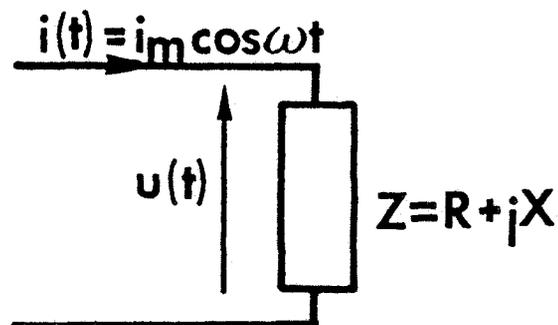


Figure IV.8.

En notation complexe la loi d'Ohm appliquée sur le schéma ci-dessus en respectant le sens des signaux, donne :

$$V = (R+jX)I = (R+jX)i_m$$

donc $v(t) = i_m \sqrt{R^2+X^2} \cos(\omega t + \arctg \frac{X}{R}) = i_m R \cos \omega t - i_m X \sin \omega t.$

Cette relation élevée au carré après quelques calculs simples conduit à l'équation suivante :

$$v^2(t) + i^2(t)(R^2+X^2) + 2Rv(t)i(t) - i_m^2 X^2 = 0 \quad (1)$$

Cette équation représente une ellipse dans un repère orthonormé $v \rightarrow i$; le centre de l'ellipse coïncide avec le centre du repère. La géométrie analytique suggère qu'en effectuant une rotation du repère d'un angle θ fourni par la formule :

$$\text{tg } 2\theta = \frac{2R}{1-(R^2+X^2)}$$

les deux axes principaux de l'ellipse coïncident avec les axes du repère. Autrement dit, l'inclinaison de l'ellipse de fonctionnement par rapport au réseau des carac-

téristiques statiques est exprimée par l'intermédiaire de l'angle :

$$\theta = \frac{1}{2} \text{arc tg} \left(\frac{2R}{1-(R^2+X^2)} \right) \quad (2)$$

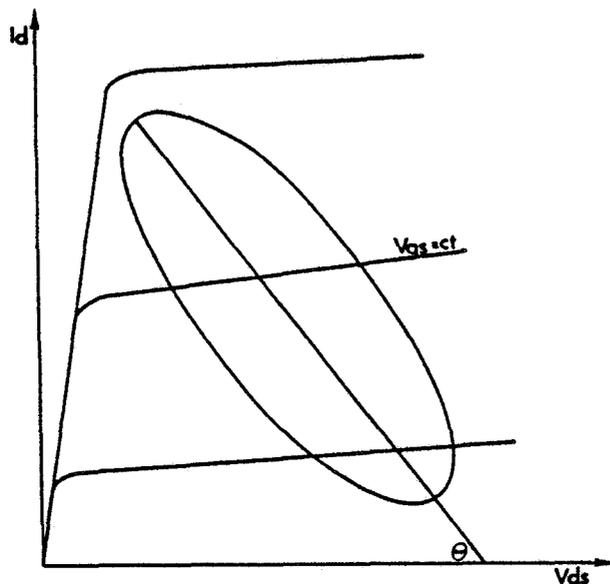


Figure IV.9 : Position de l'ellipse de fonctionnement dans le réseau des caractéristiques.

Ainsi, la formulation précédente montre que l'inclinaison de l'ellipse de fonctionnement ne dépend que de l'impédance de charge. Evidemment, la valeur de l'angle θ dépend des unités de longueurs des axes du repère choisi ; la formule (2) est valable pour un repère dont l'unité de longueur sur l'axe des courants correspond à 1A et l'unité de longueur sur l'axe des tensions correspond à 1V.

Pour tout autre repère orthonormé, il faut normaliser les valeurs de R et de X sur les nouvelles unités de longueur .

Pour illustrer quantitativement les variations de θ en fonction de Z nous choisissons un repère orthonormé dont l'unité de longueur correspond à 10 mA pour les ordonnées et à 1 Volt pour les abscisses ; ainsi, il faut normaliser les valeurs de R et de X exprimées en Ohm en les divisant par 100. Les résultats de ce calcul sont présentés dans la figure IV.10. Les ordonnées représentent l'angle θ exprimé en degrés, et les abscisses la partie réelle R de l'impédance de charge Z exprimée en Ohm ; la partie imaginaire X de la charge est considérée comme paramètre.

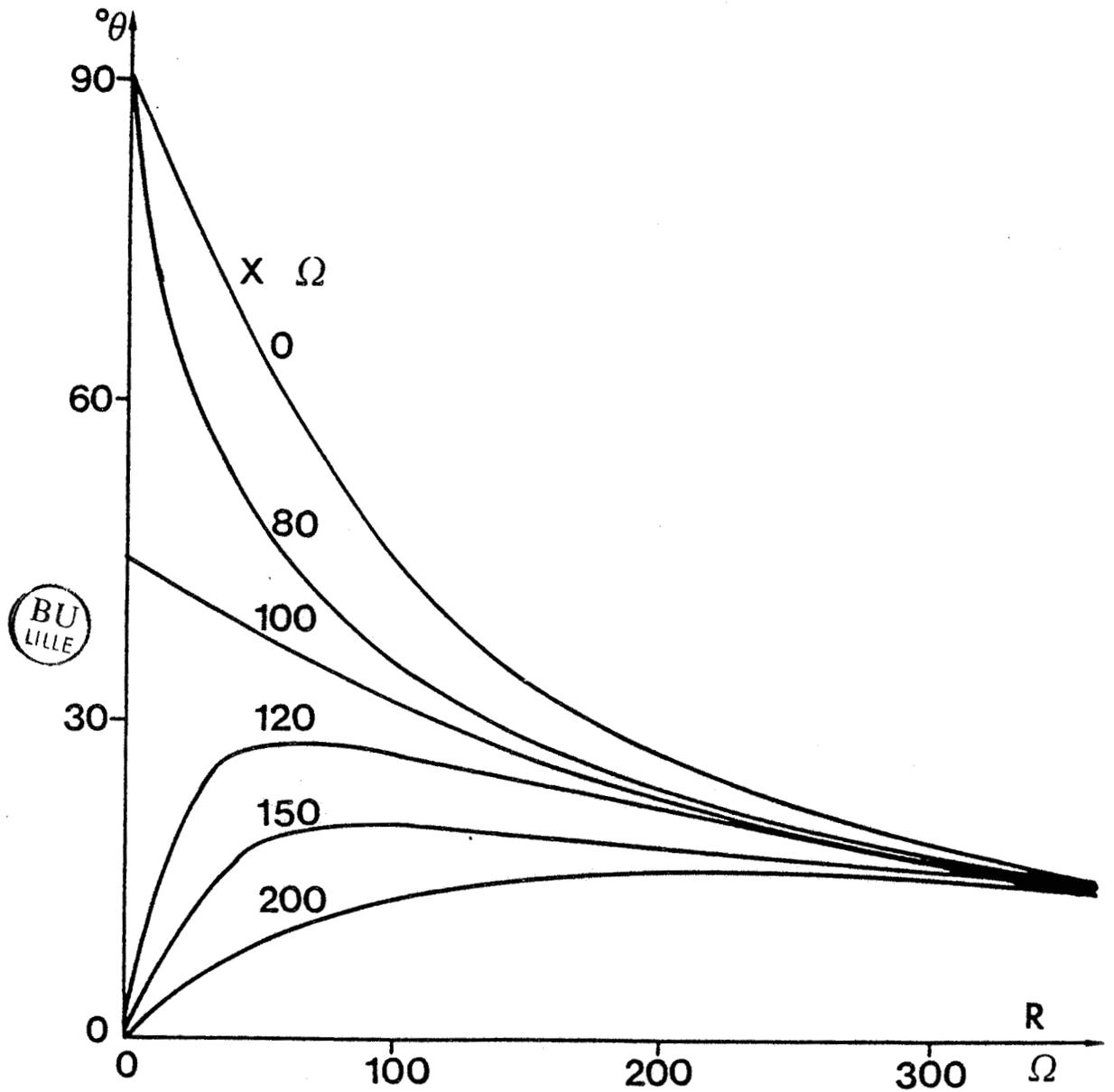


Figure IV.10 : Angle d'inclinaison de l'ellipse de fonctionnement en fonction de la charge.

Les remarques suivantes peuvent être faites à partir des courbes :

- 1°) - Dans tous les cas, lorsque $R = 0$ l'angle θ est égal à 90° .
- 2°) - Lorsque $X > 100 \Omega$ l'angle θ est une fonction monotone décroissante de R .
- 3°) - Lorsque $X > 100 \Omega$ l'angle θ passe par un maximum situé au voisinage de $R = 60 \Omega$. En outre, au fur et à mesure que X devient plus grande les variations de θ en fonction de R sont plus "douces".

En résumé, le grand axe de l'ellipse de fonctionnement est d'autant plus incliné verticalement que X et R sont petits et d'autant plus incliné horizontalement que X ou R sont grands.

Cette constatation aura, comme on le verra, une importance considérable dans l'explication des différences entre les mécanismes d'adaptation en petit signal et en grand signal.

IV.2 - Approche simplifiée des performances limites en régime grand signal.

Les sources principales de distorsion en fonctionnement grand signal du TEC sont les quatre limitations du réseau des caractéristiques statiques :

- 1°) - la tension de déchet (V_{DT}).
- 2°) - la tension d'avalanche au pincement, notamment dans la zone désertée de grille (V_{BR}),
- 3°) - le courant maximal de saturation (I_{DSS}),
- 4°) - le blocage du composant à cause du pincement (V_p).

A ces quatre limitations fondamentales, qui constituent les contraintes principales qui limitent la puissance de sortie maximale, on doit ajouter la distorsion due à la relation non linéaire entre le courant drain I_D et la tension grille-source V_{gs} .

Pour un fonctionnement classe A classique la polarisation en tension est $V_D = (V_{BR} - V_{DT})/2$ et en courant $I_D = I_{DSS}/2$ (figure IV.11).

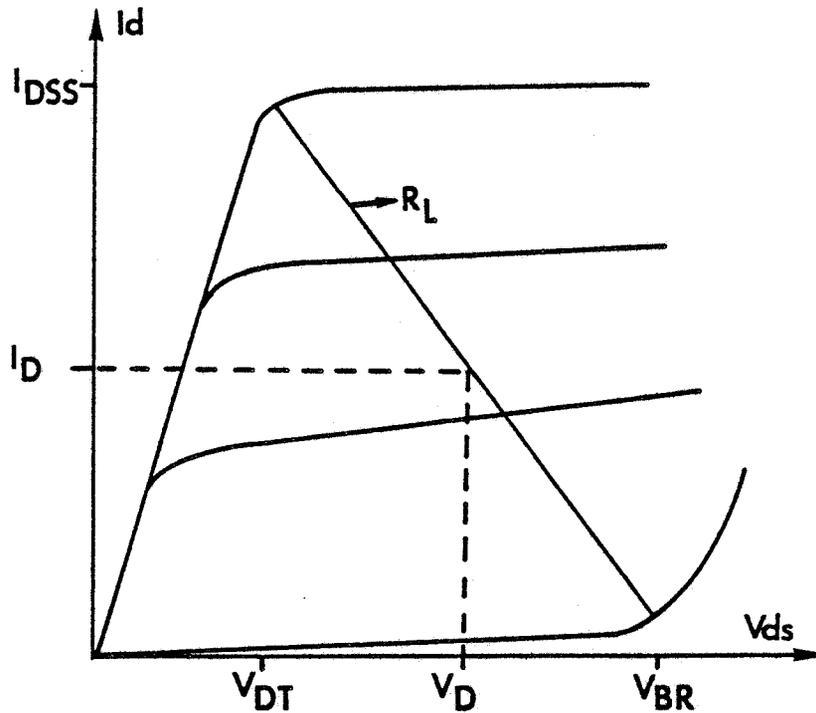


Figure IV.11.

Rien n'empêche d'imposer une charge résistive $R_L = V_D/I_D$. Si l'on néglige les distorsions dues aux dissymétries du réseau des caractéristiques statiques la puissance maximale sans distorsion est donnée par la relation :

$$P_{\max} = \frac{1}{2} V_D I_D.$$

Ainsi, il est clair qu'une telle puissance demeure possible en appliquant les conditions du fonctionnement classe A.

Bien évidemment, le choix d'une charge purement résistive n'est pas le meilleur, comme nous l'avons vu au paragraphe IV.1.2, à l'égard du gain, puisqu'il ne permet pas la réalisation de l'adaptation.

Néanmoins, ce type de charge conduisant à un fonctionnement plus simple, nous le retenons, momentanément, en première approche de l'étude grand signal, étant bien entendu qu'une étude plus complète et plus réaliste, utilisant notre modélisation numérique, viendra ensuite apporter les nuances indispensables à la prise en compte simultanée de l'aspect "puissance de sortie" et de l'aspect "gain". Cette approche simplifiée est basée sur les travaux de D. Snider [59].

IV.2.1 - Compression et saturation de la puissance de sortie par écrêtage.
Théorie de D. Snider.

D. Snider [59] s'est efforcé d'aller le plus loin possible dans ses investigations concernant la possibilité d'extraire plus de puissance d'un transistor. Il a poursuivi dans la voie d'une approche classe A classique sans se préoccuper de l'évolution du gain et du comportement réactif du transistor aux fréquences élevées.

Son étude considère le cas où le composant est forcé dans un fonctionnement au-delà des limites de classe A classique, par exemple en augmentant toujours plus loin la puissance d'entrée avec l'hypothèse que les signaux sont écrêtés symétriquement et que cet écrêtage est caractérisé par le coefficient $K = 1/\sin\theta_1$, où θ_1 est défini comme le montre la figure IV.12.

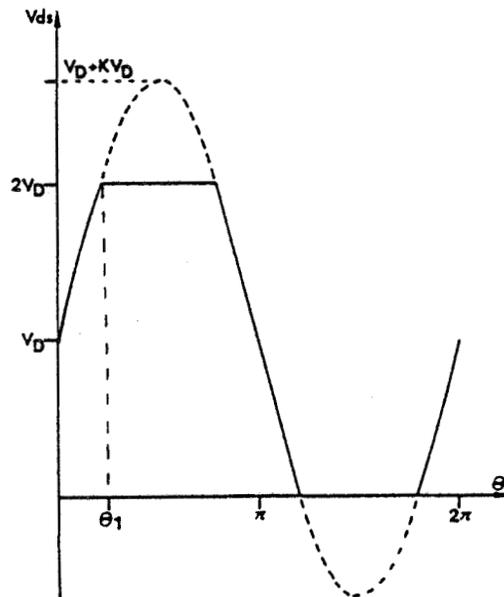


Figure IV.12.

L'analyse de Fourier de ce signal sinusoïdal écrêté montre que :

- 1°) - les coefficients des termes cosinusoidaux sont tous nuls,
- 2°) - les harmoniques paires sont absentes,
- 3°) - le module de la composante fondamentale est donné par la formule suivante :

$$V_{D1} = V_D \left(\frac{2K\theta_1}{\pi} - \frac{K\sin(2\theta_1)}{\pi} + \frac{4\cos\theta_1}{\pi} \right)$$

Les modules des harmoniques supérieures impaires d'ordre N sont fournies par la relation suivante :

$$V_{DN} = V_D \left(\frac{2K\sin(\theta_1 - N\theta_1)}{\pi(1-N)} - \frac{2K\sin(\theta_1 + N\theta_1)}{\pi(1+N)} + \frac{4\cos(N\theta_1)}{\pi N} \right)$$

Lorsqu'on respecte les conditions du fonctionnement de type classe A classique (courant de polarisation $I_{DSS}/2$, tension de polarisation $(V_{BR} - V_{DT})/2$ et charge $R_L = V_D/I_D$), l'augmentation du niveau de puissance conduit inévitablement dans une configuration où l'on atteint en même temps la limite "gauche" (I_{DSS} et tension de déchet) et la limite "droite" (V_{BR} et pincement). Ainsi, toute tentative d'augmenter encore la puissance d'entrée conduit à des écrêtages symétriques du courant et de la tension caractérisés par le coefficient K. L'analyse de Fourier appliquée ci-dessus à la tension est aussi valable pour le courant.

Pour la composante fondamentale la charge demeure toujours $R_L = V_D/I_D$ et, ainsi, la puissance est exprimée par la formule :

$$P(\theta_1) = \frac{V_D I_D}{2} \left(\frac{2K\theta_1}{\pi} - \frac{K\sin(2\theta_1)}{\pi} + \frac{4\cos\theta_1}{\pi} \right)^2$$

Cette dernière formule montre qu'il est possible d'obtenir une puissance de sortie supérieure à celle prévue pour la classe A classique. En effet, bien que les signaux soient écrêtés, les composantes fondamentales de tension et courant peuvent continuer à augmenter au-delà de la valeur définie par V_D et I_D . La puissance $P(\theta_1)$ tend vers une valeur maximale $P_{\max} = \frac{8}{\pi} V_D I_D$ lorsque θ_1 tend vers zéro, c'est à dire lorsque les signaux approchent la forme carrée.

Donc, il est démontré que l'on peut attendre d'un transistor une capacité à fournir une puissance de sortie nettement supérieure à celle prévue pour un fonctionnement classe A classique (1,62 fois). Il est évident que la fiabilité du composant est considérée sans faille dans ce genre d'analyse.

Au risque de dire des évidences, nous faisons la constatation que si le mode de fonctionnement avec les signaux écrêtés procure des puissances de sortie plus favorables qu'en classe A classique, néanmoins, il existe encore une limite absolue qui est imposée directement par les quatre contraintes liées au réseau des caractéristiques statiques. Par rapport à ce qui se passerait s'il n'y avait pas écrêtage, on assiste, lorsque la puissance d'entrée croît, à une compression progressive de la puissance de sortie et, finalement, à sa saturation.

Il est intéressant d'exprimer d'une façon quantitative les pertes en puissance liées à cette compression par écrêtage des signaux : si les signaux étaient "libres" dans leurs excursions, c'est à dire si les contraintes du réseau des caractéristiques statiques n'existaient pas, les amplitudes en tension et courant seraient respectivement égales à KV_D et KI_D . Dans ce cas la puissance fournie à la charge serait donnée par la relation

$$P_{\ell} = K^2 \frac{V_D I_D}{2}.$$

En réalité, en raison des contraintes qui limitent l'excursion du courant et de la tension, avec la même puissance à l'entrée P_e , les excursions de tension et courant sont limitées aux valeurs V_D et I_D et la puissance correspondante est :

$$P = \frac{V_D I_D}{2} \left(\frac{2K\theta_1}{\pi} - \frac{K\sin(2\theta_1)}{\pi} + \frac{4\cos\theta_1}{\pi} \right)^2$$

Etant donné que les gains en puissance dans les deux cas sont $G_{\ell} = P_{\ell}/P_e$ et $G = P/P_e$, l'écrêtage des signaux entraîne donc une compression de gain égale à :

$$CG = \frac{G_{\ell}}{G} = \frac{P_{\ell}}{P} = K^2 / \left(\frac{2K\theta_1}{\pi} - \frac{K\sin(2\theta_1)}{\pi} + \frac{4\cos\theta_1}{\pi} \right)^2$$

Rappelons, une fois de plus, que cette approche fait abstraction des nonlinéarités à l'entrée, des éléments contreréactifs du dispositif, et de la distorsion provoquée par les dissymétries du réseau des caractéristiques statiques.

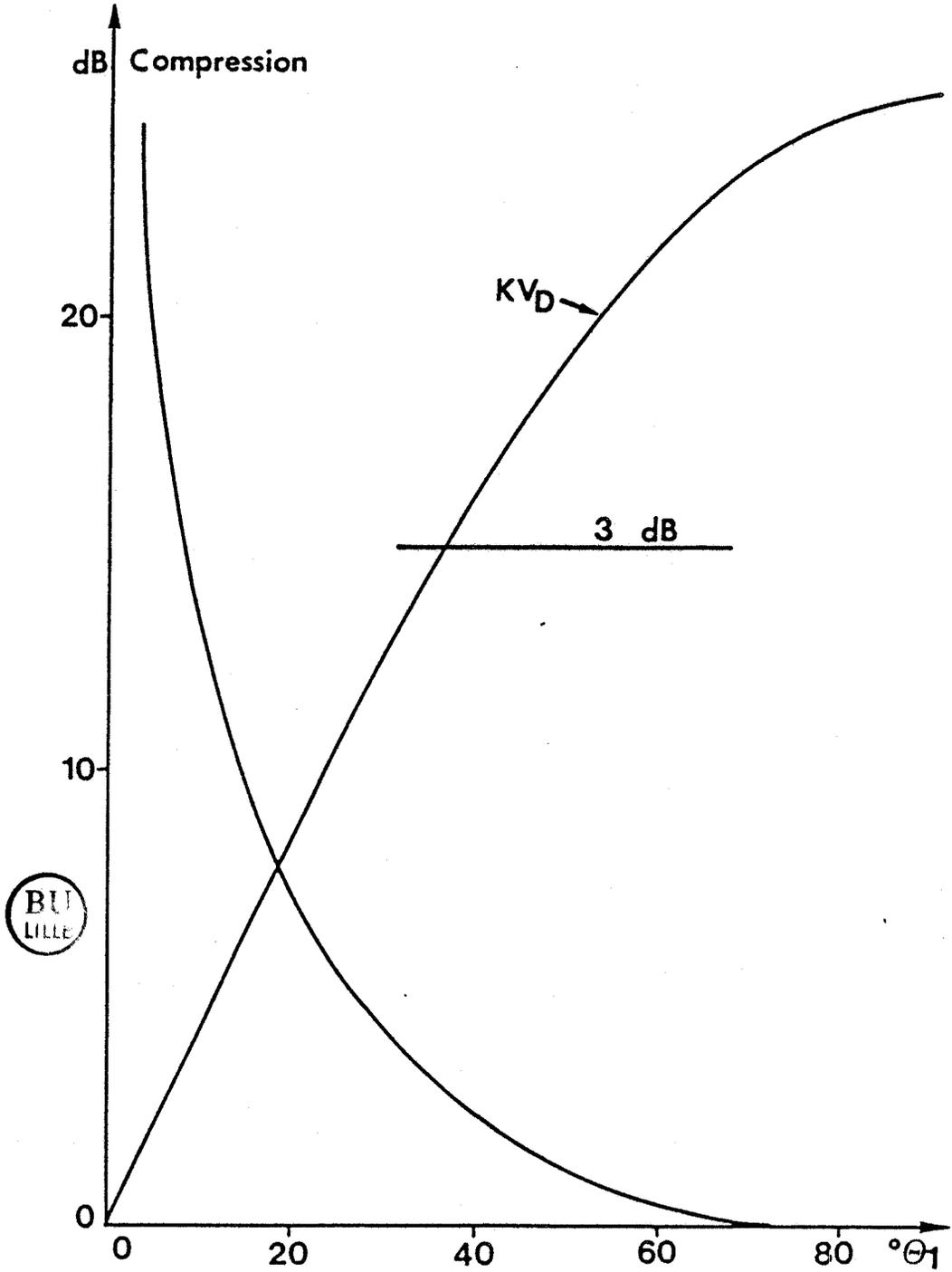


Figure IV.13 : Compression du gain en fonction de l'angle d'écrêtage.

La figure IV.13 illustre la compression du gain en fonction de l'angle d'écrêtage θ_1 . Sur cette figure nous avons porté une arche de sinusöide, en unités arbitraires, qui permet de montrer la correspondance entre la compression du gain et l'écrêtage des signaux.

L'analyse développée à partir du travail original de D. Snider appelle quelques remarques :

1°) La réalité est quelque peu différente du modèle de l'écrêtage symétrique des signaux. En effet, les distorsions peuvent être considérables même à l'intérieur du réseau des caractéristiques statiques à cause des nonlinéarités du transistor liées au point de fonctionnement instantané. Or, l'approche simplifiée de D. Snider ne tient compte que des nonlinéarités extrêmes ce qui est une vision optimiste à l'égard des performances du dispositif.

2°) Le fait d'ignorer totalement, dans cette théorie, la notion de gain diminue les dimensions du problème ; ainsi, d'un côté on réussit à obtenir une simplicité remarquable mais d'un autre côté on raisonne en absence d'un facteur essentiel, même en "régime de puissance", qui est le gain.

3°) L'approche de D. Snider dans sa forme originale ne permet pas de traiter le problème des charges complexes, or, aux fréquences élevées, la charge d'adaptation est susceptible de présenter une partie réactive non négligeable, comme il a été montré précédemment dans l'approche petit signal.

4°) Malgré ses insuffisances, le modèle de D. Snider nous a permis de montrer d'une façon détournée et simple que la distorsion par écrêtage conduit à une compression du gain. Cette constatation peut se révéler très importante, car si la puissance maximale possible ne dépend que des excursions maximales permises par le réseau des caractéristiques statiques, la question : "Quel est alors le gain correspondant ?" se pose de manière fondamentale.

IV.2.2 - Différence fondamentale entre les adaptations grand signal et petit signal.

Dans les paragraphes précédents nous avons examiné l'évolution de la puissance de sortie lorsque l'on s'écarte des conditions d'adaptation petit signal, et nous avons analysé les conséquences de l'écrêtage des signaux de sortie du dispositif. Il est important de faire la synthèse de ces analyses afin de pouvoir

se prononcer sur l'action conjuguée des différents mécanismes qui sont en présence dans le fonctionnement grand signal du TEC, tout en restant dans le cadre de l'approche simplifiée développée dans ce paragraphe.

A faible niveau de puissance l'adaptation de sortie du transistor s'effectue en suivant la loi de la valeur complexe conjuguée de l'impédance de sortie, définie en régime petit signal. Lorsque le niveau de puissance augmente, les excursions des signaux rencontrent, à partir d'une certaine amplitude, les limitations extrêmes du réseau des caractéristiques statiques (pour la simplicité de l'analyse on considère que les nonlinéarités à l'intérieur du réseau des caractéristiques statiques sont négligeables). Compte tenu des valeurs de l'impédances de sortie petit signal à 10 GHz d'un TEC typique (figures IV.2, IV.3) et compte tenu des angles d'inclinaison correspondant de l'ellipse de fonctionnement (figure IV.10), il est possible de prévoir qu'en régime petit signal, cette ellipse sera très inclinée et assez proche de l'horizontale. Dans ces conditions, l'écrêtage, qui se produit à niveau d'entrée croissant, va être imposé soit par la tension de déchet, soit par la tension d'avalanche suivant le choix du point de polarisation. Il en résulte que l'apparition de la compression de la puissance de sortie est inévitable si on continue à conserver la même impédance de charge tout en augmentant la puissance à l'entrée.

Il est possible de choisir une autre impédance de charge redressant l'ellipse de fonctionnement de façon à éviter la distortion par écrêtage en tension et à utiliser plutôt les possibilités offertes en excursion de courant, les limites de celui-ci étant relativement éloignées. Cependant, de cette façon, on s'éloigne de la situation d'adaptation du type petit signal et ainsi on diminue le gain et la capacité du transistor à fournir le maximum de puissance à sa charge à partir d'une puissance d'entrée donnée.

Il est évident qu'on est placé face à deux mécanismes contradictoires : en évitant la distortion par écrêtage en tension pour exploiter la possibilité d'excursion en courant des signaux de sortie, on oblige le composant à fonctionner avec des charges qui ne satisfont plus les conditions d'adaptation petit signal, donc de gain optimum. Ainsi le fond du problème de l'adaptation grand signal consiste en un compromis.

L'adaptation à une puissance élevée donnée ne peut être qu'unique compte tenu de la nature du mécanisme qui la détermine. Par ailleurs il est évident que, suivant le niveau de puissance, le compromis de l'adaptation grand signal s'effectue

à chaque fois par un changement de la valeur de la charge d'adaptation vers une nouvelle valeur qui permet de satisfaire le mieux possible l'exigence de la puissance maximale.

Malgré sa simplicité, cette analyse nous a permis d'accéder au coeur du problème de l'adaptation grand signal. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons pouvoir étudier plus précisément les mécanismes physiques en cause à l'aide de notre modélisation numérique et apporter des indications plus quantitatives concernant le comportement grand signal du TEC.

IV.3 - Etude complète par la modélisation numérique.

Dans cette partie, utilisant donc les ressources de la modélisation numérique pour une fréquence de travail de 10 GHz, nous développons d'abord l'étude de l'évolution de la charge d'adaptation en fonction du niveau de puissance de sortie puis l'étude de la sensibilité de l'adaptation à forte puissance. Nous discutons de l'influence de la nature de la charge à l'égard des harmoniques en tension et en courant. Nous examinons ensuite comment l'adaptation varie avec la tension de polarisation drain-source et comment elle est influencée par la mise en avalanche de l'espace grille-drain. Nous terminons enfin par un aperçu des modifications que devrait apporter la montée en fréquence de 10 à 15 GHz.

IV.3.1 - Etude de l'adaptation en fonction du niveau.

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats de la simulation numérique concernant différents niveaux de puissance tout en conservant le même point de polarisation.

Le composant modélisé a été décrit au paragraphe III.4.2. Rappelons que ses caractéristiques principales sont :

dopage de couche active $N_D \approx 1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,

épaisseur de couche active $a \approx 0,15 \text{ } \mu\text{m}$,

longueur de grille $l_g \approx 1 \text{ } \mu\text{m}$,

largeur de grille $Z \approx 600 \text{ } \mu\text{m}$,

distance grille-drain $l_{gd} \approx 1,5 \text{ } \mu\text{m}$,

distance grille-source $l_{gs} \approx 1,5 \text{ } \mu\text{m}$.

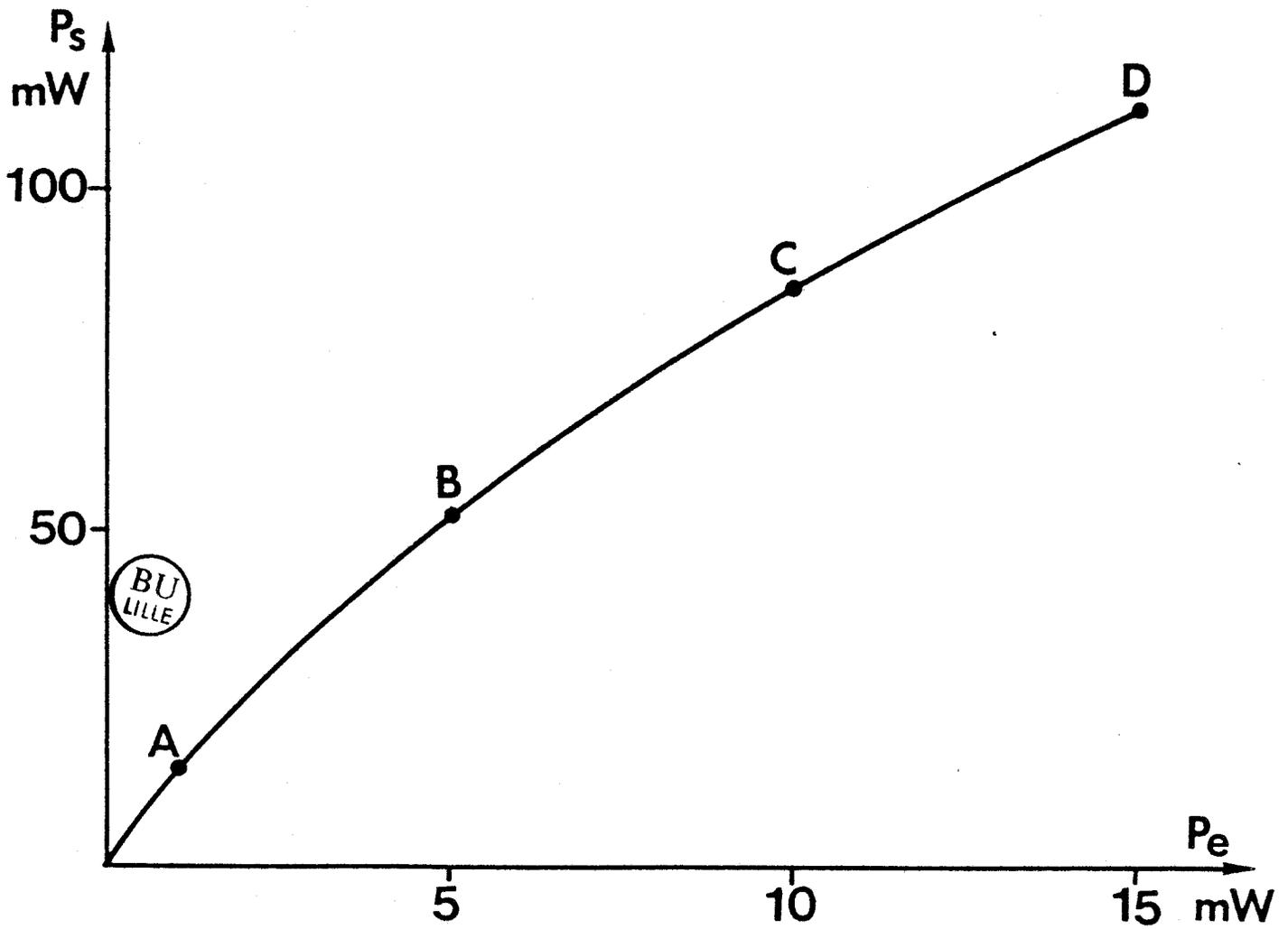


Figure IV.14 : Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. Résultats de la simulation numérique.

Ces caractéristiques ont été choisies, rappelons le aussi, pour illustrer un TEC typique de puissance particulièrement représentatif de ceux que nous avons expérimentés.

Les résultats de la simulation numérique qui sont présentés ici sont obtenus en considérant que la charge est un circuit ouvert pour les harmoniques supérieures. La justification de ce choix sera donnée dans le paragraphe IV.3.3.

Par ailleurs, la polarisation du transistor est, dans toute cette partie d'étude définie par : $V_{DS0} = 3 \text{ V}$, $V_{G0} = -0,9 \text{ V}$, ce qui conduit à une valeur du courant drain $I_{DO} \approx 80 \text{ mA} \approx I_{DSS}/2$. La tension V_{DS0} a été choisie, volontairement, basse, de manière à obtenir rapidement un écrêtage par la limite en tension de déchet et ainsi pouvoir mettre en évidence le mécanisme du passage de l'adaptation petit signal à l'adaptation grand signal.

Par ailleurs, dans cette étude, nous procédons à la comparaison des résultats de la simulation avec ceux acquis par le biais des mesures, à 10 GHz, sur deux transistors : le LEP HF10 qui nous a servi de modèle pour la simulation et le NEC869 dont les caractéristiques diffèrent fortement (couche active épitaxiée, $N_D \approx 0,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $a \approx 0,3 \text{ } \mu\text{m}$, "recess" graduel, $l_g \approx 0,5 \text{ } \mu\text{m}$, $Z \approx 750 \text{ } \mu\text{m}$).

La figure IV.14 montre les résultats de la simulation numérique concernant l'évolution de la puissance de sortie P_S en fonction de la puissance d'entrée P_e . Nous avons sélectionné sur cette courbe $P_S = f(P_e)$ quatre points A, B, C et D correspondant à des niveaux dont la progression est intéressante. Les caractéristiques de ces quatre points sont données dans le tableau IV.1.

Point	P_e mW	P_S mW	$Z_{\text{ext}} \Omega$	$Z_{\text{tran}} \Omega$	G dB	D_2 %	I_{DO} mA
A	1	14,3	15+j35	60+j123	11,6	31	79
B	5	51,0	25+j15	52+j57	10,1	41	77
C	10	85,8	35+j5	54+j31	9,3	44	75
D	15	111,0	35+j5	54+j31	8,7	54	66

Tableau IV.1.

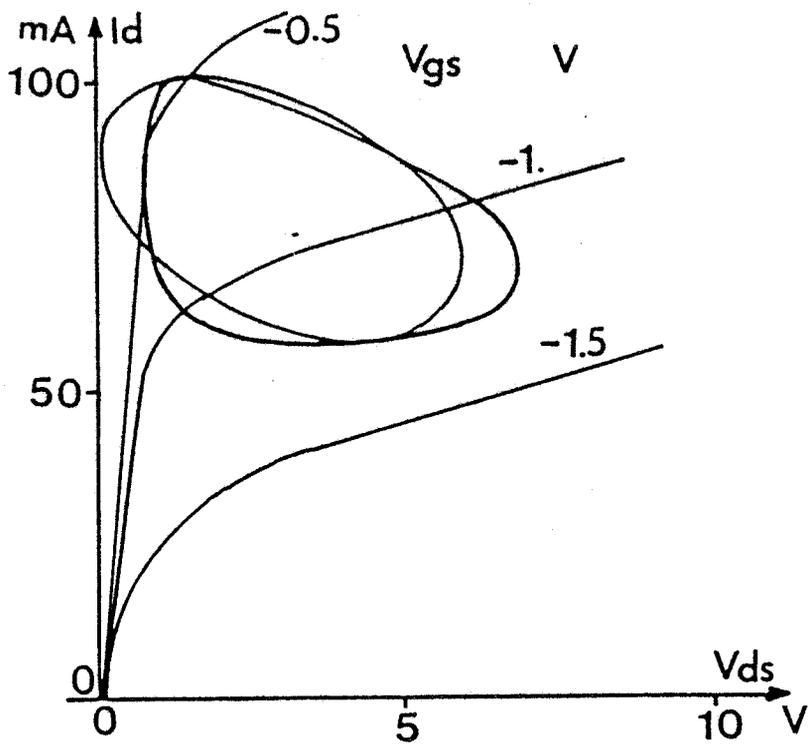


Figure IV.15 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation avec $P_e = 1 \text{ mW}$.

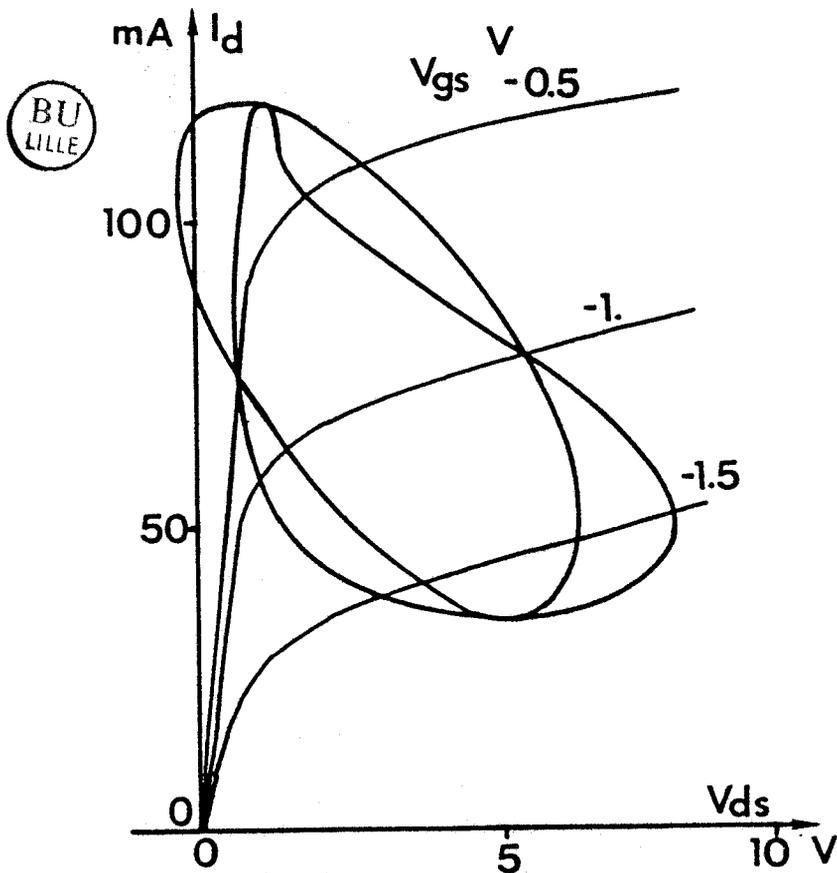


Figure IV.16 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation avec $P_e = 5 \text{ mW}$.

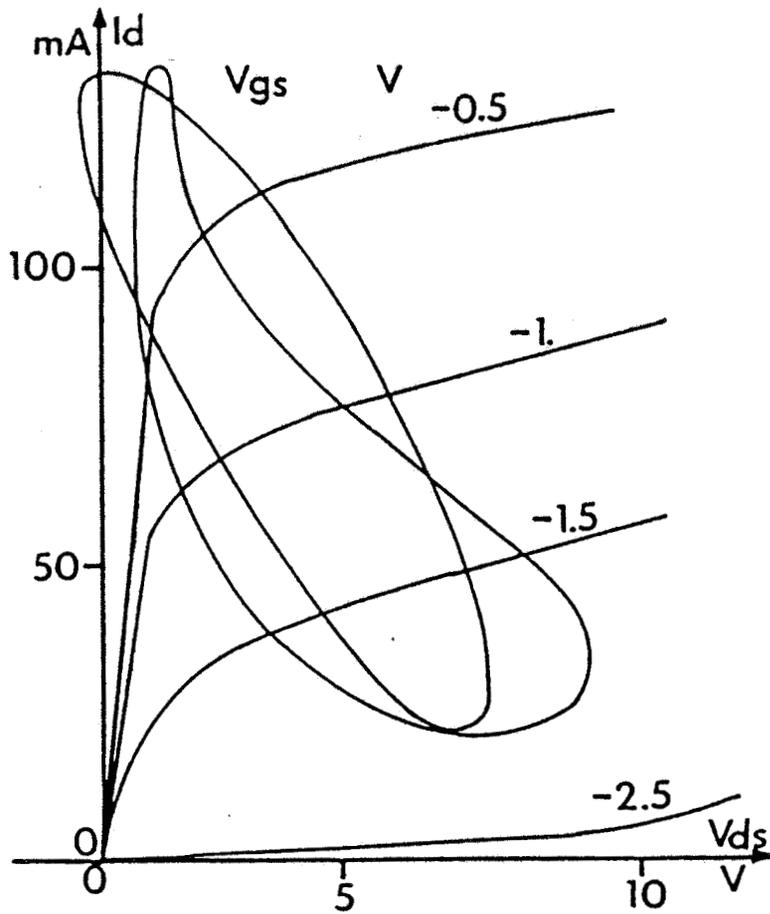


Figure IV.17 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation avec $P_e = 10$ mW.

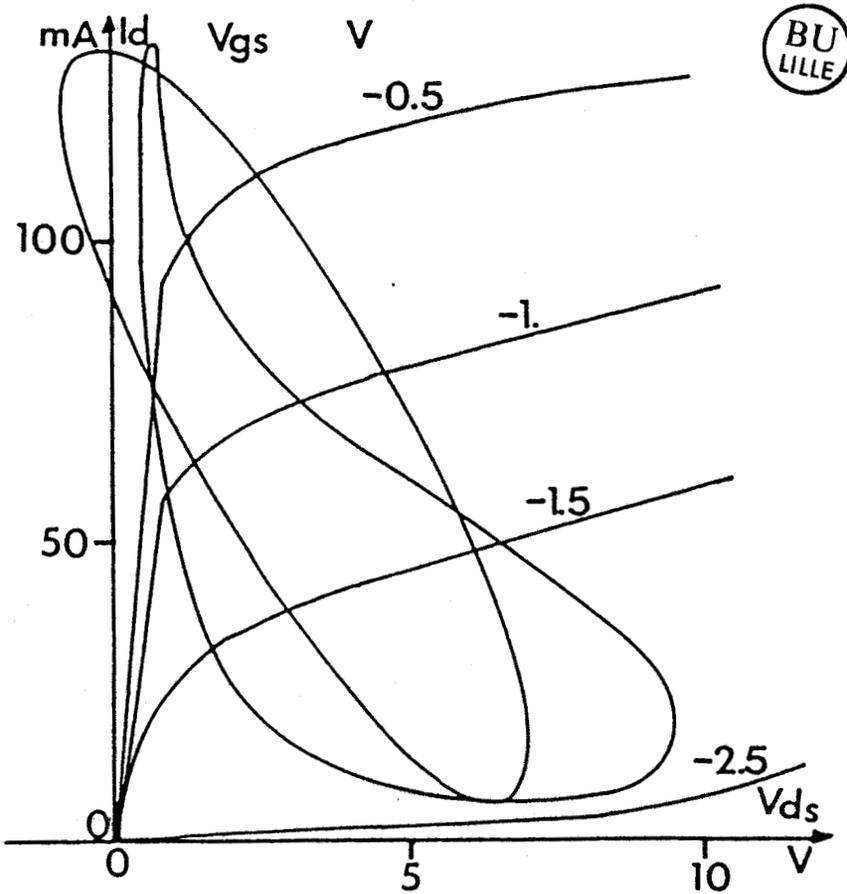


Figure IV.18 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation avec $P_e = 15$ mW.

avec :

- Z_{ext} = impédance de charge effectivement présentée extérieurement au transistor,
- Z_{tran} = impédance de charge "vue" intérieurement par le transistor (à travers les éléments parasites),
- D_2 = distorsion de la tension drain-source concernant l'harmonique 2,
- I_{DO} = courant drain de polarisation.

Les diagrammes de fonctionnement et les ellipses concernant la fréquence fondamentale de 10 GHz, qui correspondent à ces quatre points, sont illustrés par les figures IV.15, IV.16, IV.17 et IV.18.

Rappelons que le diagramme de fonctionnement complet traduit la prise en compte de toutes les harmoniques significatives de la tension drain-source, le courant drain étant supposé purement sinusoïdal (charge = circuit ouvert pour les fréquences harmoniques de 10 GHz). L'ellipse correspond, elle, uniquement aux composantes fondamentales, à 10 GHz, de la tension drain-source et du courant drain.

Procédons maintenant à la discussion concernant les résultats de simulation et à leur confrontation avec les résultats expérimentaux.

IV.3.1.1 - Discussion des résultats de simulation.

1°) La courbe $P_S = f(P_e)$ de la figure IV.14 montre que le gain est très élevé à faible niveau mais que sa compression a une progression rapide. Ce phénomène est lié à l'impédance d'entrée du transistor intrinsèque. Celle-ci, étant très faible (et même parfois tendant à devenir négative, comme il a été expliqué dans le paragraphe III.1), entraîne une consommation de puissance entre grille et source qui est, aussi, très faible.

Pour mieux sentir le mécanisme nous reprenons ici la discussion faite dans le paragraphe III.1 : schématiquement, le transistor et son environnement peuvent être assimilés à un quadripôle Q_T représentant le transistor intrinsèque, relié à un autre quadripôle Q_P représentant les éléments parasites contreréactifs (figure IV.19).

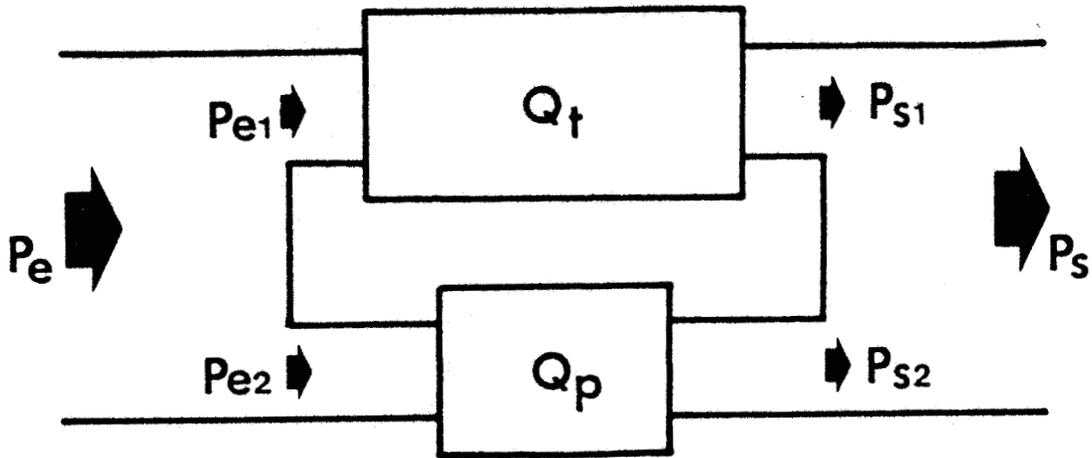


Figure IV.19 : Effets du bilan des puissances. Quadripôle du transistor et quadripôle des éléments parasites.

Le gain du dispositif est donné par la formule $G = \frac{P_s}{P_e} = \frac{P_{s1} + P_{s2}}{P_{e1} + P_{e2}}$ (1).

Par ailleurs, il a été démontré dans le paragraphe III.1 que $P_{s2} = P_{e2}$. Donc la formule (1) devient :

$$G = \frac{G_i + r}{1 + r}, \quad (2)$$

où $G_i = \frac{P_{s1}}{P_{e1}}$ est le gain du transistor intrinsèque et

$$r = \frac{P_{e2}}{P_{e1}}$$



Lorsque P_e est faible, la simulation montre que P_{e1} est très faible ou même légèrement négative et la relation (1) donne

$$G = \frac{P_{s1}}{P_{e2}}$$

ce qui peut expliquer le gain élevé que l'on a dans ces conditions.

Ensuite, si la puissance P_e augmente, la modélisation montre que P_{e2} augmente plus rapidement que P_{e1} , autrement dit que r est croissant ; dans ce cas, et si l'on a $G_i > 1$ et relativement constant (ce qui est un cas favorable) la relation (2) suggère que G décroît lorsque r augmente. Ceci équivaut à une compression de gain.

Ce mécanisme a une importance considérable, notamment, à faible niveau où le transistor "frôle" l'instabilité, mais, par contre, avec l'augmentation de P_e , la stabilité s'établit solidement. Ce genre de phénomène a été, aussi, observé lors des mesures concernant ce type de TEC.

On doit signaler, aussi, qu'à faible niveau, à cause de l'influence exercée sur l'impédance d'entrée du transistor intrinsèque par la charge, celle-ci est déterminée, à l'adaptation, non seulement par la situation à la sortie du dispositif mais aussi en fonction de sa répercussion sur l'entrée (puisque le gain dépend étroitement de ce mécanisme). La forte inclinaison de l'ellipse de fonctionnement à faible niveau (figure IV.15), de même que les grandes excursions de signaux à la sortie du transistor, peuvent être attribuées d'une part au gain élevé et, d'autre part, aux conditions d'adaptation petit signal qui font appel à une charge proche de la valeur complexe conjuguée de l'impédance de sortie du TEC.

2°) La distorsion de la tension drain-source augmente avec la puissance (la distorsion en courant est nulle conformément à la condition du circuit ouvert aux harmoniques supérieures). La distorsion en tension est importante dès les faibles niveaux de puissance.

3°) La partie résistive de l'impédance de charge extérieure (Z_{ext}) augmente avec la puissance mais elle tend à se stabiliser lorsque le niveau de puissance devient relativement important ; néanmoins, la résistance "vue" par le transistor ne suit pas la même évolution : elle est quasiment stable, avec une tendance à la diminution lors du passage des faibles puissances à des valeurs plus élevées.

4°) La partie réactive de l'impédance de charge diminue avec l'augmentation de la puissance, tant extérieurement qu'intérieurement mais son évolution est moins spectaculaire à l'extérieur qu'au plan du transistor où la diminution est brutale aux faibles puissances.

5°) Les constatations précédentes sont vraies excepté pour les points C et D ; en effet, malgré une différence de puissance importante entre ces deux points (et la différence de gain en puissance), l'impédance d'adaptation demeure la même.

En réalité l'impédance d'adaptation est la même à l'incertitude près fixée par le pas de variation de la charge (10Ω). Les impédances d'adaptation aux

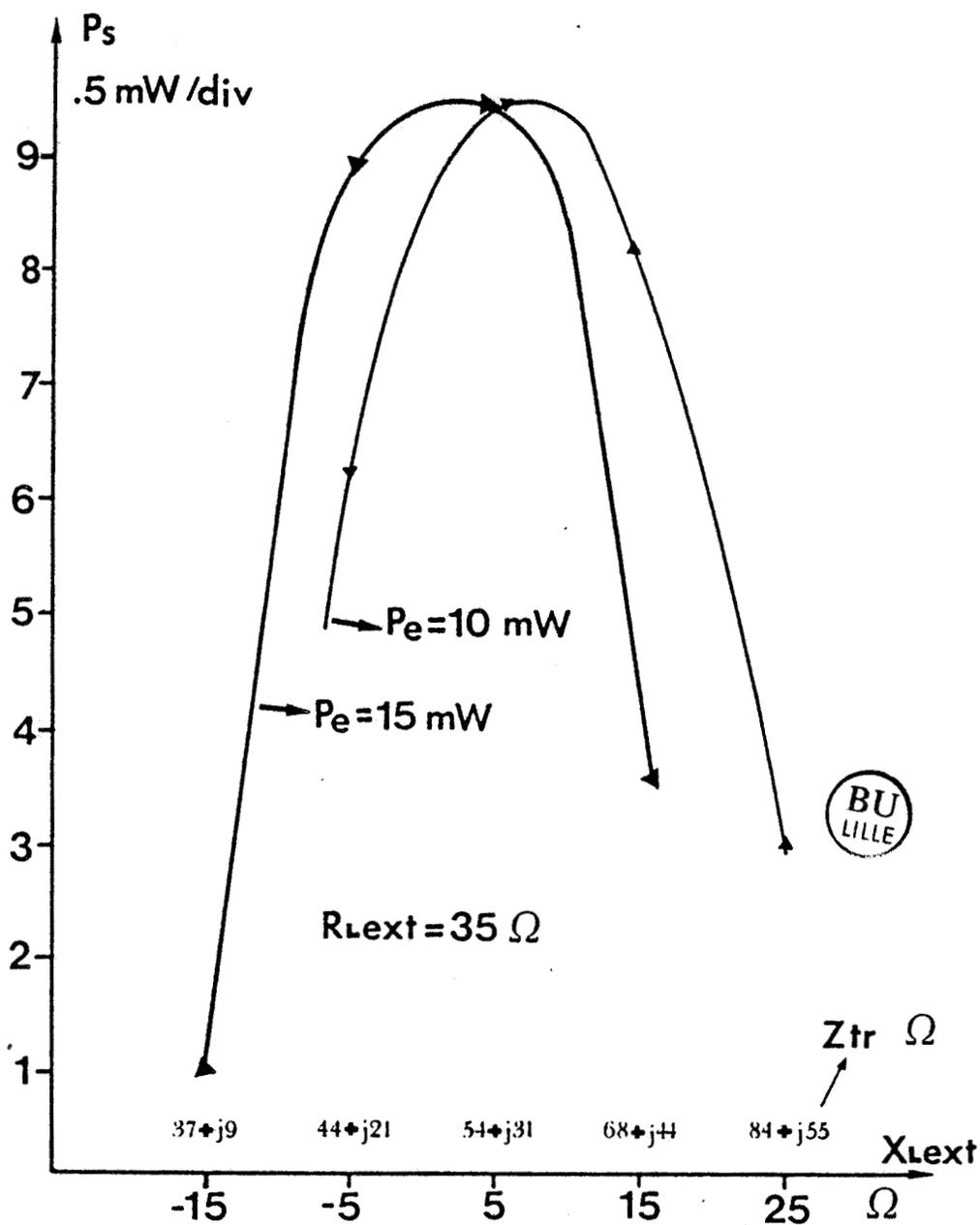


Figure IV.20 : Comparaison des courbes d'adaptation à $P_e = 10 \text{ mW}$ et à $P_e = 15 \text{ mW}$.

puissances $P_e = 10$ mW et $P_e = 15$ mW sont légèrement différentes comme le montre le décalage des courbes d'adaptation pour les deux cas (figure IV.20).

6°) Le courant de polarisation I_{D0} diminue avec l'augmentation de la puissance.

Nous allons, maintenant, poursuivre la discussion en confrontant les résultats de la simulation numérique aux résultats de mesures concernant deux transistors assez différents de conception.

IV.3.1.2 - Confrontation avec les résultats expérimentaux.

Dans les deux tableaux suivants nous donnons les résultats des mesures d'impédance de charge relevées au banc de mesure de Takayama, pour les transistors : LEP HF10 et NEC869. Ces tableaux indiquent les conditions de polarisation et rappellent les caractéristiques essentielles de ces deux transistors.

LEP		HF10		$V_{DS0} = 3V$		$V_{go} = -0,9 V$	
P_e mW	P_S mW	I_{D0} mA	Z_{ext} Ω	Z_{tran} Ω	G dB	Caractéristiques	
1,2	5,5	67	16+j14	32+j65	6,6	$N_D \approx 1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $a \approx 0,15 \mu\text{m}$ $Z \approx 600 \mu\text{m}$ $l_g \approx 1 \mu\text{m}$	
4,7	19,2	64	17,5+j9	32+j55	6,1		
18,6	58,7	57	16+j2	27+j44	5,0		
29,5	81,2	54	18+j1	29+j42	4,4		
46,8	104,7	54	20-j2	31+j36	3,5		

Tableau IV.2.

NEC 869			$V_{DSO} = 3V$		$V_{go} = -2V$	
Pe mW	P_S mW	I_{DO} mA	$Z_{ext} \Omega$	$Z_{tran} \Omega$	G dB	Caractéristiques
1,9	8,4	101	32+j27	65+j60	6,5	$N_D \approx 0,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $a \approx 0,3 \mu\text{m}$ $Z \approx 750 \mu\text{m}$ $l_g \approx 0,5 \mu\text{m}$
4,7	17,4	99	30+j16	51+j43	5,7	
7,4	22,9	97	31+j11	49+j36	4,9	
11,8	31,0	95	30+j8	45+j32	4,2	
29,5	54,8	85	26+j3	37+j28	2,7	
46,8	70,3	78	26+j0	36+j24	1,8	

Tableau IV.3.

La confrontation des résultats de la simulation numérique avec ceux qui concernent le HF10 va de soi étant donné que celui-ci a des caractéristiques très voisines de celles du modèle de la simulation.

D'abord, on peut constater un écart, non négligeable, en ce qui concerne le gain en puissance : en effet, les résultats du calcul numérique sont systématiquement plus optimistes que les résultats des mesures. Cet écart (qui a été évoqué au chapitre II) peut être expliqué par :

- a) le caractère approximatif du traitement de la "respiration" de la zone désertée de grille qui donne une forme de courant grille assez distordue à laquelle correspond une composante fondamentale d'amplitude relativement faible (donc une puissance d'entrée faible).
- b) Le caractère très simplifié de la modélisation de l'attaque de grille qui est établie sur la base d'une commande pure en tension sinusoïdale entre grille et source alors qu'en réalité on a une attaque mixte en courant et tension et que la tension effectivement présente entre grille et source n'est pas purement sinusoïdale.
- c) La complexité des phénomènes parasites dans le transistor réel qui introduisent des pertes que la modélisation ne prend pas en compte, par exemple le couplage électrostatique entre les doigts des grilles et les phénomènes de propagation le long des métallisations.

L'écart entre théorie et expérience concernant les gains en puissance est un point de faiblesse de la modélisation. Pour cette raison, la comparaison théorie-expérience doit s'effectuer à un même niveau de puissance de sortie et non pas en se référant à la puissance d'entrée.

Un autre désaccord apparaît sur les courants de polarisation I_{DO} : bien que les tensions de polarisation soient les mêmes dans les cas des mesures et de la modélisation, les courants électriques obtenus par la modélisation sont plus élevés qu'en mesures ; la différence, entre les caractéristiques statiques relevées en impulsions, et qui ont servi comme référence pour notre modélisation, et celles relevées en continu et qui correspondent à la situation des mesures au banc de Takayama, est à l'origine de cet écart en courant I_{DO} . (Le réseau des caractéristiques statiques en impulsions ne coïncide pas avec celui en courant continu à cause des courants de déplacement et de l'absence d'échauffement dans le cas des mesures en impulsions).

En ce qui concerne les valeurs des impédances d'adaptation la confrontation entre le HF10 et la modélisation conduit aux observations suivantes :

- a) A très faible niveau de puissance l'écart, entre l'impédance d'adaptation mesurée et celle fournie par la modélisation est très important. Nous attribuons cet écart, pas seulement à des causes classiques (erreurs des mesures, caractère approximatif de la modélisation, incertitudes sur les valeurs des éléments parasites du HF10 etc) mais aussi au caractère instable du HF10. En effet, ce transistor oscille à puissance d'entrée très faible ou nulle. Ceci, rend la confrontation théorie expérience dans cette gamme de puissances illusoire.
- b) Pour des puissances moyennes et fortes, l'écart théorie-expérience est nettement moins important et peut être attribué à des causes habituelles dans ce genre de comparaison.
- c) L'évolution de la valeur de l'impédance d'adaptation avec la puissance se produit de manière très similaire en théorie comme dans les mesures.

Il est intéressant, à titre comparatif, d'examiner le comportement du NEC869 dont les caractéristiques, rappelons le, sont largement différentes de celles du HF10 et de celles utilisées dans le modèle de la simulation.

Les impédances d'adaptation du NEC869 sont moins réactives que celles du HF10 à des niveaux de puissance de sortie comparables.

Le gain en puissance est quasiment identique pour les deux composants à faibles niveaux de puissance, mais la compression du gain augmente beaucoup plus rapidement avec la puissance dans le cas du NEC869.

Les parties résistives des impédances d'adaptation du HF10 sont moins sensibles à l'évolution de la puissance HF que dans le cas du NEC869.

IV.3.1.3 - Explications physiques des comportements en adaptation.

On peut expliquer l'ensemble des comportements physiques dans les trois cas présentés ci-dessus (simulation numérique, mesures sur le HF10 et le NEC869), en ayant recours à la théorie développée dans les paragraphes IV.1 et IV.2.

Ainsi, à faible niveau de puissance, l'exigence d'une adaptation du type "petit signal" (l'impédance de charge a la valeur complexe conjuguée de l'impédance de sortie du transistor) est plus ou moins respectée ; ceci conduit à des ellipses de fonctionnement très inclinées occupant des surfaces relativement importantes (figure IV.15).

Dès les puissances considérées comme faibles (de l'ordre de quelques mW à l'entrée) le mode de fonctionnement est tel que les contraintes du réseau des caractéristiques statiques interviennent pour limiter les excursions en tension des signaux, mais les pertes de puissance dues à l'écrêtage des signaux demeurent relativement faibles. Lorsque le niveau de fonctionnement devient de plus en plus fort l'écrêtage des signaux prend des proportions considérables ce qui entraîne des changements sur les valeurs des impédances d'adaptation par repositionnement du diagramme de fonctionnement de façon à éviter la distorsion ; comme cette modification conduit nécessairement à sortir des conditions d'adaptation petit signal, l'établissement du meilleur compromis entre les mécanismes qui se contraignent constitue la procédure d'adaptation "grand signal".

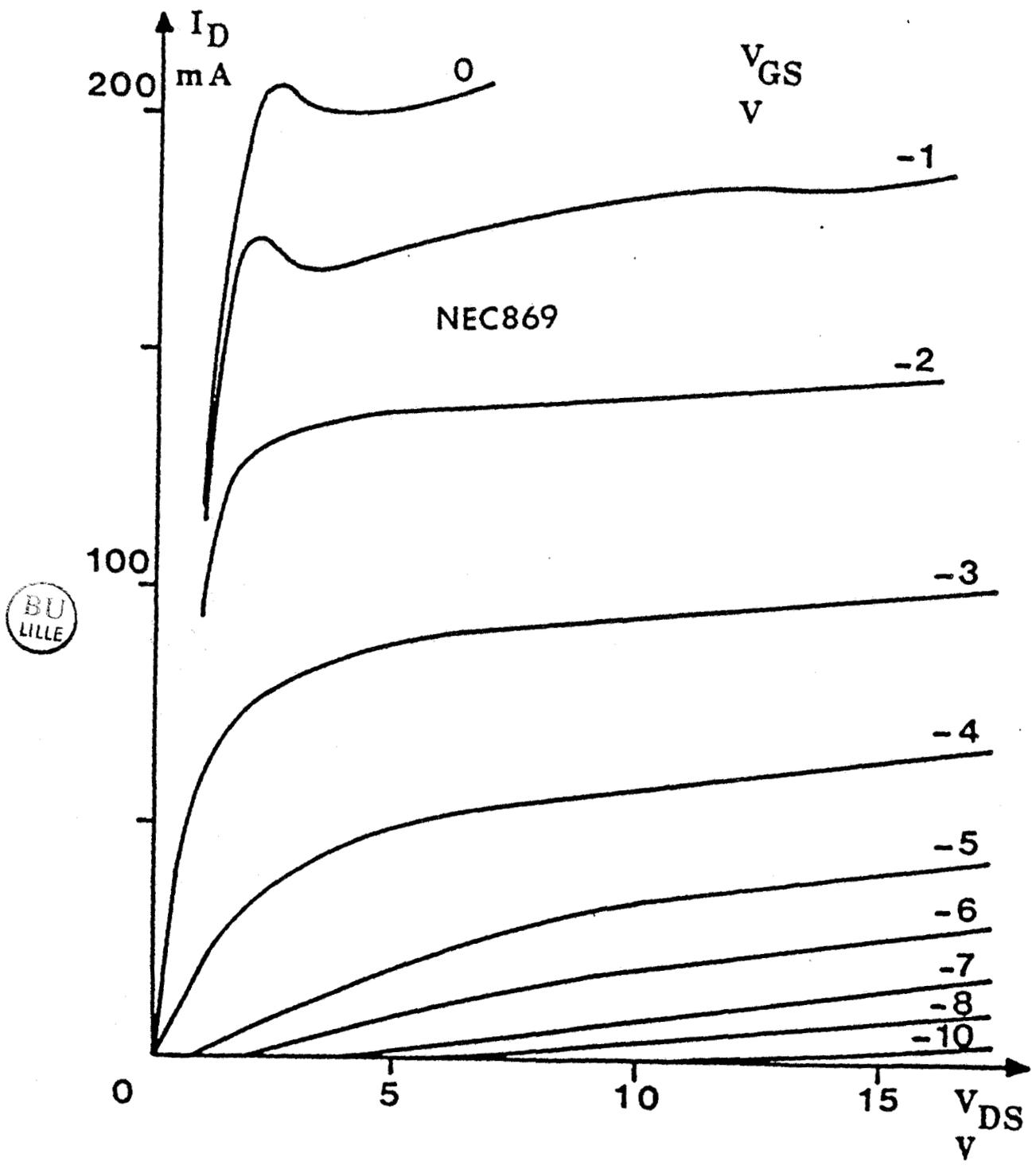


Figure IV.21 : Réseau des caractéristiques du NEC 869.

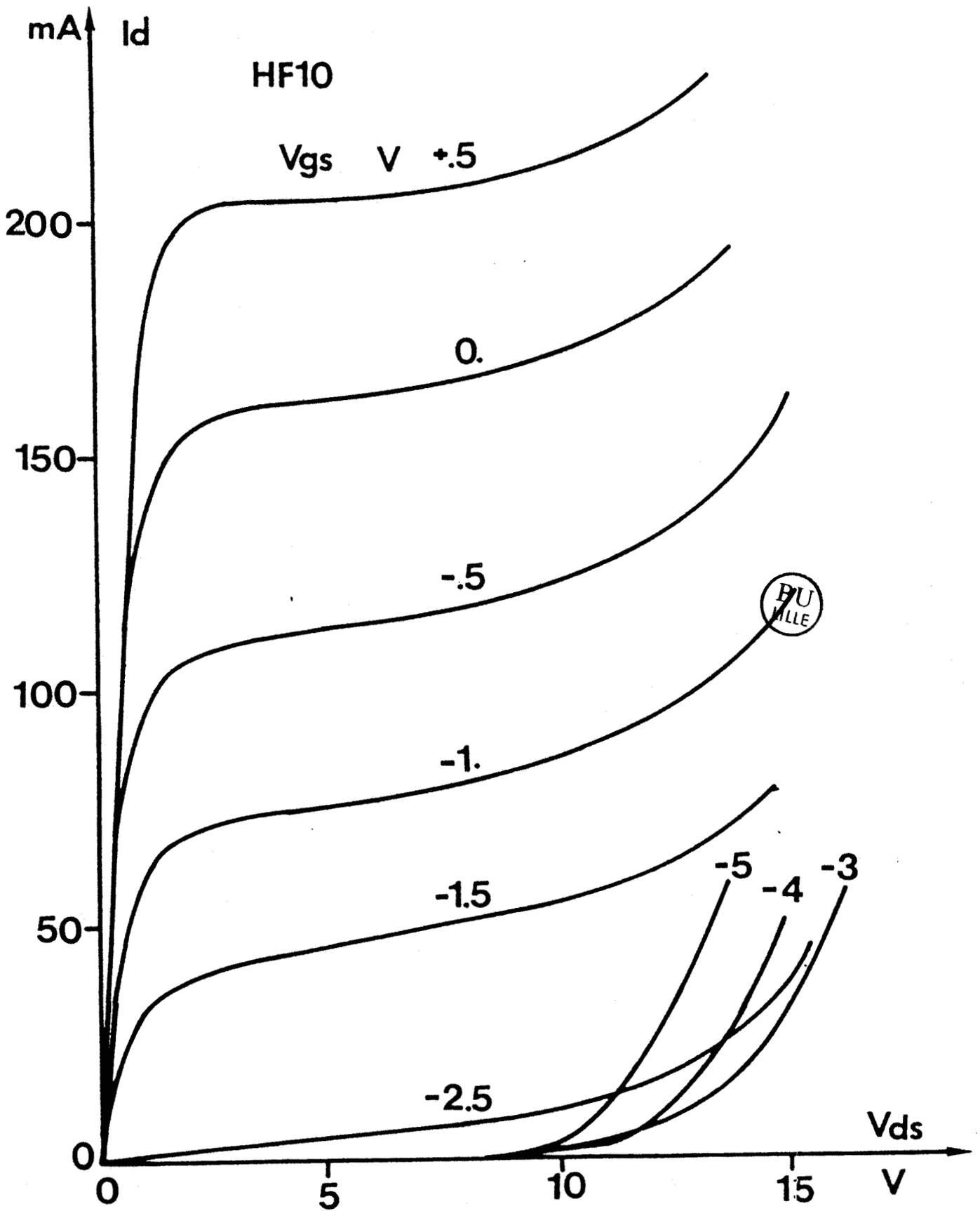


Figure IV.22 : Réseau des caractéristiques du LEP HF10.

Comme il a été expliqué dans le paragraphe IV.1.3 la recherche pour l'ellipse de fonctionnement d'une position rendant moindre la distortion, s'effectue par l'intermédiaire de la diminution de la réactance et/ou de la résistance de charge ; une diminution de la résistance conduit à de relativement fortes pertes de puissance lorsqu'on se trouve dans la zone où R_{Ltran} est inférieure à 50Ω , comme nous l'avons montré avec les figures IV.4, IV.5, IV.6, IV.7 ; une diminution de la réactance apparaît comme plus tolérante vis à vis de la puissance. C'est cette seconde alternative qui donne le meilleur compromis, notamment dans le cas de la modélisation et du HF10. En ce qui concerne le NEC869, l'établissement de l'adaptation grand signal s'effectue non seulement avec une diminution de la réactance mais aussi avec une diminution de la résistance.

Le changement de l'impédance d'adaptation, lorsque la puissance devient importante, se ralentit. Les figures IV.17 et IV.18 en sont révélatrices ; déjà dans le cas où la puissance P_S est de l'ordre de 86 mW, l'ellipse de fonctionnement est assez redressée ; ainsi lorsque P_S atteint la valeur de 111 mW la différence entre les deux impédances d'adaptation est faible (figure IV.20).

Par ailleurs, la compression du gain très forte observée dans le cas du NEC869 est due au changement considérable imposé à l'impédance d'adaptation lors de l'augmentation de puissance ; en effet en faible puissance le NEC869 fait appel à une ellipse plus inclinée et plus large que le HF10 (notamment à cause du g_d plus faible) ; ainsi l'augmentation du niveau entraîne plus rapidement une distortion importante dans le cas du NEC869, d'autant plus que ce transistor présente une tension de déchet plus importante.

Nous donnons dans les figures IV.21 et IV.22 les réseaux des caractéristiques statiques, relevées en impulsions, concernant les deux transistors pour faciliter les comparaisons effectuées ci-dessus.

Une dernière remarque concerne la diminution du courant de polarisation avec l'augmentation de la puissance HF. Celle-ci est due à l'écrêtage des signaux et à l'échauffement du composant. L'écrêtage introduit, en effet, une composante moyenne du courant. Le maintien des polarisations V_{DSO} et V_{GO} à des valeurs constantes ne peut s'effectuer qu'au prix d'une modification du courant I_{D0} .

Enfin, il faut souligner que la puissance P_S maximale atteinte lors des mesures décrites dans ce qui précède (105 mW pour le HF10, 70 mW pour le NEC 869) ne représente pas les possibilités maximales des transistors ; il est certain que des valeurs de P_S plus fortes peuvent être atteintes

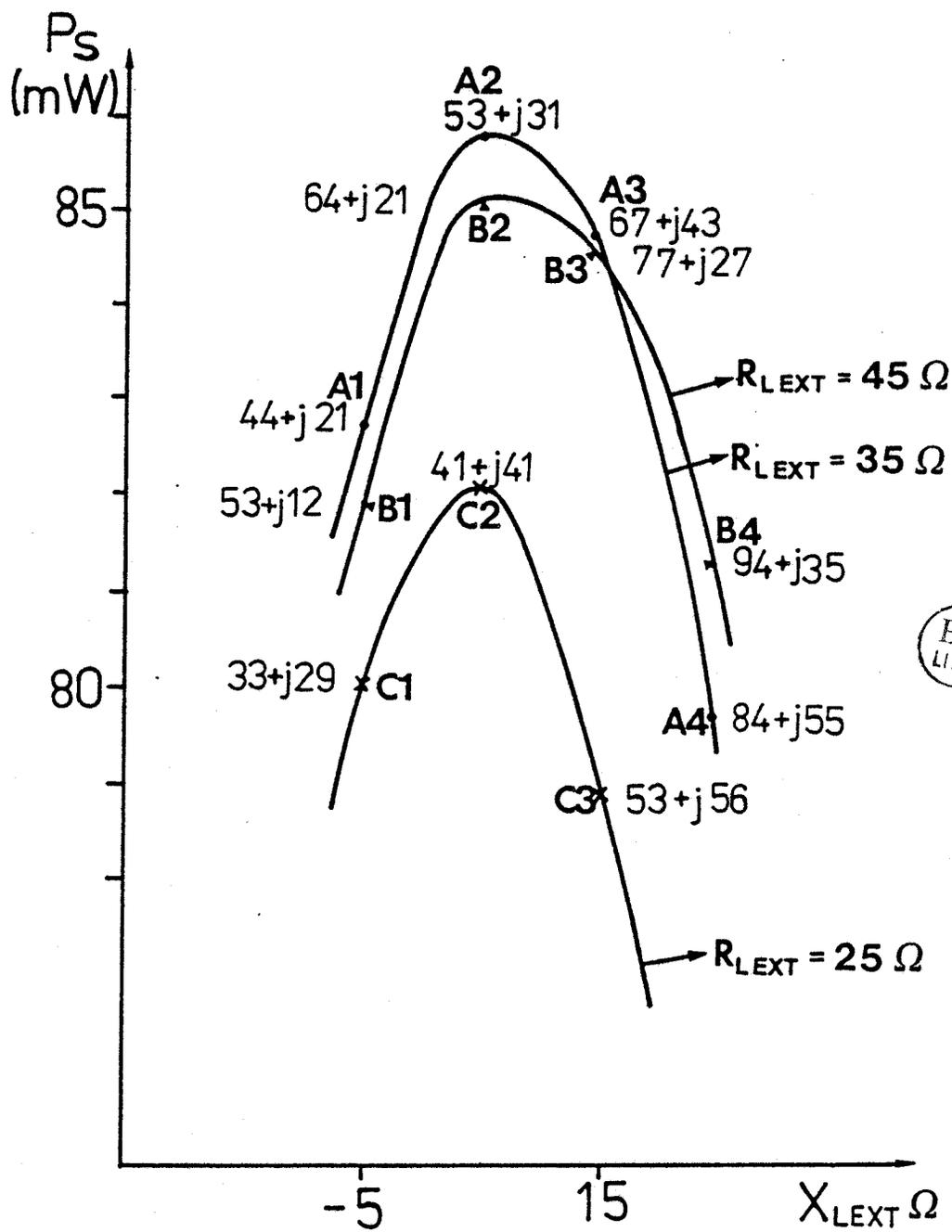


Figure IV.23 : Faisceau des courbes de recherche de l'adaptation pour $P_e = 10$ mW.

avec les mêmes tensions de polarisation, mais les compressions de gains sont, alors, telles que le fonctionnement est inintéressant.

IV.3.2 - Etude de la sensibilité de l'adaptation en grand signal.

Dans le paragraphe IV.1.2 nous avons procédé, avec une approche simplifiée en régime petit signal, à l'étude de la sensibilité de l'adaptation et des conséquences d'un écart par rapport à l'impédance optimale.

La sensibilité de l'adaptation présente d'autres aspects pour le fonctionnement dynamique grand signal avec l'intervention des contraintes du réseau de caractéristiques et, par conséquent, de la distorsion par écrêtage. La simulation numérique est un moyen commode pour étudier ce problème.

Pour nous placer en régime grand signal nous avons choisi le cas d'une puissance d'entrée : P_e : 10 mW, avec la polarisation : $V_{DSO} = 3$ V et $V_{GO} = -0,9$ V ; les conditions opératoires pour les harmoniques supérieures demeurent les mêmes que celles utilisées au paragraphe précédent, c'est à dire que l'on conserve le circuit ouvert comme charge pour les harmoniques.

La figure IV.23 montre les courbes obtenues avec la procédure d'adaptation décrite dans le paragraphe III.2.3. L'axe des abscisses exprime la réactance de charge à l'extérieur du dispositif (X_{Lext}). Chacune des trois courbes A, B et C présentées correspond à une résistance de charge, à l'extérieur du dispositif, (R_{Lext}) différente : R_{Lext} est égale, respectivement, à 35 Ω , 45 Ω et 25 Ω pour les courbes A, B et C. Les points constituant ces courbes sont accompagnés (entre parenthèses) de la valeur de l'impédance de charge interne présentée entre drain et source et déduite de l'impédance de charge externe à travers les éléments parasites. L'axe des ordonnées exprime la puissance de sortie.

Nous avons choisi comme méthode d'investigation d'effectuer des comparaisons sur des points de simulation correspondant à des impédances de charge internes ayant soit même partie réelle, soit même partie imaginaire. Ainsi les points A2, B1 et C3 présentent la même résistance de charge interne. Le tableau IV.4 contient les informations utiles à la comparaison de ces trois points : impédance de charge interne, puissance de sortie et distorsion en tension drain-source.

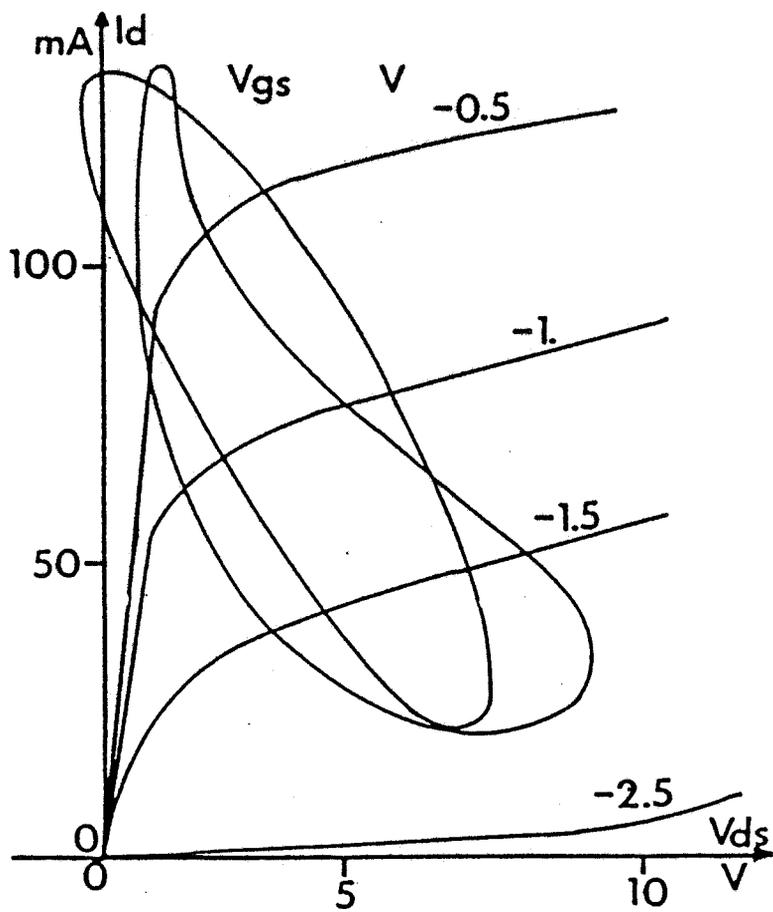


Figure IV.24 : Diagramme de fonctionnement pour le point A2 ($Z_{tr} = 53 + j31 \Omega$).

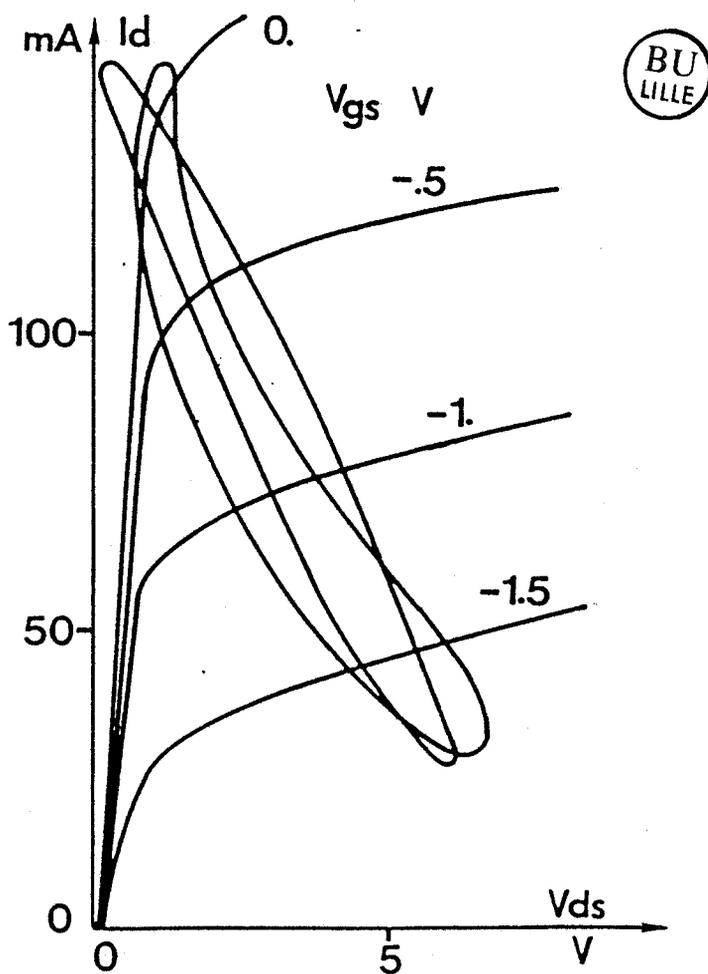


Figure IV.25 : Diagramme de fonctionnement pour le point B1 ($Z_{tr} = 53 + j12 \Omega$).

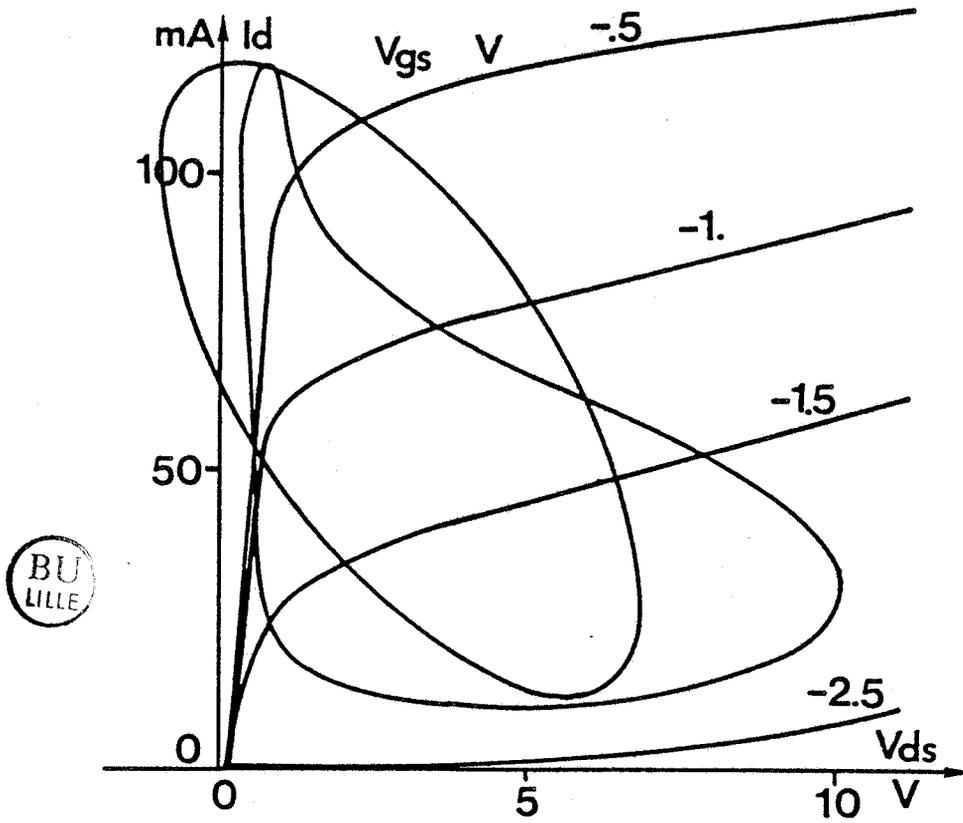


Figure IV.26 : Diagramme de fonctionnement pour le point C3 ($Z_{tr} = 53 + j56 \Omega$).

	$Z_{Ltran} \Omega$	P_S mW	$D_2 V_{DS} \%$
A ₂	53+j31	85,8	44
B1	53+j12	81,9	26
C3	53+j56	78,8	63

Tableau IV.4.



Pour donner une image des conditions de fonctionnement, nous présentons sur les figures IV.24, IV.25 et IV.26 les cycles de fonctionnement correspondant respectivement aux points A2, B1 et C3. Sur chaque figure, nous avons porté le diagramme de fonctionnement complet, tenant compte de toutes les composantes harmoniques, et l'ellipse correspondant au fondamental seul à 10 GHz.

Ainsi, à partir du tableau IV.4 et des figures IV.24, IV.25 et IV.26 on est amené à faire les observations suivantes :

1°) Le point C3 (figure IV.26) correspond au diagramme de fonctionnement le plus étendu et à l'excursion en tension drain-source la plus grande, donc à une configuration qui n'est pas encore très éloignée de celle du fonctionnement petit signal. Mais un écrêtage important occasionne une forte distorsion et une compression de la puissance de sortie.

2°) En ce qui concerne le point B1 (figure IV.25), une forte diminution de la partie réactive de la charge entraîne un redressement du diagramme de fonctionnement, une diminution de l'excursion en tension, de la distorsion, et une moindre compression de la puissance de sortie qui est légèrement supérieure à celle du point C3.

3°) Quant au point A2 (figure IV.24), sa réactance de charge, l'inclinaison de son diagramme de fonctionnement et sa distorsion sont intermédiaires par rapport aux mêmes grandeurs des points B1 et C3. A ce point correspond la puissance la plus élevée. Il constitue donc le meilleur compromis.

Nous donnons, maintenant, dans le tableau IV.5 les résultats concernant les trois points A2, C1 et B4, qui correspondent à des impédances de charge présentant des réactances voisines mais des résistances très différentes.

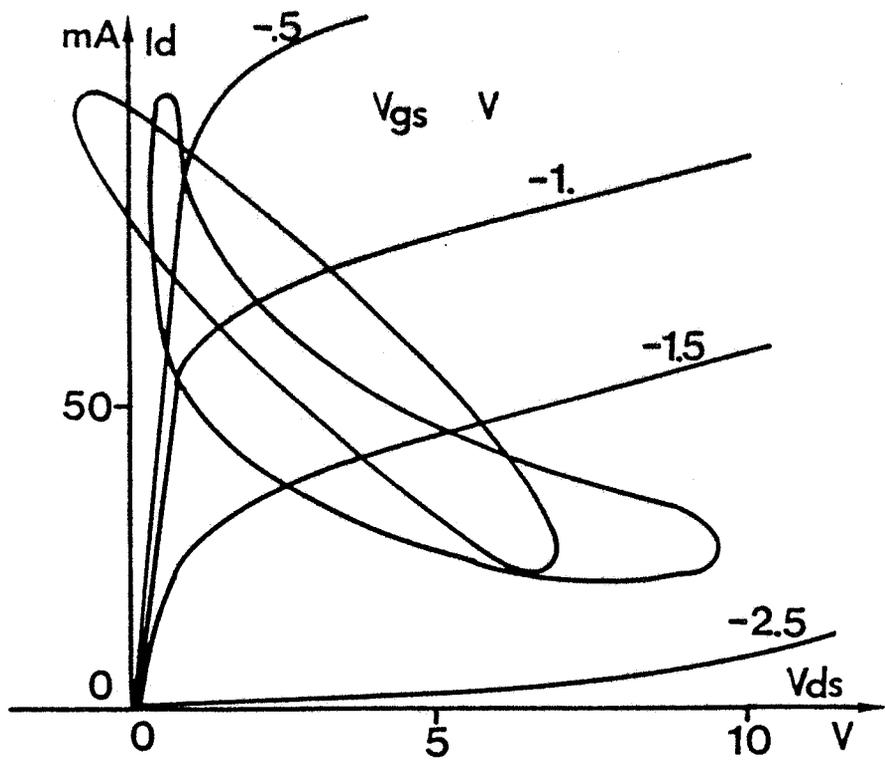


Figure IV.27 : Diagramme de fonctionnement pour le point B4 ($Z_{tr} = 94 + j35 \Omega$).

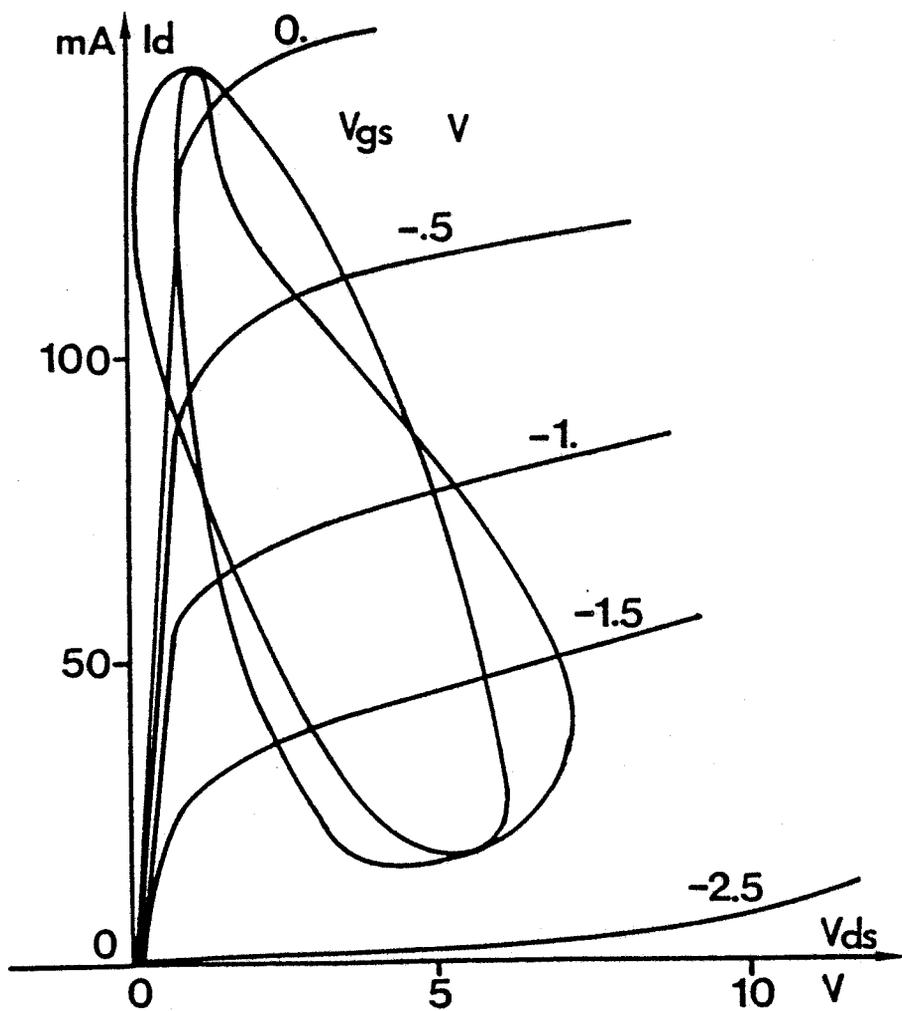


Figure IV.28 : Diagramme de fonctionnement pour le point C1 ($Z_{tr} = 33 + j29 \Omega$).

	$Z_{Ltran} \Omega$	P_S mW	$D_2 V_{DS} \%$
A2	53+j31	85,8	44
B4	94+j35	81,3	55
C1	33+j29	80,0	37

Tableau IV.5.

Le diagramme de fonctionnement du point A2 est déjà illustré par la figure IV.24. Les diagrammes de fonctionnement des points B4 et C1 sont représentés respectivement dans les figures IV.27 et IV.28.

On fait les observations suivantes en ce qui concerne les points C1, B4 et A2 :

1°) Au point B4 correspond un diagramme de fonctionnement très fortement incliné qui a comme résultat une très forte distorsion qui explique l'infériorité de P_S pour ce cas par rapport au point A2.

2°) Au point C1 correspond moins de distorsion que pour le point A2. L'avantage est en faveur de A2 probablement parce que la résistance de charge de C1 est assez éloignée des conditions d'adaptation petit signal et présente une valeur faible ce qui est, comme nous l'avons prévu au paragraphe IV.1.2, un cas où la puissance de sortie devient assez sensible à la désadaptation.

Les conclusions auxquelles aboutissent les constatations précédentes sont les suivantes :

Comme le montre la figure IV.23 la précision sur l'impédance d'adaptation n'est pas très critique. En effet, les puissances pour le point A2 et les points B1 et C3 sont respectivement 86, 82 et 79 mW. La comparaison entre les points A2, B4 et C1 qui possèdent pratiquement la même réactance de charge mais des résistances différentes confirme cette "mollesse" de l'adaptation. Trois raisons nous semblent être à la base de cette faible sensibilité de l'adaptation.

1°) On retrouve dans le fonctionnement grand signal un comportement à l'adaptation qui s'apparente encore à celui que nous avons montré dans le cas du fonctionnement petit signal (figures IV.4, IV.5, IV.6, IV.7), c'est à dire qu'autour de l'impédance qui donne la puissance maximale il y a une plage de valeurs d'impédances dans laquelle les performances ne sont pas très éloignées de celles qui sont les meilleures. Il n'y a que lorsqu'on s'écarte beaucoup des valeurs optimales d'impédances que l'on enregistre des pertes en puissance importantes.

2°) L'antagonisme entre la distorsion par écrêtage et l'adaptation du type petit signal apporte une contribution certaine à la "mollesse" de l'adaptation dans certains cas. Par exemple, en observant les points A2 et B4 on se rend compte que le point B4 correspond à une adaptation plus proche des conditions petit signal, ce qui devrait lui conférer une puissance supérieure, mais cette possibilité est, en fait, en grande partie anihilée par la distorsion d'écrêtage et il en résulte une légère supériorité des performances du point A2. Ce n'est que lorsque la distorsion se cumule avec un écart trop important par rapport à l'adaptation petit signal que l'on obtient une chute importante de P_S avec les variations de l'impédance Z_{Ltran} (par exemple les points C3 et C4 sur la figure IV.23).

3°) Un autre mécanisme qui peut influencer la sensibilité d'adaptation est le couplage entre sortie et entrée du TEC, comme il a été analysé dans les paragraphes II.1 et IV.3.1.1. En effet, ce mécanisme supplémentaire modifie le jeu des autres mécanismes physiques évoqués précédemment.

Pour conclure ce paragraphe concernant la sensibilité de l'adaptation, ajoutons que cette "mollesse" de l'adaptation est un phénomène que nous avons enregistré, aussi, au cours des mesures tant avec la méthode classique (adaptation avec un transformateur d'impédance) qu'avec la méthode de la charge active ce qui corrobore l'étude théorique que nous venons de développer.

IV.3.3 - Rôle des harmoniques.

La présence inévitable de la distorsion, en fonctionnement grand signal, pose le problème de l'étude de l'influence de l'impédance de charge aux fréquences harmoniques. Autrement dit : existe-t-il un "jeu" d'impédances pour la fréquence fondamentale et pour les harmoniques qui puisse produire une forme de diagramme de fonctionnement particulièrement favorable pour fournir de la puissance à la fréquence fondamentale ?

Etant entendu que, pratiquement, on admet possible la réalisation d'un circuit capable de réaliser les valeurs d'impédances voulues aux différentes composantes fréquentielles.

Du point de vue expérimental, la seule méthode qui permettrait d'étudier systématiquement ce problème est celle dite de la "charge active" multifréquence [60]. Un tel dispositif permet, en effet, d'injecter à la sortie du transistor des harmoniques avec la possibilité de modifier leur déphasage et leur amplitude à volonté. Il est évident que ce procédé implique des complications considérables du dispositif de mesures.

Une autre approche du problème a été tentée par certains auteurs [55] [56], [61]. Elle consiste à échantillonner les signaux aux bornes du dispositif, ce qui permet d'évaluer les distorsions en sortie du transistor ; néanmoins, la conception du système n'autorise pas la matérialisation de n'importe quelle impédance de charge aux harmoniques supérieures, car l'adaptation s'effectue par l'intermédiaire d'un adaptateur classique piloté par un microprocesseur.

Ce problème de l'influence de la nature de la charge aux fréquences harmoniques est donc très difficile à étudier expérimentalement. Sur le plan théorique, notre simulation devrait pouvoir nous apporter des réponses à ce problème puisqu'elle permet de prendre en compte les harmoniques. Cependant, il est clair qu'une étude exhaustive est hors de question car la procédure de convergence est alors extrêmement laborieuse. Nous allons nous contenter, dans ce qui suit, de donner d'abord des indications qualitatives au vu des enseignements apportés par les paragraphes précédents, puis nous conforterons ces indications à l'aide de quelques résultats obtenus par la simulation.

Les deux cas extrêmes, en ce qui concerne les impédances aux harmoniques supérieures, sont le circuit ouvert et le court-circuit. Dans le premier cas le courant drain est parfaitement sinusoïdal et dans le deuxième cas c'est la tension drain-source qui est parfaitement sinusoïdale. Rappelons que toute l'étude que nous avons décrite dans les paragraphes précédents a été effectuée avec l'hypothèse d'un circuit ouvert pour les harmoniques. Les enseignements tirés de cette étude sont que, en grand signal, pour avoir le maximum de puissance d'entrée donnée, il est nécessaire que le diagramme de fonctionnement conserve une position relativement couchée dans le réseau des caractéristiques statiques. Le fait que le diagramme de fonctionnement soit assez couché entraîne que la limitation d'excursion s'exerce principalement par écrêtage en tension, du côté de la tension de déchet et du côté de l'avalanche, plutôt que par écrêtage en courant.

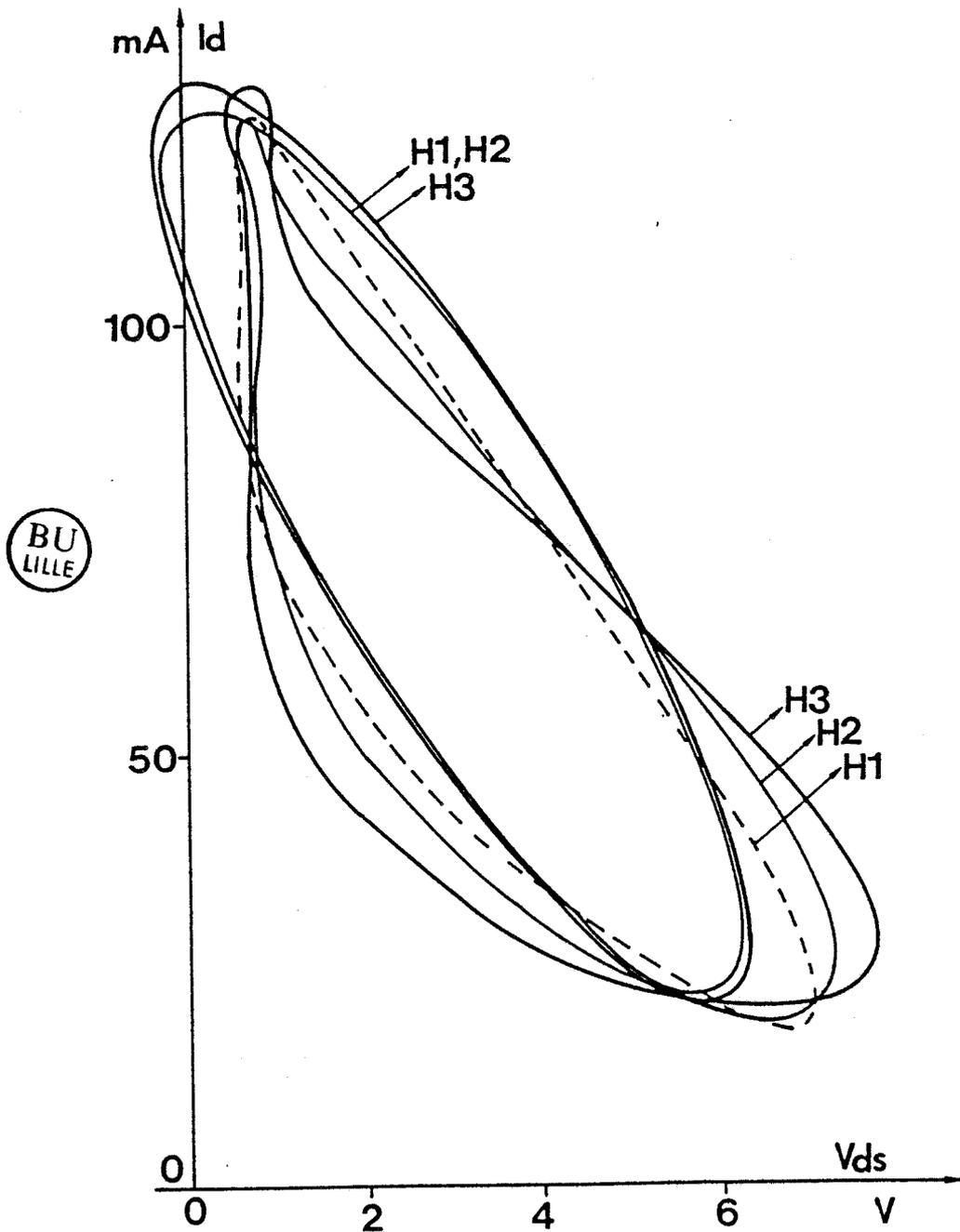


Figure IV.29 : Ellipses et diagrammes de fonctionnement pour différentes charges présentées à l'harmonique 2.
($Z_{Lext} = 35 + j5 \Omega$ pour le fondamental).

Par ailleurs, nous savons que lorsque la tension drain-source est écrêtée, l'amplitude de sa composante fondamentale peut devenir plus grande que la tension de polarisation drain-source et, ainsi, permettre d'obtenir plus de puissance. Ces considérations qualitatives conduisent à penser que les impédances à présenter aux harmoniques, pour avoir un effet favorable, doivent être plus proches du circuit ouvert que du court circuit.

C'est ce que nous allons confirmer maintenant avec quelques résultats significatifs donnés par la simulation. Pour raccourcir la durée de la convergence du programme nous avons limité cette étude au traitement du fondamental et de l'harmonique 2 (10 et 20 GHz). Cette simplification n'entraîne pas d'erreur importante tant que le niveau de puissance de sortie n'est pas trop élevé car nous avons constaté que l'harmonique 2 a alors une amplitude largement supérieure à celles des harmoniques de rangs supérieures. La puissance d'entrée a été fixée à 10 mW et l'impédance de charge extérieure Z_{Lext} , pour le fondamental, à $(35 + j5)\Omega$. Le tableau IV.6 montre les résultats obtenus en puissance de sortie et distorsions de tension et de courant pour trois valeurs de charge interne (Z_{Ltr2}) concernant l'harmonique 2.

	P_S mW	Z_{tr2} Ω	Dist. V_{DS} %	Dist. I_D %
H1	81,5	118-j52	26	13
H2	82,2	305+j46	34	7
H3	85,6	C.O.	44	0

Tableau IV.6.

On constate effectivement, sur ce tableau, que la puissance de sortie s'améliore lorsque Z_{tr2} croit. Le meilleur résultat est donné par le circuit ouvert : la puissance fournie à la fréquence fondamentale est maximum et la puissance fournie à l'harmonique 2 est nulle (amplitude nulle de l'harmonique 2 de I_D). Ces résultats sont à corrélérer avec les formes de diagramme de fonctionnement de la figure IV.29. Sur cette figure sont représentés d'une part les diagrammes de fonctionnement obtenus pour chacune des valeurs de Z_{tr2} et d'autre part, les ellipses correspondant à la composante fondamentale .

L'écrtage par la limite basse de la tension drain-source (tension de dchet) montre, clairement, la validit du raisonnement qualitatif effectu au dbut de ce paragraphe : l'écrtage en tension s'exerce prioritairement et constitue la limite sur laquelle vient buter le point de fonctionnement, obligeant ainsi le diagramme de fonctionnement à se redresser légèrement pour y échapper.

En conclusion de cette étude sur le rôle des harmoniques, il apparaît que l'on a intérêt à présenter à celles-ci des impédances de charge les plus grandes possibles. Toutefois, dans le cas d'un fonctionnement à compression de gain raisonnable, donc à distorsion modérée, l'effet favorable que l'on peut espérer de ce choix est assez limité et ne peut pas pallier à une insuffisance fondamentale des caractéristiques du composant, notamment en ce qui concerne son impédance de sortie petit signal.

IV.3.4 - Etude de l'adaptation en fonction de la tension de polarisation drain-source.

La relation entre les performances du TEC et la tension de polarisation V_{DS0} est un élément fondamental du comportement global du transistor dans les conditions de fonctionnement à des puissances relativement importantes. La modification de la tension de polarisation V_{DS0} est susceptible de changer le cadre de fonctionnement du dispositif et ainsi peut apporter de nouvelles indications sur les différents mécanismes en présence et sur le fonctionnement à l'adaptation.

IV.3.4.1 - Résultats de la simulation numérique.

La simulation numérique a été utilisée pour comparer le comportement du modèle à deux tensions de polarisation drain-source différentes, 3V et 5V, avec la même tension de polarisation grille-source $V_{G0} = -0,9$ V et la même puissance d'entrée $P_e = 15$ mW.

Pour séparer les problèmes, nous avons, dans la présente étude, supprimé le mécanisme d'avalanche ; l'influence de cette dernière sera examinée dans le paragraphe IV.3.5. Signalons, par ailleurs, que nous avons repris l'hypothèse d'un circuit ouvert en tant que charge pour les harmoniques.

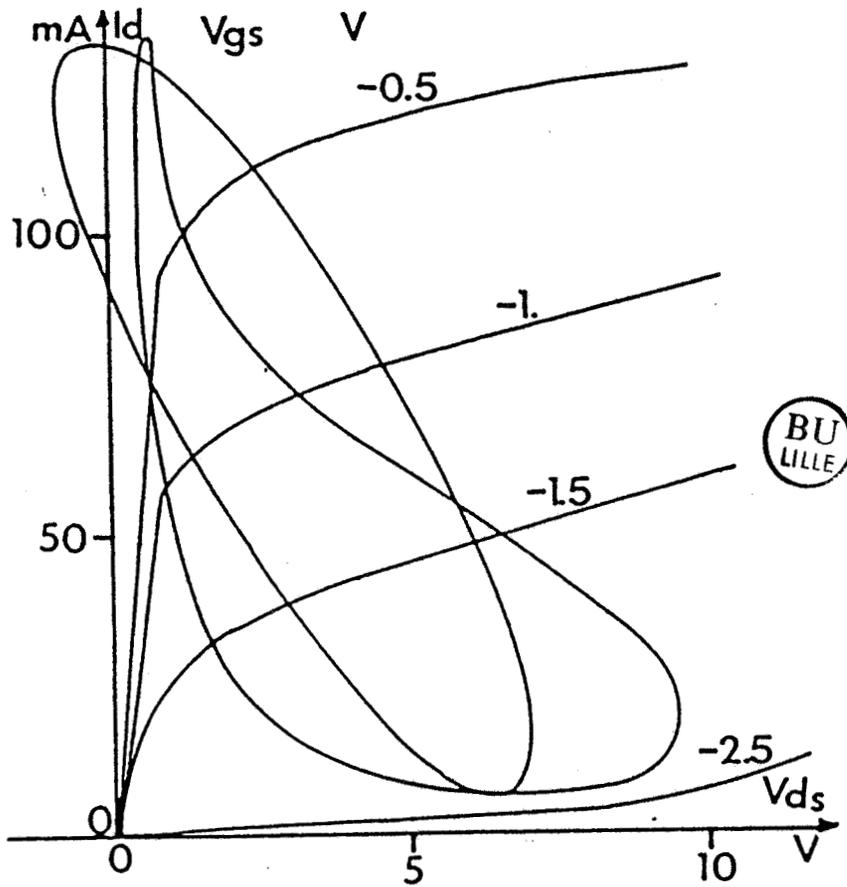


Figure IV.30 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation pour $V_{DS0} = 3$ V.

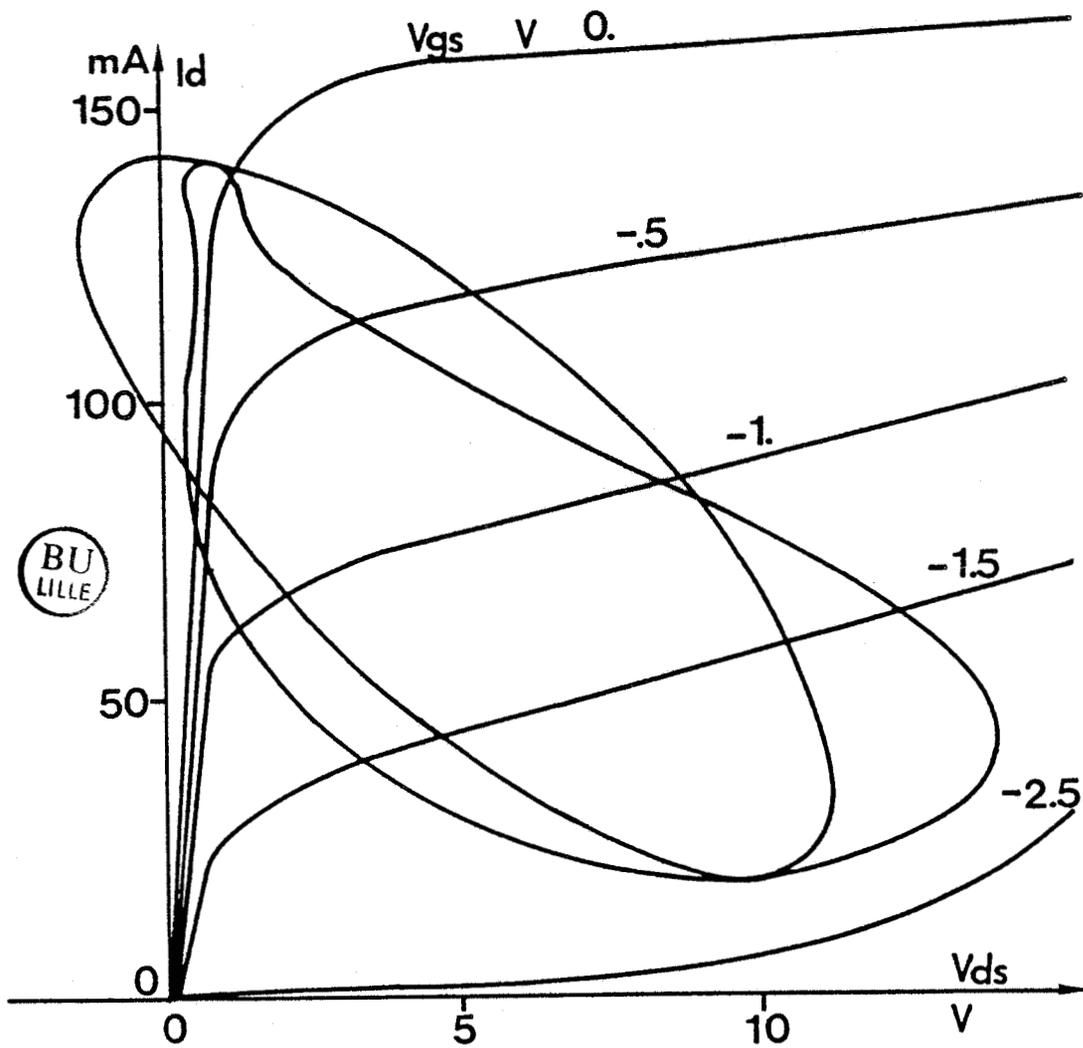


Figure IV.31 : Diagramme de fonctionnement à l'adaptation pour $V_{DS0} = 5$ V.

Les figures IV.30 et IV.31 montrent les diagrammes de fonctionnement obtenus pour les deux polarisations. Le tableau IV.7 donne les résultats obtenus au maximum de puissance de sortie, donc à l'adaptation.

V_{DSO} V	Z_{Lext} Ω	Z_{Ltr} Ω	P_S mW	Distortion D_2 %
3	35+j5	54+j31	111,0	54
5	30+j25	76+j67	159,5	40

Tableau IV.7.

La comparaison de ces deux cas de polarisation montre que :

1°) L'impédance d'adaptation est plus proche de l'impédance d'adaptation petit signal pour $V_{DSO} = 5V$ que pour $V_{DSO} = 3V$.

2°) La puissance de sortie (ou le gain) est nettement plus favorable pour $V_{DSO} = 5V$.

3°) La distorsion en tension est supérieure pour $V_{DSO} = 3V$.

L'interprétation de ces résultats s'effectue facilement dans la logique des développements et observations des paragraphes précédents. Le déplacement vers des polarisations V_{DSO} plus élevées permet des excursions de tension plus grandes du côté de la tension de déchet. De cette façon les zones à forte distorsion sont atteintes pour des puissances plus élevées ; autrement dit, à puissance d'entrée constante, le diagramme de fonctionnement pour $V_{DSO} = 5V$ satisfait mieux la condition d'adaptation du type petit signal qui, rappelons le, est la plus favorable à l'égard du gain. Donc, il est tout à fait normal que l'on ait de meilleures performances à des tensions V_{DSO} plus importantes tant que l'effet d'avalanche n'intervient pas.

Il faudrait nuancer ce raisonnement en introduisant les nonlinéarités mineures dues aux dissymétries du réseau des caractéristiques statiques qui changent, quelque peu, les conditions d'adaptation par rapport à celle du véritable régime petit signal ; néanmoins, cet aspect des choses est relativement peu important devant les mécanismes de distorsion dues aux contraintes limites.

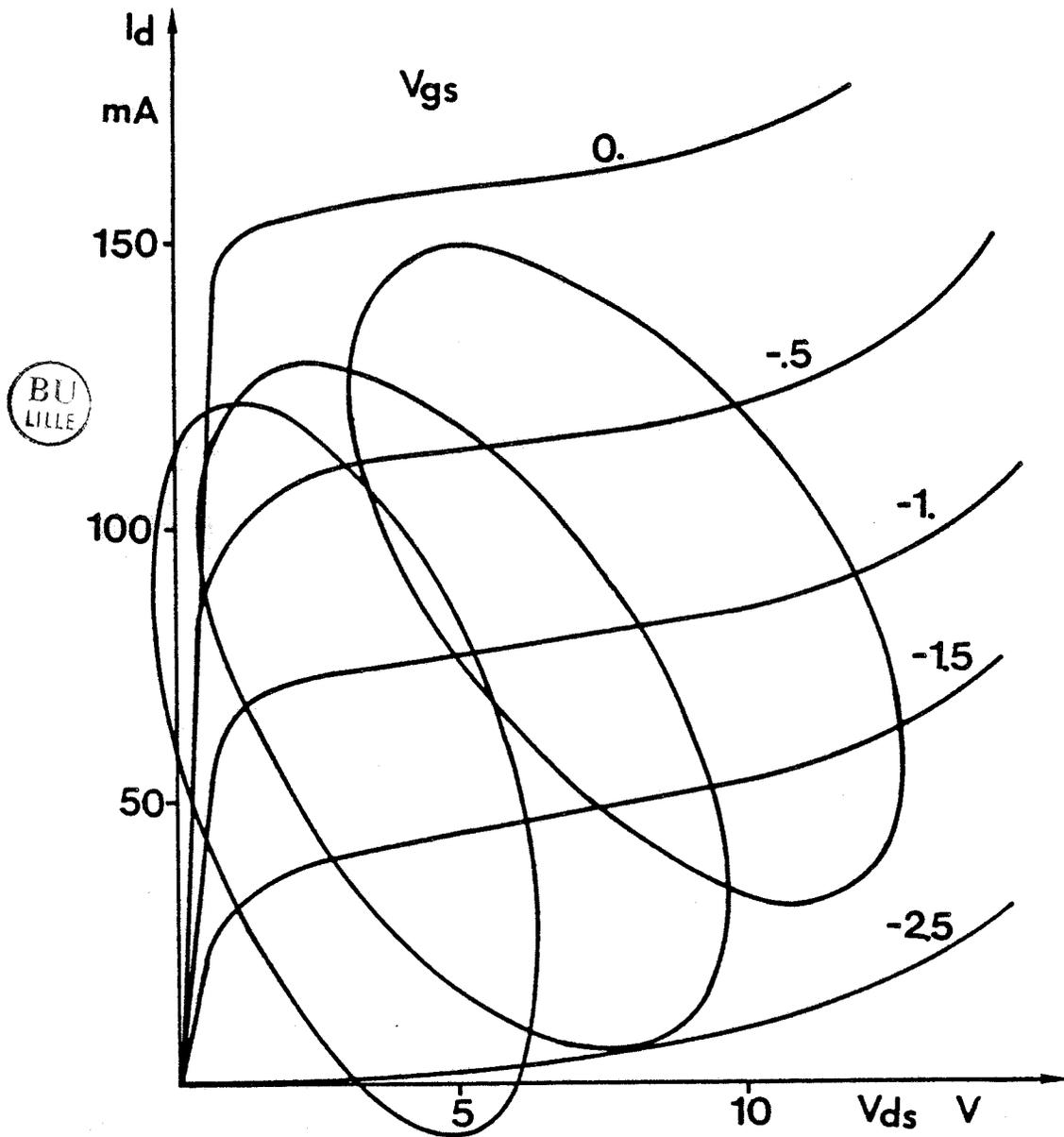


Figure IV.32 : Ellipses de fonctionnement en adaptation du LEP HF10, pour trois polarisations V_{DS0} (3 V, 5 V et 8 V) et avec la même puissance d'entrée (18,6 mW).

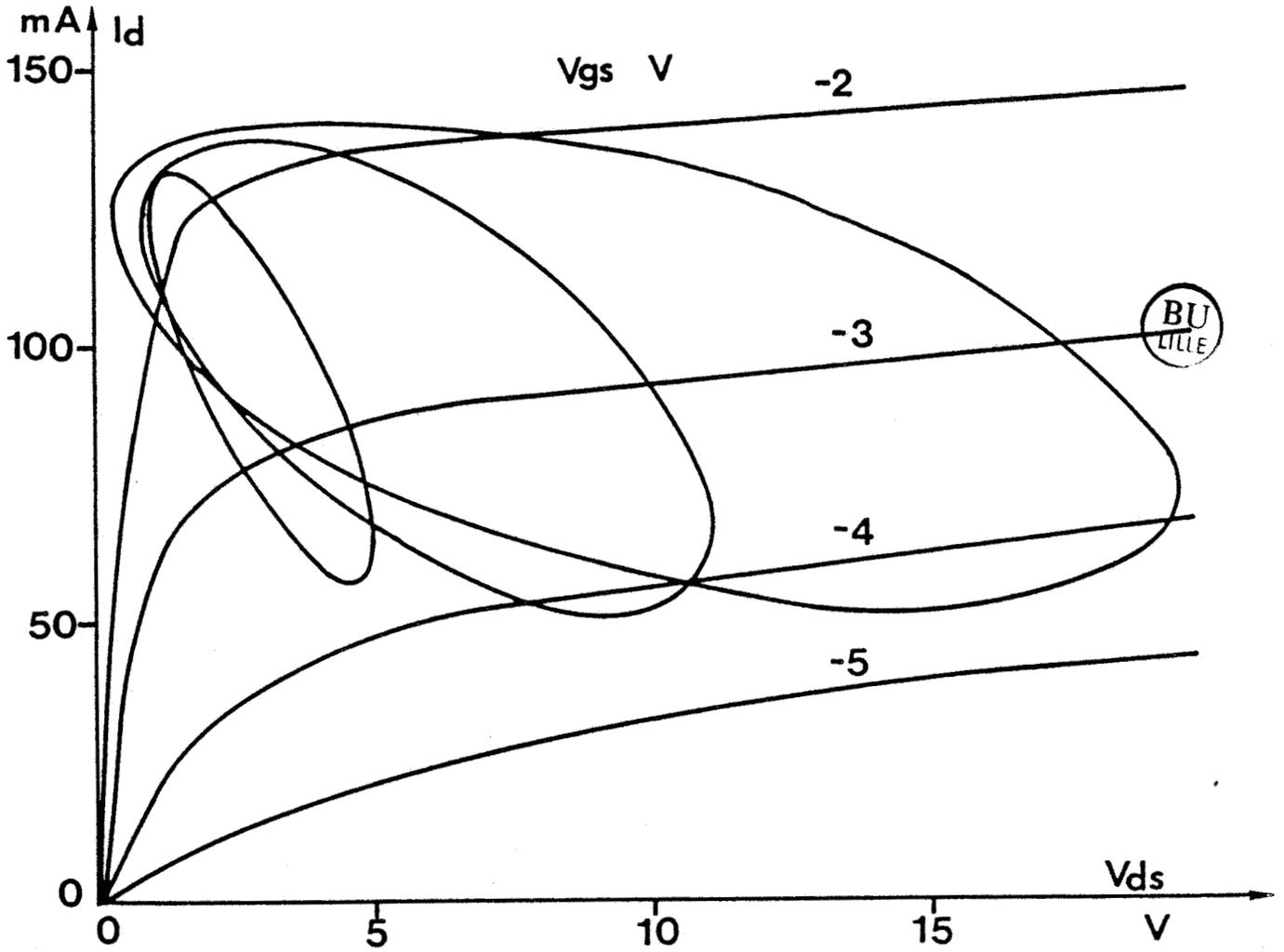


Figure IV.33 : Ellipses de fonctionnement en adaptation du NEC 869, pour trois polarisations V_{DS0} (3 V, 6 V et 9 V) et avec la même puissance d'entrée (11,8 mW).

IV.3.4.2 - Confrontation expérimentale.

Les transistors utilisés sont toujours le LEP HF10 et le NEC869. Nous donnons, d'abord, sur les figures IV.32 et IV.33 des évolutions typiques des ellipses de fonctionnement de ces transistors, à 10 GHz, en fonction de la tension de polarisation. On remarque nettement, pour chacun des transistors, l'évolution de l'ellipse vers une position de plus en plus couchée au fur et à mesure que la tension de polarisation drain-source croît, ce qui confirme les résultats ci-dessus de la simulation.

D'autre part, il est intéressant d'examiner de près comment varient les impédances d'adaptation de ces deux transistors. Celles-ci sont données sur les figures IV.34, IV.35, IV.36 et IV.37. Il s'agit des impédances de charge internes vues entre drain et source.

Les figures IV.34 et IV.35 concernant le NEC869 démontrent clairement l'évolution de l'impédance constatée avec la simulation numérique ; à part quelques irrégularités, l'augmentation de la résistance et notamment de la réactance de charge avec la tension de polarisation V_{DSO} est vérifiée. La variation de la réactance est spectaculaire et correspond à la "libération" de l'ellipse, de la tension de déchet dès que la tension de polarisation V_{DSO} le permet.

Dans le cas du HF10 (figures IV.36 et IV.37) on observe aussi une tendance à l'augmentation de la réactance avec la tension V_{DSO} , notamment lors des variations réalisées dans la plage des tensions qu'on peut qualifier de faibles ; lorsque V_{DSO} devient plus importante, X_{Ltr} demeure quasiment stable. Pour ce même transistor, l'évolution de la résistance de charge et beaucoup moins marquée et plus ou moins régulière.

La différence de comportement entre les deux transistors trouve son explication dans deux raisons principales :

1°) Le NEC869 présente une conductance gd plus faible que celle du HF10, à laquelle correspond une impédance de charge qui conduit à des distorsions importantes. Lorsque V_{DSO} est faible, la tension de déchet impose une ellipse de fonctionnement redressée mais lorsque elle devient plus importante la contrainte s'éloigne et libère ainsi un espace d'excursion plus important et permettant une adaptation avec une impédance Z_{Ltr} plus proche de celle du régime petit signal.

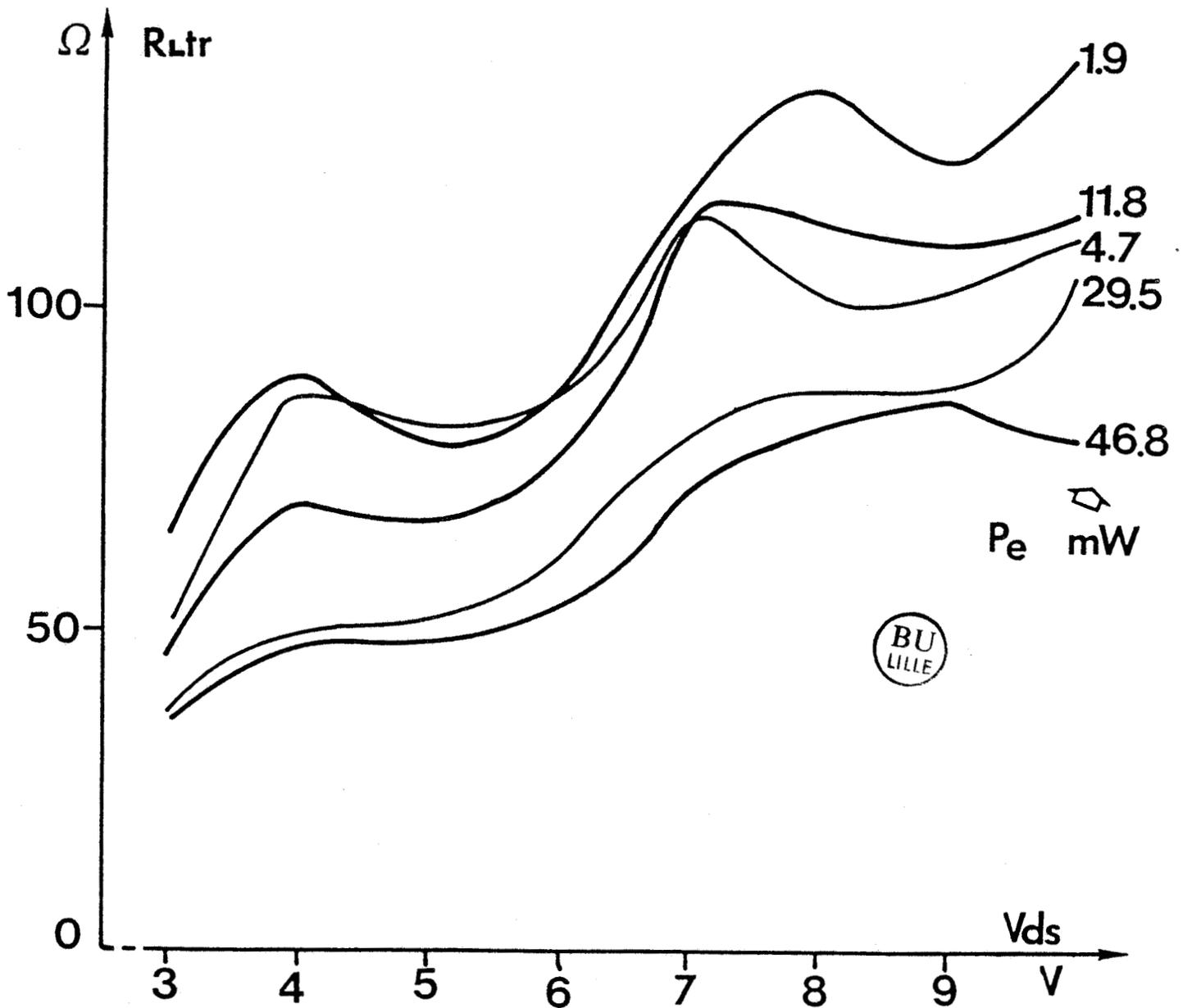


Figure IV.34 : Evolution expérimentale de la partie réelle de la charge d'adaptation du NEC 869 pour différentes puissances d'entrée et tensions de polarisation drain-source.

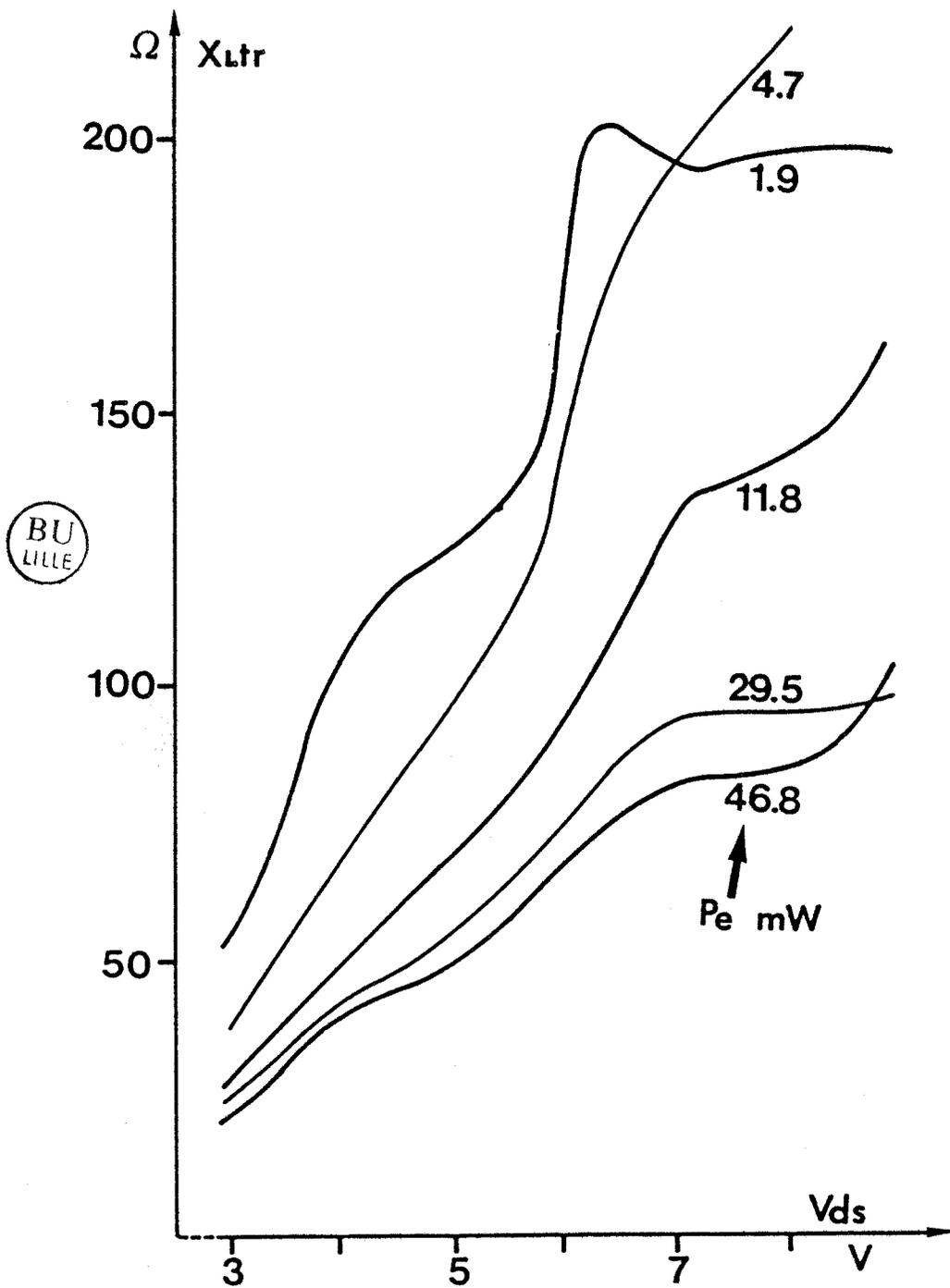


Figure IV.35 : Evolution expérimentale de la partie imaginaire de la charge d'adaptation du NEC 869 pour différentes puissances d'entrée et tensions de polarisation drain-source.

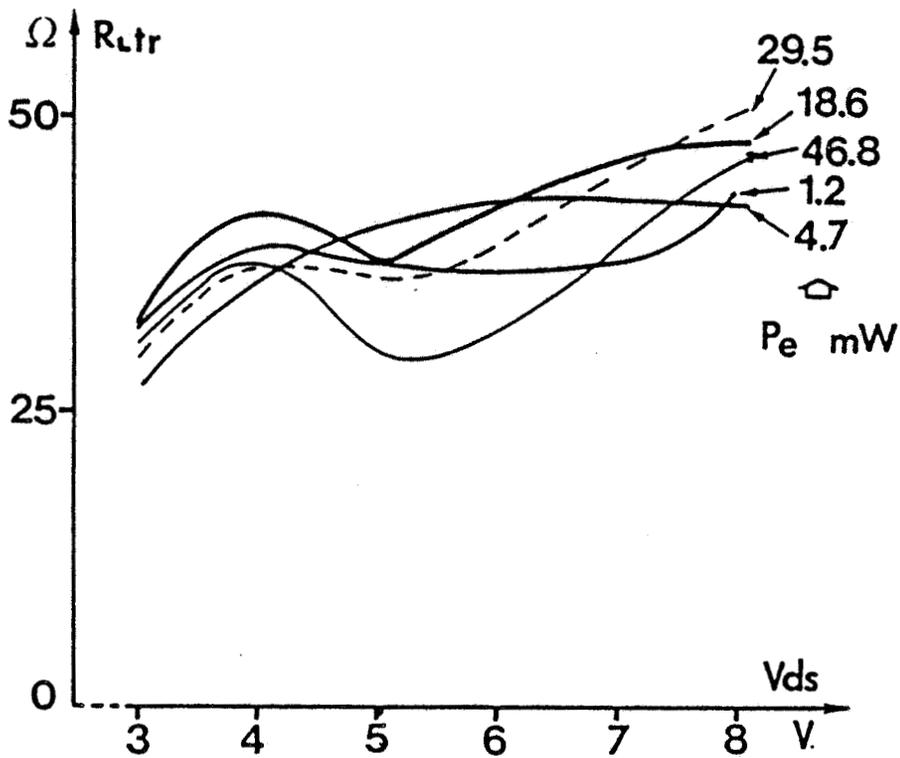


Figure IV.36 : Evolution expérimentale de la partie réelle de la charge d'adaptation du LEP HF10 pour différentes puissances d'entrée et tensions de polarisation drain-source.

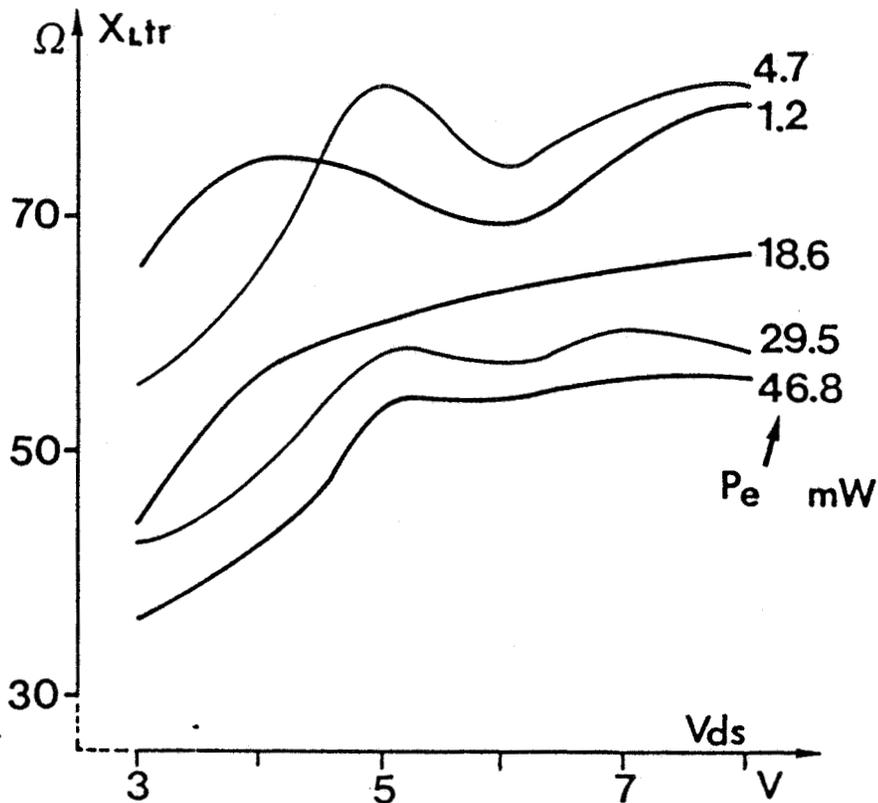


Figure IV.37 : Evolution expérimentale de la partie imaginaire de la charge d'adaptation du LEP HF10 pour différentes puissances d'entrée et tensions de polarisation drain-source.

2°) La mise en avalanche progressive, à des tensions relativement basses, du HF10 fait que ce transistor en se libérant de la contrainte de la tension de déchet tombe rapidement dans le secteur de l'avalanche. Une analyse détaillée de ce mécanisme sera faite au paragraphe suivant.

IV.3.5 - Influence de l'avalanche.

L'avalanche est une cause prédominante de destruction pour les transistors à effet de champ et, de ce fait, constitue une limitation fondamentale pour l'amplification de puissance. Cette limitation s'exerce en premier lieu par une réduction de l'excursion de la tension drain-source, cette dernière ne pouvant pas dépasser la tension V_{BR} de claquage au pincement. Mais, outre ce mécanisme évident, d'autres mécanismes peuvent intervenir liés à l'apparition de courants supplémentaires, à cause de l'avalanche. En particulier le courant d'avalanche se refermant par le circuit de grille est susceptible de provoquer des modifications des conditions d'attaque en entrée et, par conséquent, des performances en gain et en puissance.

L'étude que nous présentons dans ce paragraphe a pour objectif de voir dans quelle mesure et avec quelle rapidité le fonctionnement en amplification est perturbé au début de l'apparition du phénomène d'avalanche, c'est à dire lorsque le point de fonctionnement va dans les zones du réseau de caractéristiques où l'avalanche n'apporte encore qu'une faible augmentation du courant drain, ne présentant pas encore de risque de destruction.

IV.3.5.1 - Résultats de la simulation numérique.

Pour cette étude nous avons utilisé notre simulation numérique sans, et avec introduction de l'avalanche, celle-ci étant traitée comme il a été décrit au chapitre III.

Cette comparaison a été effectuée avec :

- même polarisation : $V_{DS0} = 5$ Volt, $V_{GO} = -0,9$ Volt
- même puissance d'entrée : $P_e = 15$ mW
- quatre impédances de charges extérieures, de valeurs identiques.

Les résultats de cette comparaison sont donnés dans le tableau IV.8.

Avec avalanche

$Z_{\text{ext}} \Omega$	$Z_{\text{tran}} \Omega$	$P_S \text{ mW}$	$V_{ga} \text{ mV}$	$ I_g \text{ mA}$	ϕ_{I_g}
30+j15	61+j52	121,9	998	13,7	82°
40+j15	69+j37	131,8	976	12,5	84°
50+j15	79+j21	131,4	945	11,7	83°
60+j15	86+j8	124,6	935	11,6	79°

Sans avalanche

$Z_{\text{ext}} \Omega$	$Z_{\text{tran}} \Omega$	$P_S \text{ mW}$	$V_{ga} \text{ mV}$	$ I_g \text{ mA}$	ϕ_{I_g}
30+j15	61+j51	157,1	1145	12,4	92°
40+j15	73+j36	151,2	1035	11,8	91°
50+j15	83+j21	143,8	966	11,5	89°
60+j15	83+j8	135,5	925	11,4	87°



Tableau IV.8.

Dans chacun des deux cas, on donne, pour chaque impédance de charge extérieure, l'impédance de charge vue par le transistor, la puissance de sortie, l'amplitude V_{ga} de la tension grille-source (à 10 GHz), le module et le déphasage (par rapport à la tension grille-source) de la composante fondamentale du courant de grille I_g .

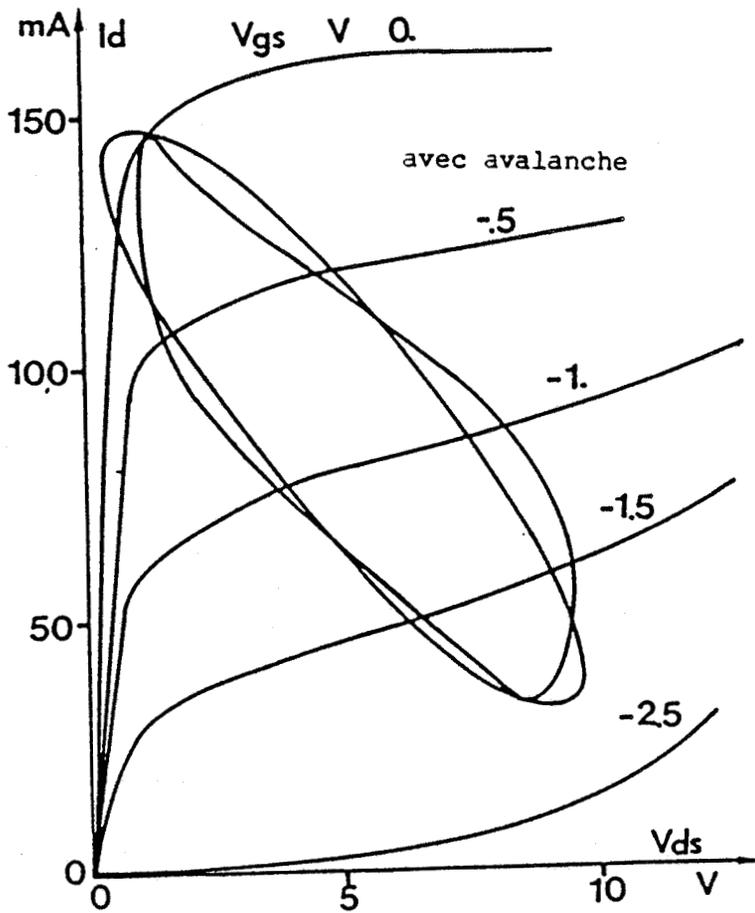
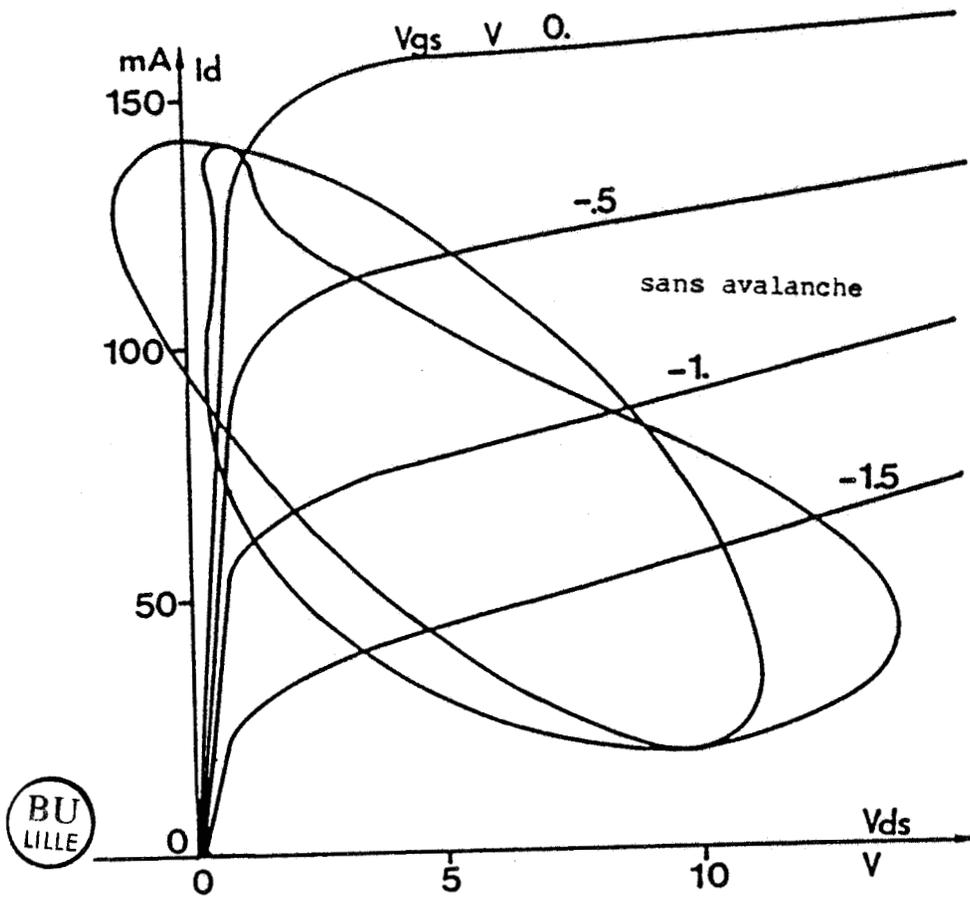


Figure IV.38 : Diagramme de fonctionnement avec et sans avalanche.

Quatre constatations s'imposent :

- la puissance de sortie est plus faible avec avalanche que sans.
- Il en est de même pour l'amplitude crête V_{ga} .
- Le déphasage du courant grille I_g par rapport à V_{gs} diminue en présence d'avalanche.
- Par ailleurs, l'impédance de charge d'adaptation, au niveau du transistor, passe de $(76+j67)\Omega$ (paragraphe IV.3.4.1), sans avalanche, à $(69+j37)\Omega$ avec avalanche.

A puissance d'entrée égale, l'avalanche diminue la puissance de sortie par rapport au cas sans avalanche. Le mécanisme de cette perte de performances est, semble-t-il, le suivant :

La diminution du déphasage entre I_g et V_{gs} devrait entraîner une augmentation de consommation de puissance en entrée.

Or, la puissance d'entrée étant imposée constante, la répercussion de la diminution, ci-dessus, de déphasage doit nécessairement s'accompagner d'une diminution d'amplitude de I_g ou de V_{ga} . I_g varie peu mais V_{ga} , par contre, diminue de manière nette. C'est cette diminution de l'excursion de tension grille-source qui est principalement responsable de la diminution de la puissance de sortie, dans la mesure où les impédances d'adaptation ne sont pas très différentes dans les deux cas, avec et sans avalanche. En ce qui concerne ce dernier point, la figure IV.38, montre comment se présentent les diagrammes de fonctionnement et confirme notre analyse.

Il reste à expliquer pourquoi le déphasage entre le courant grille et la tension grille-source diminue en présence d'avalanche : cet effet résulte de la superposition du courant grille normal de déplacement et d'une impulsion due à l'avalanche. Sans avalanche, le courant de grille I_g est presque en quadrature avec la tension V_{gs} ; par contre, en présence d'avalanche, apparaît, en plus du courant grille normal, une impulsion négative (courant sortant de la grille) coïncidant avec le passage de V_{gs} par son minimum (condition de pincement). La contribution de cette impulsion est telle qu'on enregistre un rapprochement entre la phase du courant grille I_g et la phase de la tension V_{gs} . La simulation numérique nous a permis de bien mettre en évidence cet effet de la composante d'avalanche du courant grille. A titre d'illustration, les figures IV.39 et IV.40 montrent comment se présente, au cours d'une période HF, le courant grille global, pour les cas d'impédances extérieures $(30+j15)\Omega$ et $(40+j15)\Omega$. La contribution d'avalanche est beaucoup plus grande dans le second cas que dans le premier.

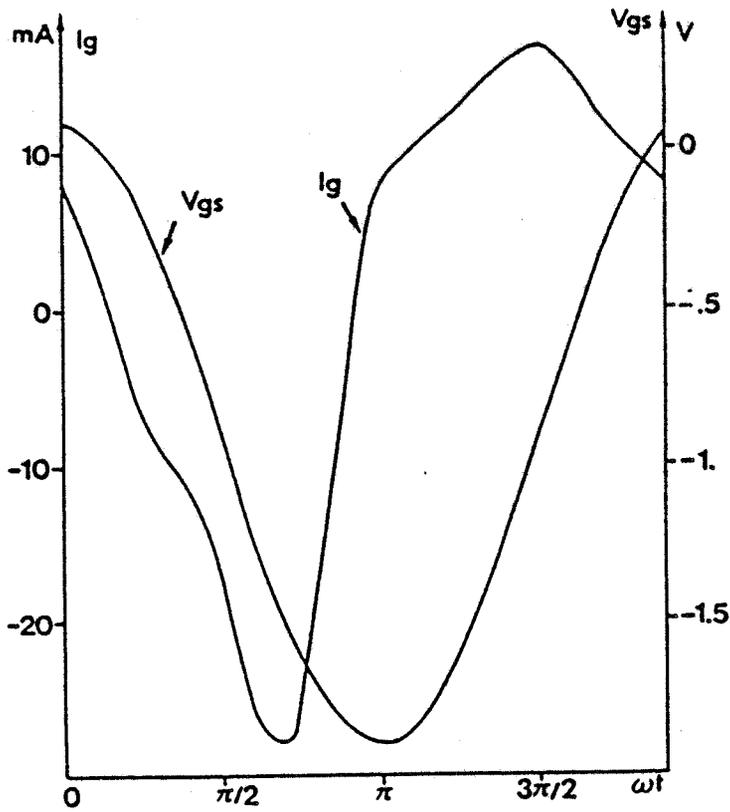


Figure IV.39 : Courant grille total avec $Z_{Lext} = 30+j15 \Omega$, en présence d'avalanche.

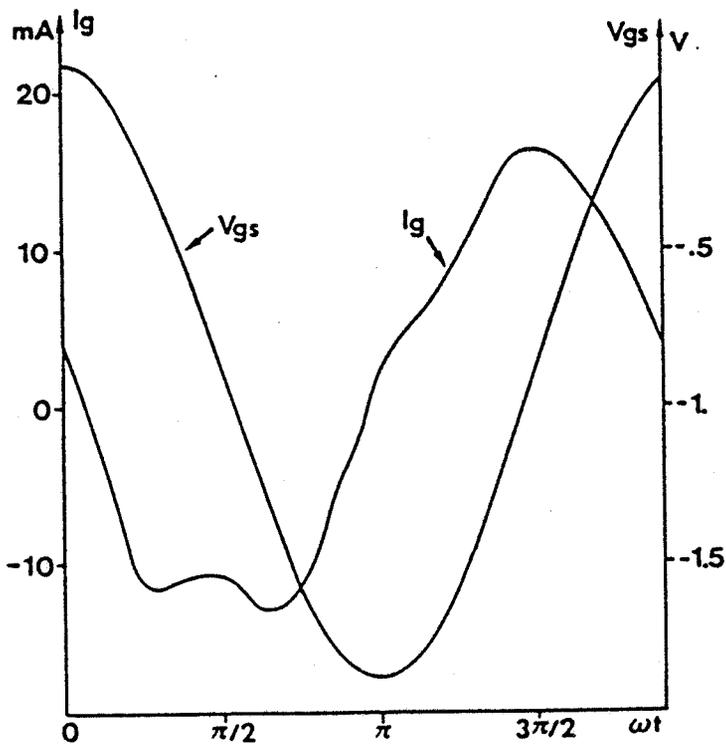


Figure IV.40 : Courant grille total avec $Z_{Lext} = 40+j15 \Omega$, en présence d'avalanche.

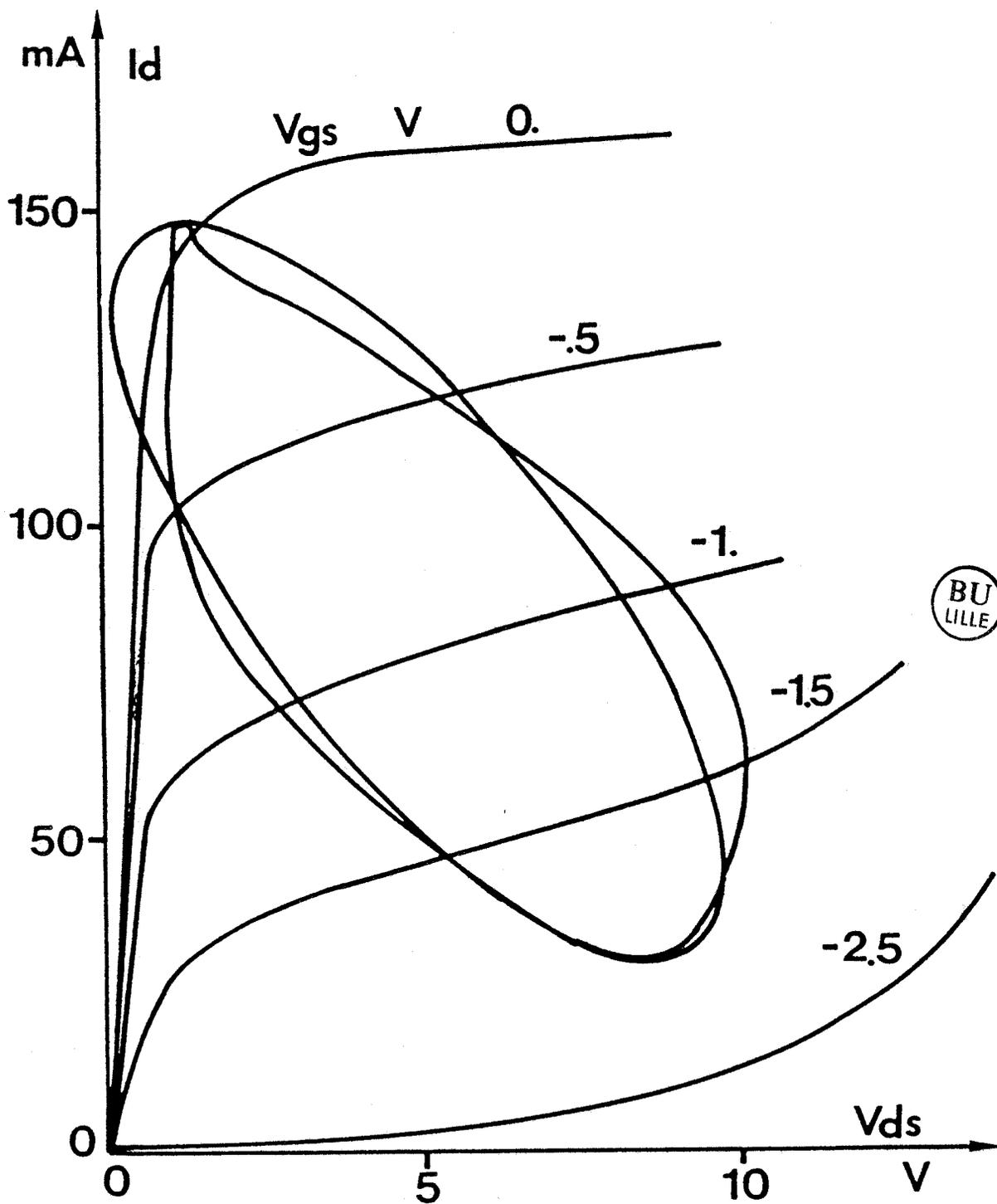


Figure IV.41 : Diagramme de fonctionnement pour $Z_{LExt} = 30 + j15 \Omega$, en présence d'avalanche.

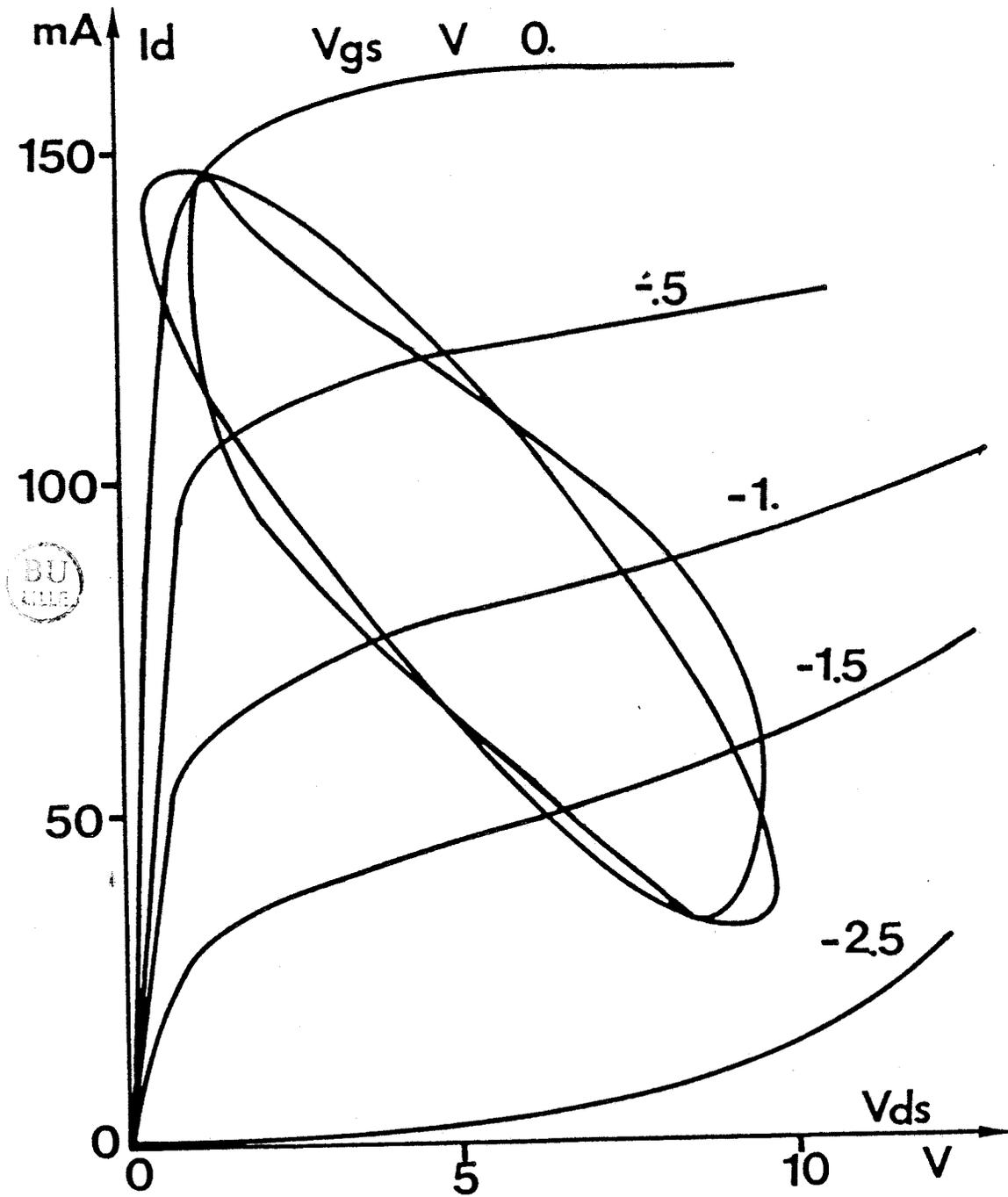


Figure IV.42 : Diagramme de fonctionnement pour $Z_{LExt} = 40 + j15 \Omega$, en présence d'avalanche.

Cette différence de courant d'avalanche résulte d'une différence nette d'excursion du point de fonctionnement dans la zone d'avalanche du réseau des caractéristiques comme le montrent les figures IV.41 et IV.42.

IV.3.5.2 - Résultats expérimentaux.

On ne peut évidemment pas effectuer une confrontation expérimentale, sur un même transistor, avec et sans avalanche. Par contre, on peut comparer deux transistors présentant des tensions d'avalanche très différentes. C'est le cas du LEP HF10 et du NEC869 dont les tensions de claquage au pincement sont respectivement de l'ordre de 15 Volt et 30 Volt. Une comparaison, sur les impédances d'adaptation de ces deux transistors et de leur évolution en fonction de la tension de polarisation V_{DSO} a été présentée précédemment sur les figures IV.34, IV.35, IV.36 et IV.37. En ce qui concerne l'influence de l'avalanche, ces figures permettent les constatations suivantes :

L'éloignement de la mise en avalanche pour le NEC869 se traduit par une spectaculaire augmentation de la résistance et de la réactance d'adaptation en fonction de la tension V_{DSO} . Par contre, l'évolution pour le HF10 n'est pas du tout la même ; l'impédance d'adaptation est quasiment la même pour les différentes valeurs de V_{DSO} , sauf pour les V_{DSO} faibles où la tension de déchet oblige l'ellipse de fonctionnement à être plus verticale et plus étroite.

Evidemment, l'avalanche n'est pas la seule raison de la relative stabilité de l'impédance d'adaptation pour le HF10. Comme il a été évoqué dans le paragraphe IV.3.4.2, l'impédance de sortie du HF10 est a priori plus faible que celle du NEC869, avec les conséquences analysées précédemment.

Par ailleurs, nous avons représenté sur la figure IV.43 l'évolution du gain en puissance en fonction de la tension V_{DSO} , pour les deux transistors et à différents niveaux de puissance d'entrée. Cette figure appelle les remarques suivantes :

1°) En parcourant les faibles valeurs de V_{DSO} nous constatons des variations rapides du gain pour le NEC869 ; à V_{DSO} plus élevée l'augmentation du gain est moins rapide.

2°) La dépendance du gain du HF10 par rapport à V_{DSO} est moins forte que celle du NEC869 sous les mêmes conditions de puissance d'entrée. En effet, le gain du HF10 évolue relativement vite pour les faibles V_{DSO} , mais on constate

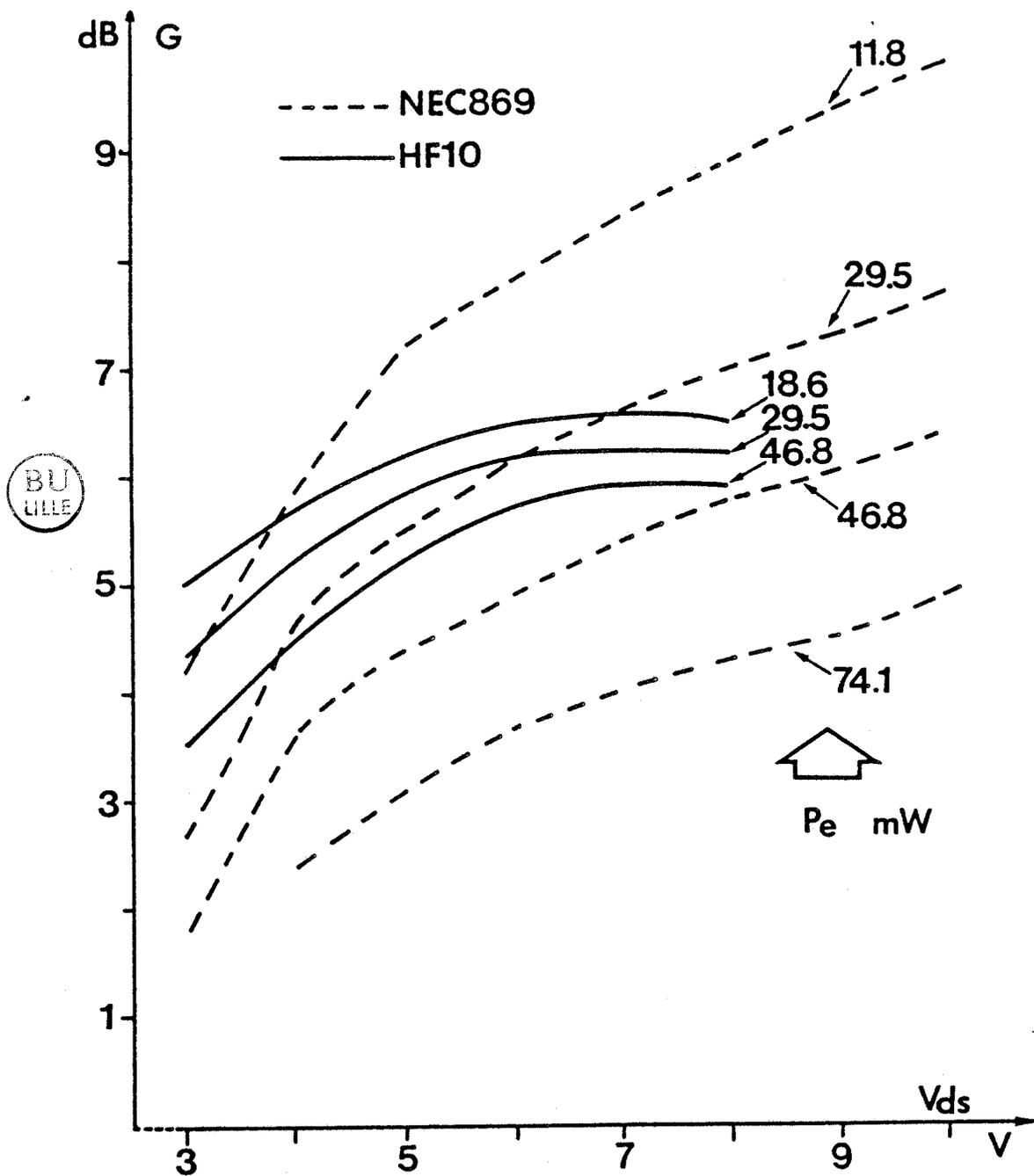


Figure IV.43 : Evolutions expérimentales du gain des transistors LEP HF10 et NEC 869 en fonction de la tension de polarisation drain-source et pour différentes puissances d'entrée.

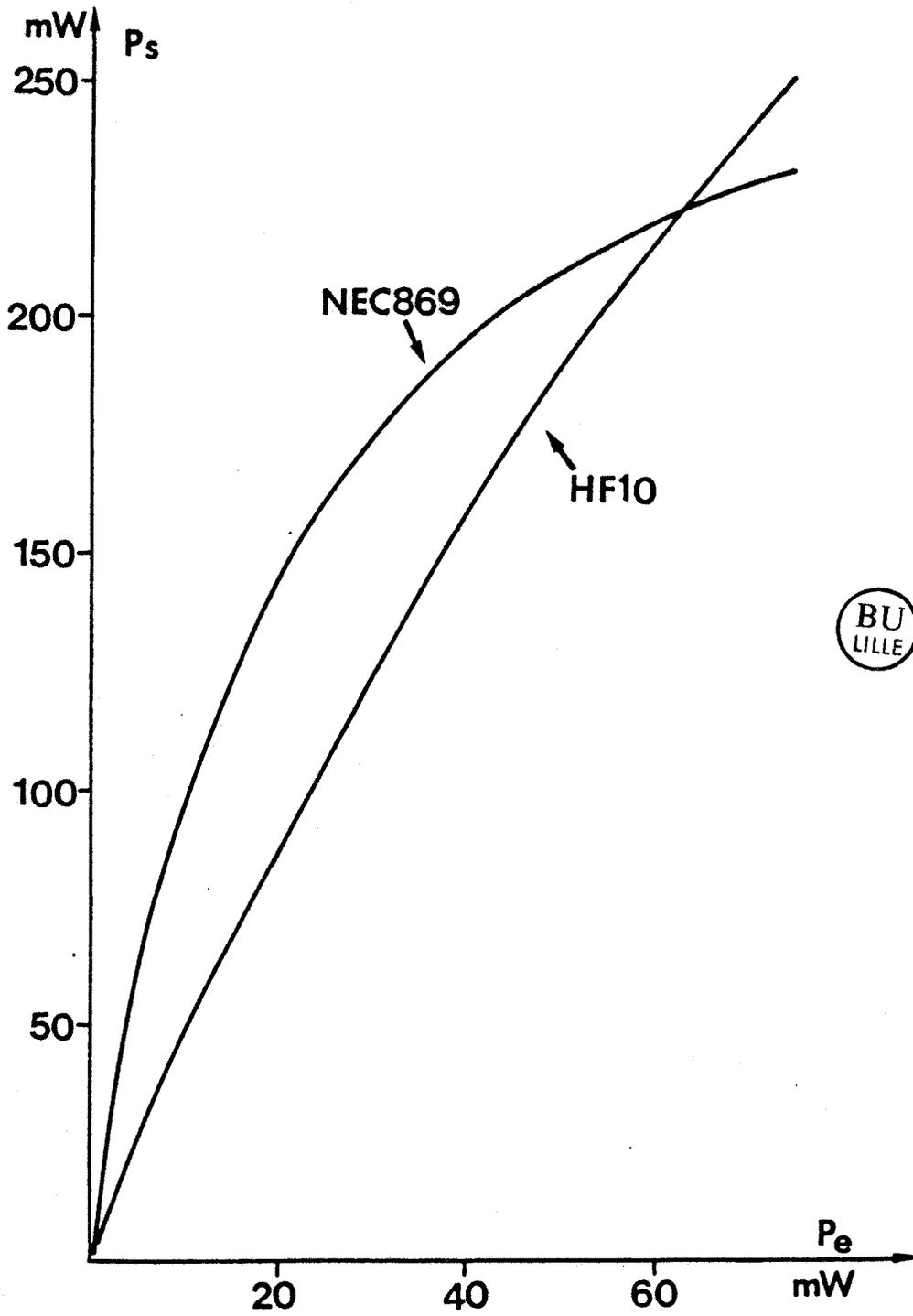


Figure IV.44 : Courbes expérimentales $P_s = f(P_e)$ des transistors LEP HF10 et NEC869 dans les conditions de polarisation optimales.

une stagnation de celui-ci lorsque la polarisation V_{DSO} devient forte.

3°) Pour les faibles valeurs de V_{DSO} le gain du HF10 est meilleur que celui du NEC869, à même puissance P_e , mais, ensuite avec l'accroissement de V_{DSO} la situation s'inverse et le NEC869 finit par avoir un gain supérieur à celui du HF10, sauf pour la puissance d'entrée la plus forte.

Nous entreprenons une nouvelle fois l'explication du comportement des deux transistors, en tenant compte, maintenant, du rôle de l'avalanche :

Aux faibles valeurs de V_{DSO} , les performances du NEC869 sont fortement affectées par la présence d'une tension de déchet élevée d'autant plus que les caractéristiques physiques de ce transistor conduisent à des impédances d'adaptation entraînant un fonctionnement avec une forte distorsion par écrêtage. Ainsi, lorsque la tension V_{DSO} est proche de la tension de déchet, le HF10 l'emporte sur le NEC869. Lorsque, les transistors sont polarisés à des tensions supérieures à 5 V, le NEC869 peut se libérer de la contrainte de la tension de déchet et utiliser ses capacités à fournir un meilleur gain avec des charges qui permettent d'avoir des excursions en tension importantes. Ainsi, dans le cas du NEC869, le faible g_d et l'éloignement de la tension de claquage permettent au composant de fournir des gains importants tant que la puissance d'entrée n'est pas trop élevée.

Par contre le gain du HF10 est pénalisé par un g_d plus fort et par une tension de claquage précoce. Mais, nous avons pu constater que le HF10, fonctionnant avec des polarisations optimales de l'ordre de 7 à 8 Volt, est apte à fournir une puissance maximale nettement meilleure que celle du NEC869. Pour illustrer cette affirmation, nous montrons sur la figure IV.44 les courbes $P_S = f(P_e)$ pour les deux transistors et pour les polarisations V_{DSO} les plus favorables : 8 V pour le HF10 et 10 V pour le NEC869. Le NEC869 présente, alors un gain qui est nettement meilleur que celui du HF10 en faibles et moyennes puissances mais, la compression de son gain apparaît plus rapidement en fonction de la puissance d'entrée, la situation s'inverse, au profit du HF10, aux puissances qu'on peut qualifier comme fortes.

En conclusion, des indications fournies d'une part par la simulation numérique et, d'autre part, par les observations expérimentales, il apparaît qu'il ne suffit pas qu'un transistor ait une tension d'avalanche élevée pour être un bon composant de puissance, il faut, aussi que ses caractéristiques de sortie se prêtent à un fonctionnement grand signal sans compression précoce du

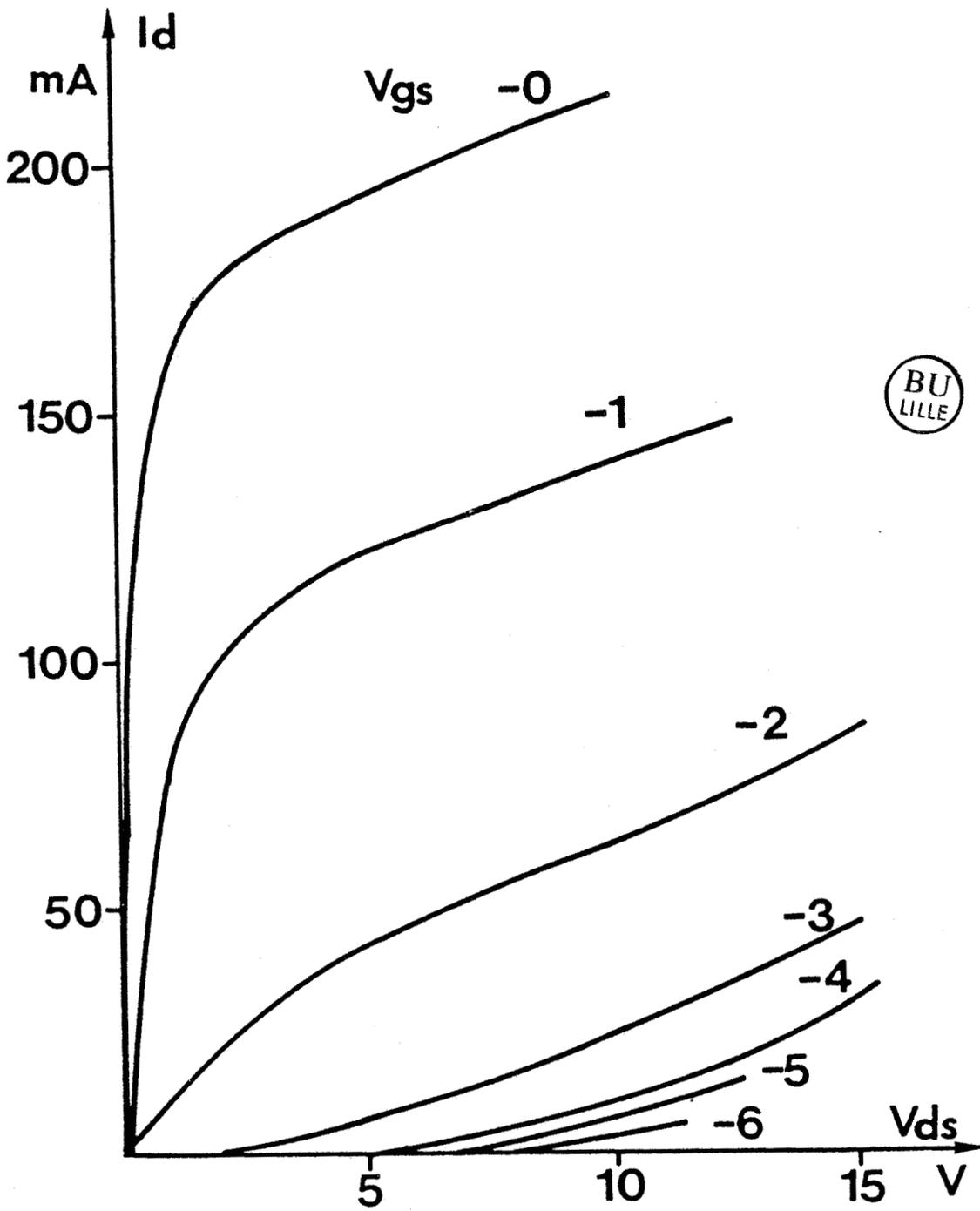


Figure IV.45 : Réseau des caractéristiques du NEC900.

gain. A ce titre, il paraît intéressant de mentionner comme exemple du composant de puissance type, un transistor dont nous n'avons pas encore parlé : le NEC900.

Celui-ci allie à la fois les qualités d'impédance de sortie du LEP HF10 et la tenue au claquage du NEC869 et constitue donc une synthèse intéressante. Nous montrons sur la figure IV.45 comment se présente le réseau des caractéristiques statiques de ce transistor. On peut y constater l'inclinaison marquée des caractéristiques conférant à ce composant une valeur de g_d compatible à la fois pour un fonctionnement en petit signal et en grand signal.

IV.3.6 - Prév́ision du comportement du TEC à fréquence plus élevée.

L'évolution du comportement du TEC avec la fréquence est un point très important entrant dans le cadre global du fonctionnement dynamique à haut niveau de puissance. Bien que cette préoccupation sorte du cadre fixé à notre travail, nous nous sommes efforcés d'apporter quelques éléments. Une vaste étude, sur ce sujet, est actuellement en cours au CHS et fera l'objet de publications prochaines.

L'indication donnée le plus souvent par les auteurs ayant étudié le comportement fréquentiel du TEC est que le gain maximum disponible (MAG) varie, approximativement comme l'inverse du carré de la fréquence. Un autre aspect nous semble tout au moins aussi important, c'est l'évolution de l'impédance de charge d'adaptation en fonction de la fréquence ; or ce second aspect a été, jusqu'à présent, peu étudié et surtout à haut niveau de puissance.

La compréhension que nous avons maintenant du mécanisme de l'adaptation nous permet d'aborder le problème de l'évolution fréquentielle selon le raisonnement suivant : l'adaptation à haut niveau est un compromis entre l'adaptation petit signal (donnant un gain maximum) et la distorsion par écrêtage en tension. L'impédance d'adaptation petit signal est liée étroitement à la fréquence opératoire ; par contre, la distorsion doit, à priori, être imposée par les contraintes du réseau de caractéristiques, surtout les tensions de déchet et de claquage. Donc, pour un même transistor, il doit être possible de prévoir le comportement fréquentiel de son impédance d'adaptation essentiellement à partir du fonctionnement petit signal.

Nous avons, au paragraphe IV.1, montré l'évolution (figures IV.2 et IV.3) à 10 GHz, de la résistance R_L et de la réactance X_L présentées par l'impédance de charge vue par le transistor à l'adaptation en régime petit signal, en fonction

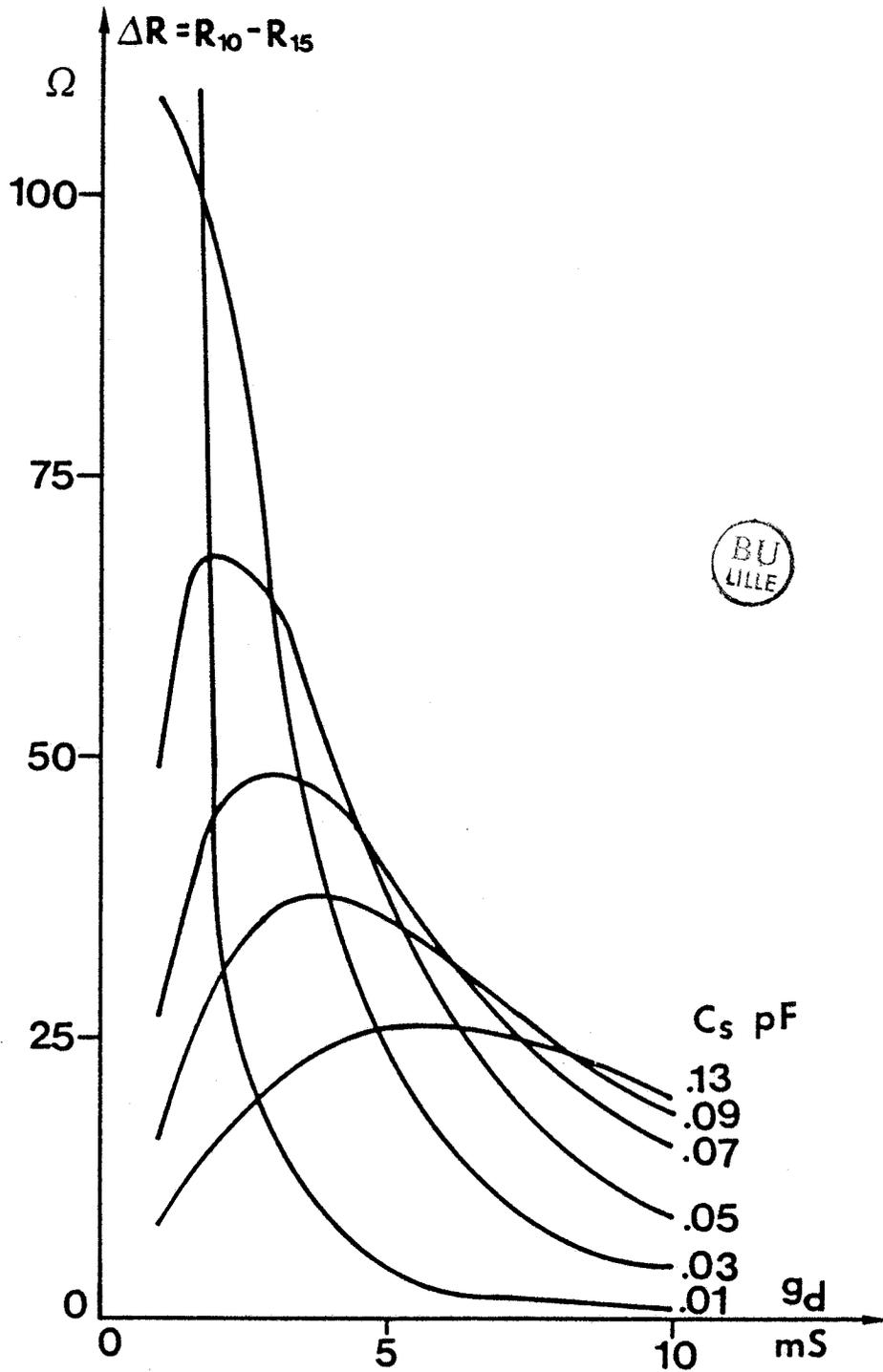


Figure IV.46 : Variations entre 10 et 15 GHz de la résistance d'adaptation petit signal en fonction de g_d et C_s .

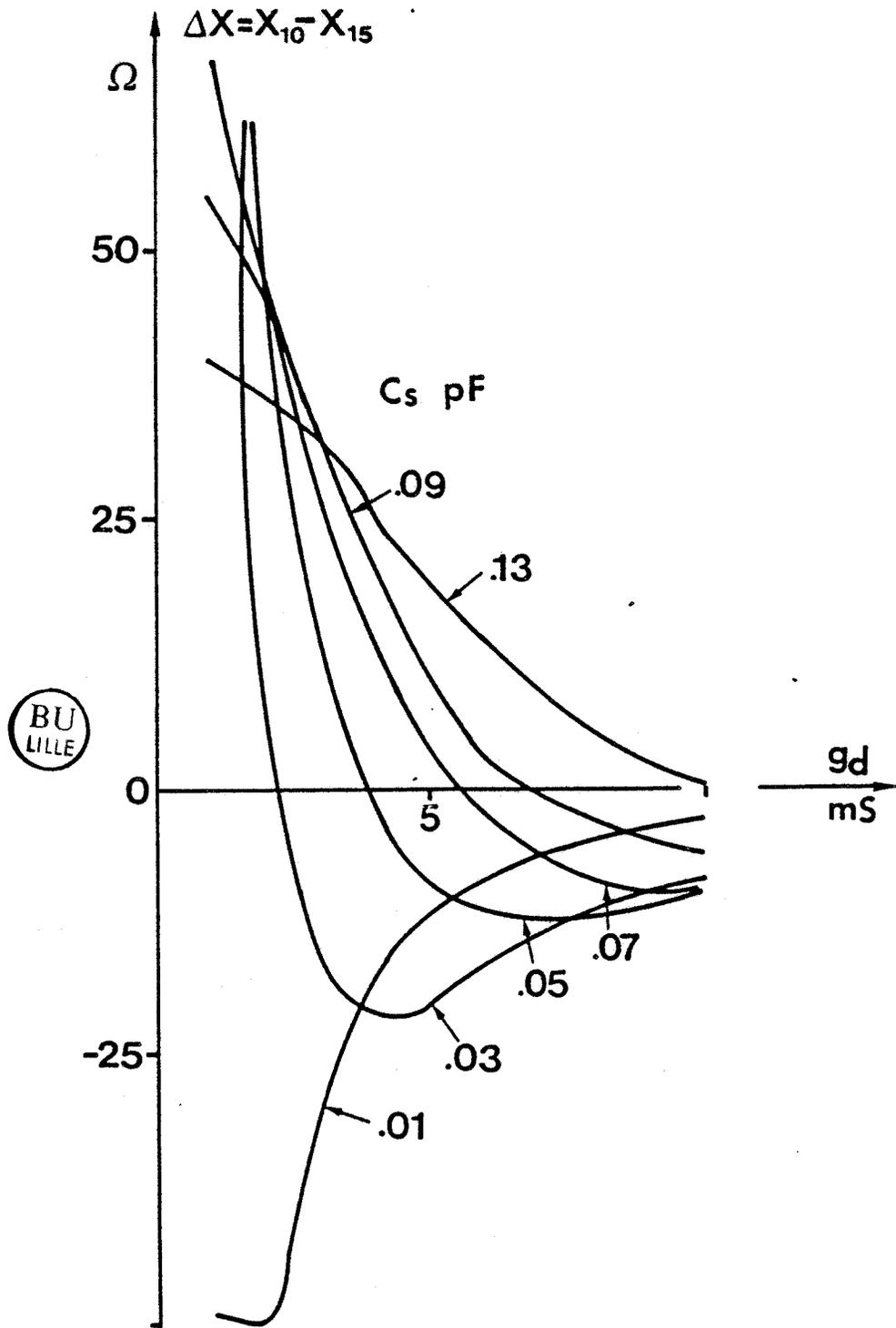


Figure IV.47 : Variations entre 10 et 15 GHz de la réactance d'adaptation petit signal en fonction de g_d et C_s .

de la conductance g_d et de la capacité C_s de sortie du schéma équivalent (figure IV.1). En recommençant ce calcul pour 15 GHz, nous avons établi les variations R_L et X_L entre 10 GHz et 15 GHz, en fonction de g_d et C_s . Ces variations sont représentées sur les figures IV.46 et IV.47. Elles appellent les remarques suivantes :

1°) R_L est systématiquement plus faible à 15 GHz qu'à 10 GHz mais l'écart devient très important seulement lorsque g_d et C_s ont des valeurs faibles.

2°) L'évolution de X_L est plus complexe : sa valeur à 15 GHz peut être supérieure ou inférieure à celle à 10 GHz selon les valeurs de g_d et C_s . Néanmoins, l'écart X_L entre 10 et 15 GHz devient négatif pour les valeurs élevées de g_d , quelque soit la valeur de C_s .

Nous allons voir, maintenant, que la réalité physique est quelque peu différente, en examinant les résultats de mesures opérées avec le banc de Takayama sur les deux transistor types étudiés précédemment : le LEP HF10 et le NEC869.

Le tableau IV.9 montre les évolutions des impédances d'adaptation vues par le transistor (déduction faite des éléments parasites) à 10 et 15 GHz, pour différentes tensions de polarisation drain-source (mais toujours avec la même V_{G0}). La comparaison est effectuée, dans chaque cas, à puissance de sortie à peu près identique.

LEP HF10

f = 10 GHz					f = 15 GHz				ΔG dB
V _{DS} V	P _e mW	P _S mW	G dB	Z _{tr} Ω	P _e mW	P _S mW	G dB	Z _{tr} Ω	
3	3,0	12,3	6,1	42+j54	5,4	11,7	3,4	52+j89	2,7
	11,8	40,7	5,4	40+j46	21,4	38,0	2,5	44+j78	2,9
	47,0	105,0	3,5	31+j38	85,0	105,0	0,9	35+j69	2,4
6	3,0	12,4	6,2	34+j77	5,4	13,5	4,0	51+j97	2,2
	11,8	55,0	6,7	36+j71	21,0	53,0	4,0	51+j94	2,7
	47,0	172,0	5,6	32+j56	104,0	189,0	2,6	47+j82	3
8	3,0	13,0	6,4	40+j89	5,4	14,0	4,1	47+j103	2,3
	11,8	55,0	6,7	44+j78	21,0	53,0	4,0	48+j99	2,7
	47,0	180,0	5,8	47+j58	85,0	183,0	3,3	48+j87	2,5

DU
LILLE

NEC 869

f = 10 GHz					f = 15 GHz				ΔG dB
V _{DS} V	P _e mW	P _S mW	G dB	Z _{tr} Ω	P _e mW	P _S mW	G dB	Z _{tr} Ω	
3	3,0	11,7	5,9	58+j51	5,4	13,0	3,8	49+j80	2,1
	19,0	41,0	3,3	41+j31	34,0	48,0	1,5	36+j54	1,8
	47,0	70,0	1,7	36+j25	68,0	76,0	0,5	32+j49	1,2
6	1,0	11,0	10,4	86+j169	2,7	9,3	5,4	74+j136	5
	7,4	52,0	8,5	83+j107	21,0	57,0	4,3	85+j105	4,2
	47,0	145,0	4,9	51+j68	170,0	150,0	-	65+j76	> 5

Tableau IV.9.

On constate que la loi en f^{-2} de décroissance du gain avec la fréquence n'est suivie qu'approximativement par le HF10 et très peu par le NEC869. Théoriquement, de 10 à 15 GHz, on devrait avoir une chute ΔG de 3,5 dB.

En ce qui concerne les impédances d'adaptation Z_{tr} , on fait les constatations suivantes : les valeurs de Z_{tr} à 10 et 15 GHz ne sont pas très différentes ; la variation de R_{tr} ne s'effectue que rarement dans le sens prévu par la figure IV.46 ; mais cette variation est souvent faible et pas nécessairement significative en raison du caractère approximatif du raisonnement ayant conduit à cette figure et des incertitudes de mesures ; la variation de X_{tr} change de signe suivant que la tension de polarisation drain-source est faible ou élevée, ce qui peut s'interpréter sur la base de la variation importante de g_d avec cette tension ; la complexité de variation de X_{tr} avec la fréquence est donc effective.

En conclusion, le caractère assez flou des variations expérimentales obtenues pour l'impédance d'adaptation de ces deux transistors, et la relative faiblesse de ces variations de 10 à 15 GHz, semblent confirmer notre thèse selon laquelle l'adaptation à niveau de sortie important résulte d'un compromis entre l'adaptation de type petit signal (liée à g_d et C_s du transistor) et la distorsion par écrêtage de la tension drain-source (liée à l'allure du réseau des caractéristiques), cette dernière prenant une importance croissante au fur et à mesure que la puissance de sortie croît.

CONCLUSION.

L'objectif de ce chapitre était d'apporter des éléments de compréhension sur le comportement en puissance du TEC : la puissance maximale de sortie et l'évolution, avec le niveau, du gain, de l'impédance de charge à l'adaptation et du diagramme de fonctionnement dans le réseau des caractéristiques.

En ce qui concerne la puissance de sortie, la théorie de D. Snider selon laquelle il serait possible, en fonctionnement très écrêté, de dépasser la puissance maximale de la classe A classique, s'est avérée irréalisable pour le TEC fonctionnant à 10 GHz. On obtient, à saturation complète, une puissance inférieure ou, au mieux, égale à $1/2 V_{DSO} I_{DO}$, où V_{DSO} et I_{DO} sont la tension drain-source et le courant drain de polarisation. Cette limitation de la puissance de sortie est étroitement liée à la dégradation du gain en régime grand signal et trois causes principales de cette dégradation ont été mises en évidence : la compression résultant de la distorsion par écrêtage

des signaux de sortie, la désadaptation par rapport au régime petit signal, les pertes de puissance par transfert direct de l'entrée vers la sortie à travers les éléments parasites contre-réactifs.

Le passage du régime petit signal au régime grand signal s'effectue selon le processus suivant : en petit signal l'adaptation est obtenue avec une impédance de charge de valeur complexe conjuguée de celle de l'impédance de sortie du transistor ; le gain est alors à sa valeur maximale ; le diagramme de fonctionnement se réduit à une ellipse aplatie et relativement couchée sur l'axe horizontal du réseau des caractéristiques. A puissance d'entrée croissante, cette ellipse s'étend homothétiquement en conservant la même inclinaison jusqu'à ce qu'elle atteigne la limite gauche du réseau des caractéristiques ; la puissance d'entrée croissant encore, l'ellipse de fonctionnement commence à être écrêtée et la compression du gain se produit. Pour éviter que le gain ne chute trop vite, le diagramme de fonctionnement doit se redresser ; l'impédance de charge d'adaptation s'écarte alors progressivement de sa valeur du régime petit signal ; la partie résistive diminue et la partie réactive augmente ; cette variation permet de freiner la compression du gain mais n'évite pas son augmentation, ce qui, inévitablement, entraîne la saturation de la puissance de sortie. Ce processus peut être aggravé encore plus rapidement lorsque le diagramme de fonctionnement, vient à franchir la limite de mise en direct de la grille ou la limite de la zone d'avalanche ; dans ces deux cas apparaît un courant supplémentaire qui nuit à la commande du transistor.

Il s'avère que le choix des impédances présentées comme charges pour les fréquences harmoniques peut apporter une légère amélioration des performances. Ainsi, lorsque les contraintes du réseau des caractéristiques imposent de manière prédominante un écrêtage en tension (déchet et avalanche), il semble préférable d'utiliser une charge tendant vers le circuit ouvert aux fréquences harmoniques.

Enfin, pour terminer, indiquons qu'un réseau de caractéristiques de TEC, pour être propice à un bon comportement en puissance, doit être tel qu'il y ait le moins de différence possible entre l'impédance d'adaptation en petit signal et celle en grand signal. Cette condition implique, en règle générale, que les caractéristiques à V_{GS} constante aient une pente assez forte et pas très éloignée de V_{DSO}/I_{DO} . A cette propriété doit s'ajouter l'avantage d'une tension de claquage au pincement élevée.

Le gain, alors, n'a pas une valeur très élevée en petit signal mais subit relativement peu de variation en grand signal. Cette lente progression de la compression du gain apparaît comme un facteur déterminant pour disposer d'un bon composant de puissance. Cette analyse, principal résultat de notre simulation numérique, a été globalement confirmée par l'expérimentation.

CHAPITRE V

IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES
D'UN BON COMPORTEMENT EN PUISSANCE.

INTRODUCTION.

Ce chapitre a pour objet d'examiner, au plan de la technologie, les répercussions de l'analyse du comportement en puissance effectuée au chapitre précédent.

Pour avoir un bon comportement en puissance un TEC AsGa doit satisfaire à deux impératifs :

- le réseau des caractéristiques doit présenter un contour large autorisant de grandes excursions de courant et de tension pour offrir un maximum de puissance.

- Le gain doit conserver une valeur substantielle à niveau élevé et sa compression doit intervenir le plus tard possible lorsque la puissance de sortie croît.

Par ailleurs, ces deux exigences doivent être satisfaites pour les fréquences les plus élevées possibles.

Voyons donc s'il est possible de concilier ces deux impératifs par des choix technologiques clairs.

V.1 - IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES D'UNE PUISSANCE MAXIMALE.

La technologie conduisant à une puissance à saturation maximale a fait l'objet de nombreuses études ces dernières années et des indications relativement précises ont pu être fournies. Nous allons en rappeler l'essentiel.

Sur la base d'un raisonnement purement statique, la puissance maximale de sortie, à saturation, qu'est susceptible de fournir un TEC est :

$$P_{S_{sat}} = \frac{1}{8} \times I_{DSS} \times (V_{BR} - V_{DT})$$

avec

I_{DSS} = courant drain à tension grille-source nulle

V_{BR} = tension de claquage drain-source au pincement.

V_{DT} = tension drain-source de déchet.

L'optimisation de $P_{S_{sat}}$ a été largement étudiée au laboratoire par R. Wroblewski et al. [56] dans le cadre d'une étude de l'avalanche dans les TEC AsGa. Il était admis avant cette étude que I_{DSS} étant proportionnel à $N_D \times a \times Z$ et V_{BR} variant grossièrement comme $(N_D \times a)^{-1}$, un compromis devait nécessairement être trouvé pour optimiser $P_{S_{sat}}$. L'étude faite par R. Wroblewski, reposant sur une description très physique du TEC et de ses phénomènes internes, a permis de préciser la dépendance de la tension de claquage drain-source par rapport aux nombreux paramètres technologiques en présence. Le résultat essentiel qui a pu être dégagé est que la valeur optimale de I_{DSS} est comprise entre 270 et 300 mA/mm pour un dopage de couche active N_D inférieur à $1,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et entre 330 et 370 mA/mm pour N_D supérieur à $1,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Par ailleurs, il a été montré que les plus grandes valeurs de $P_{S_{sat}}$ correspondent à une valeur de N_D plutôt faible et à une épaisseur de couche active "a" plutôt épaisse. Cette dernière conclusion étant incompatible avec une valeur élevée de la transconductance g_m et, par conséquent, avec une valeur élevée du gain, un compromis a alors été proposé établissant le choix de N_D entre $1,2$ et $1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et celui de I_{DSS} aux environs de 350 mA/mm. Ce choix est aussi celui auquel ont abouti beaucoup d'autres chercheurs [62], [63].

Signalons, par ailleurs, que l'étude de R. Wroblewski et celles des autres auteurs ont mis en évidence, à propos de la tension de claquage, l'importance d'autres paramètres technologiques. Ainsi il est apparu que, dans le cas d'une structure à grille enterrée, un rapport profondeur du recess/épaisseur de couche active de l'ordre de 2 est optimal et conduit à une valeur de tension de claquage drain-source assez élevée et variant assez peu avec la tension de polarisation grille-source. Mais de nombreux essais technologiques et, en particulier ceux faits dans le cadre du Laboratoire et au LEP ont montré l'extrême importance de l'environnement immédiat du bord de la grille, côté drain, et du positionnement de celle-ci à l'intérieur du recess.

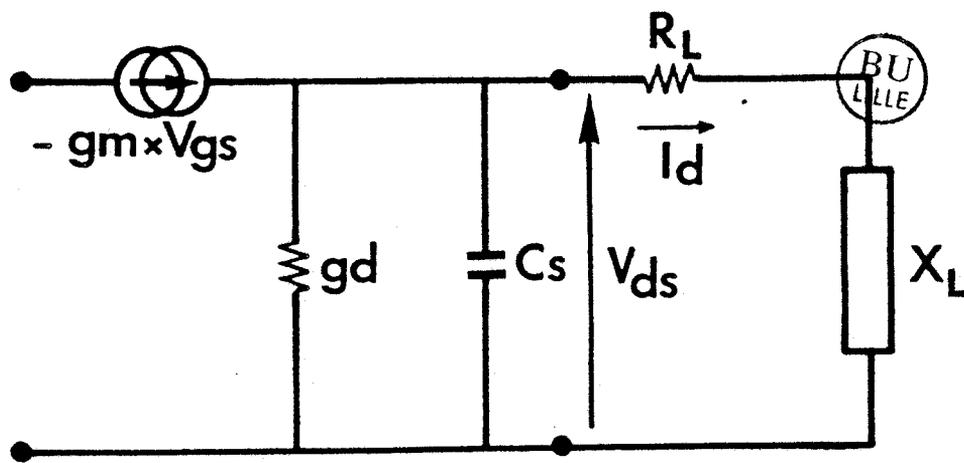


Figure V.1 : Schéma simplifié de la sortie du TEC.

Ces améliorations sont actuellement mises en pratique sur les composants du LEP et d'autres constructeurs, NEC notamment. Des tensions de claquage drain-source comprises entre 20 et 30 Volt avec un courant I_{DSS} de l'ordre de 300 mA/mm sont, maintenant, des résultats courants.

V.2 - IMPLICATIONS TECHNOLOGIQUES CONCERNANT LE GAIN ET LA COMPRESSION.

L'analyse du chapitre IV a montré qu'il est impossible d'avoir un gain élevé en régime petit signal et un bon comportement en puissance. D'autre part, l'apparition de la compression de gain s'effectue d'autant plus vite, en fonction du niveau, que le gain petit signal est élevé.

Pour qu'un TEC ait un bon comportement en puissance, l'analyse a montré qu'il est nécessaire que sa conductance de sortie petit signal g_d ne soit pas trop faible et que sa capacité de sortie petit signal C_s soit la plus faible possible. En effet, si g_d est faible, deux conséquences néfastes apparaissent :

- d'une part, le diagramme de fonctionnement est presque couché sur l'axe horizontal du réseau des caractéristiques et une forte distorsion par écrêtage est produite par la limite de la tension de déchet, entraînant une compression prématurée du gain.

- D'autre part, la puissance potentiellement offerte par les limites I_{DSS} et V_{BR} ne peut pas être pleinement utilisée car, à l'adaptation, la charge comporte une partie réactive importante qui supporte une partie de la tension de sortie du TEC empêchant, de la sorte, la partie résistive de recueillir la totalité de l'excursion et, par conséquent, diminuant la puissance disponible. Très schématiquement la situation produite est celle représentée par la figure V.1 ; cette figure montre, simplement, que la tension disponible à la sortie du TEC ne sert pas uniquement à produire de la puissance dans la partie résistive de la charge, car une partie est "perdue" dans la partie réactive de la charge.

Par ailleurs, comme le chapitre IV l'a montré, pratiquement il n'est guère possible que les excursions de tension drain-source et de courant drain soient supérieures respectivement à $V_{BR}/2$ et $I_{DSS}/2$ car le gain subit alors une compression telle que le régime de fonctionnement devient inintéressant.

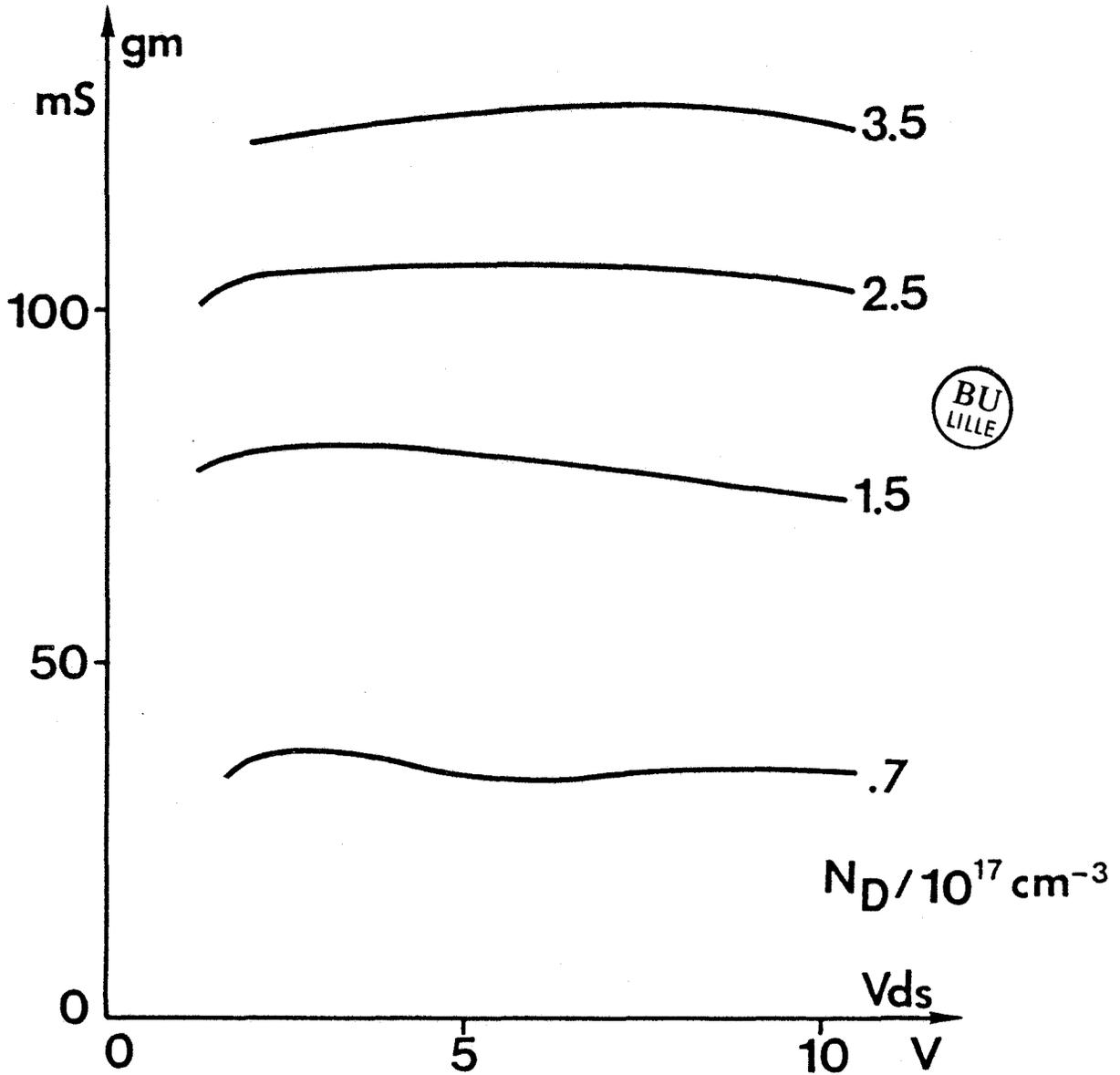


Figure V.2 : Evolutions de la transconductance g_m en fonction du dopage et de la tension^m de polarisation grille-source correspondant à un courant de l'ordre de $I_{DSS}/2$.

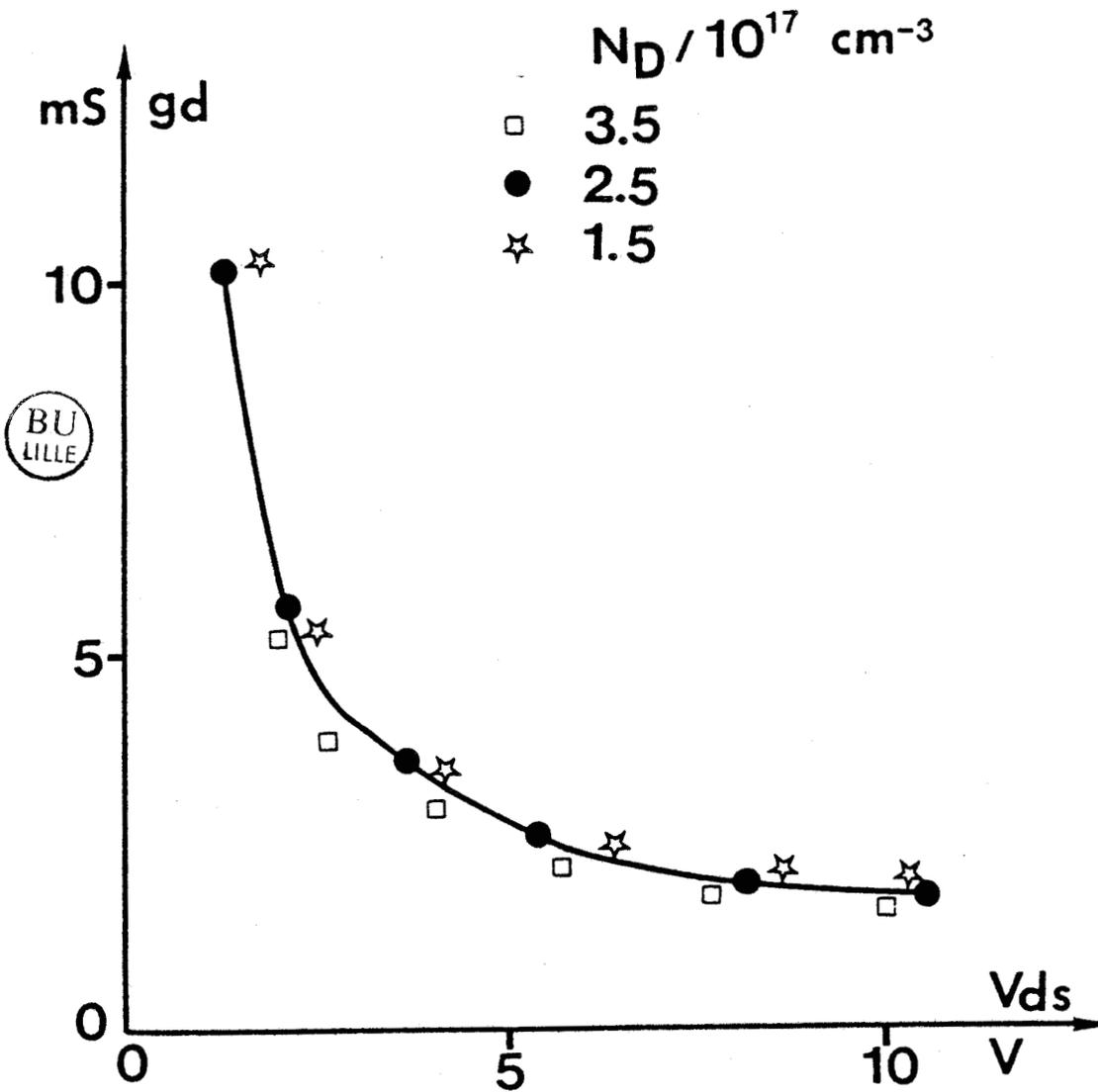


Figure V.3 : Evolutions de la conductance de sortie g_d en fonction du dopage et de la tension de polarisation grille-source correspondant à un courant de l'ordre de $I_{DSS}/2$.

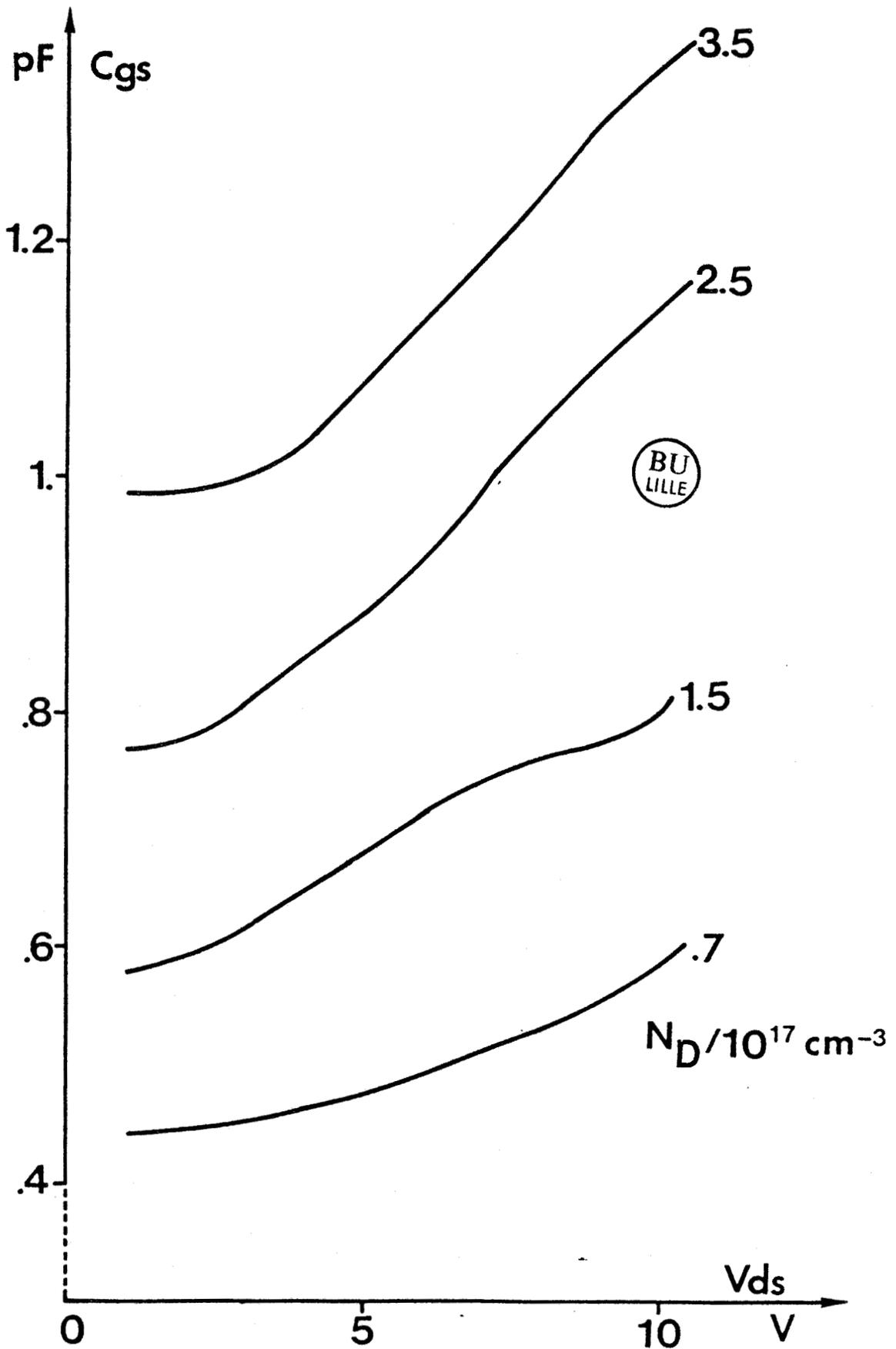


Figure V.4 : Evolution de la capacité grille-source C_{gs} (intrinsèque) en fonction du dopage et de la tension de polarisation grille-source correspondant à un courant de l'ordre de I_{DSS}^2 .

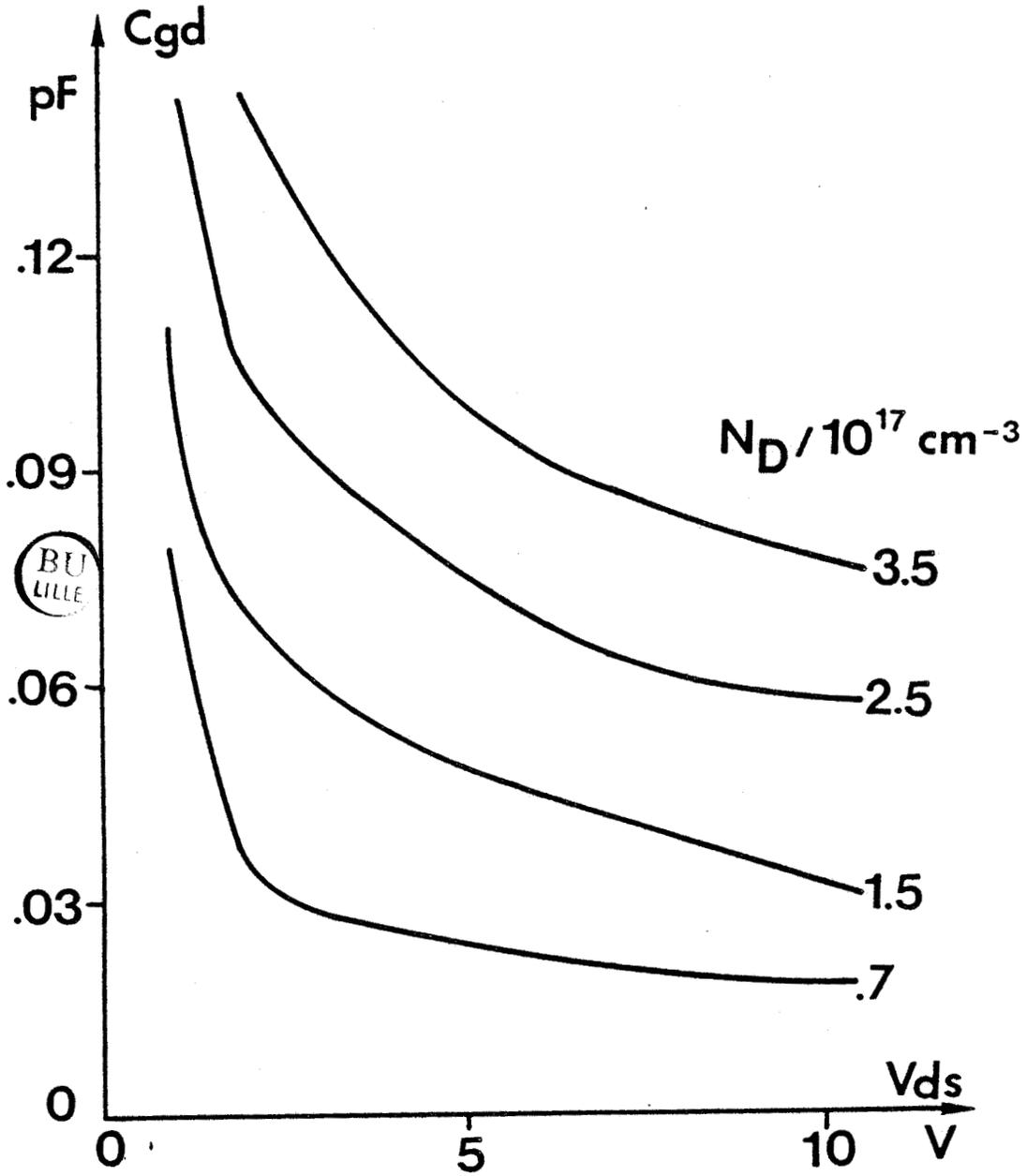


Figure V.5 : Evolutions de la capacité grille-drain C_{gd} (intrinsèque) en fonction du dopage et de la tension de polarisation grille-source correspondant à un courant de l'ordre de $I_{DSS}/2$.

Pour ces deux raisons, il apparait de manière évidente que la puissance consommée dans la charge est nécessairement inférieure à $1/8 I_{DSS} V_{BR}$, si l'on veut conserver un minimum d'amplification de puissance.

L'impératif d'avoir g_d pas trop faible et C_s la plus faible possible étant posé, il importe de remarquer qu'il est indispensable d'avoir une excellente transconductance g_m pour conserver un gain de valeur appréciable.

Nous allons examiner, maintenant, quelles dispositions technologiques sont susceptibles de réaliser toutes ces conditions.

V.2.1 - Couche active et interface avec le substrat.

Le choix de la largeur Z du TEC est établi, pour une fréquence donnée de fonctionnement, de manière à minimiser les effets de propagation transversale et les effets capacitifs en entrée et en sortie.

Le produit $N_D \times a$ doit être choisi par rapport à la "fourchette" des valeurs de I_{DSS}/mm optimales pour la puissance potentielle de sortie de saturation, comme nous l'avons vu précédemment, c'est à dire aux alentours de 300 mA/mm. Il reste, alors, à définir N_D et ensuite à en tirer par déduction la valeur de a .

Voyons sur un exemple précis comment peut être orienté le choix de N_D . Cet exemple est celui d'un TEC présentant, comme celui que nous avons simulé au chapitre IV, une largeur de grille Z de 600 μm et un courant I_{DSS} de 160 mA (soit 267 mA/mm) et une longueur de grille l_g de 1 μm . Notre modélisation nous a donné, pour cette structure, les valeurs des paramètres petit signal, pour un courant de polarisation égal à $I_{DSS}/2$. Les figures V.2, V.3, V.4 et V.5 représentent, respectivement, les valeurs de g_m , g_d , C_{gs} et C_{gd} en fonction de la tension drain-source V_{DS} ; le dopage N_D est pris comme paramètre tout en conservant la même valeur du produit $N_D \times a$.

Les constatations suivantes peuvent être faites :

1°) - Comme le montre la figure V.2, g_m est fortement dépendant de N_D et l'obtention d'une valeur élevée de ce paramètre passe par le choix d'un dopage élevé et, par conséquent, d'une épaisseur de couche active faible. Il s'agit là d'un résultat bien connu et largement vérifié dans la pratique.

2°) - La figure V.3 fait apparaître que g_d est pratiquement indépendant de N_D . Ce résultat n'est pas surprenant. En effet, il est reconnu depuis longtemps [27] que g_d est une fonction légèrement croissante de N_D , de a et de la mobilité, cette dernière étant, elle même, une fonction décroissante de N_D . Ici, le produit $N_D \times a$ est maintenu constant, il est donc logique que g_d ne varie presque pas avec N_D .

3°) - Les figures V.4 et V.5 montrent une forte dépendance des capacités C_{gs} et C_{gd} par rapport à N_D . Ces capacités sont d'autant plus élevées que N_D est grand.

A l'issue de ces remarques, il apparaît que le choix de N_D doit nécessairement passer par un compromis. Il sera nécessaire de prendre N_D fort pour disposer d'un g_m donnant un gain substantiel. Par contre, on aura intérêt à prendre N_D faible pour minimiser C_{gd} qui intervient d'une part dans la capacité de sortie de TEC et d'autre part en tant qu'élément contre-réactif entre la sortie et l'entrée.

Mais le choix de N_D n'aura que peu de répercussions sur g_d , donc sur la résistance parallèle de sortie.

Une illustration de ce compromis a été fournie par les travaux de H.M. Macksey [63]. Celui-ci a expérimenté, à 10 et 15 GHz, en imposant un gain de 4 dB, un grand nombre d'échantillons dont il a fait varier le dopage mais aussi le courant I_{DSS} par variation de l'épaisseur du canal.

Tous ces échantillons présentaient une même longueur (0,6 μm) et une même largeur (300 μm) de grille. La valeur $N_D = 1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ s'est révélée être optimale pour avoir le maximum de puissance en sortie (à 4 dB de gain), dans une plage de courant I_{DSS} comprise entre 90 et 120 mA, c'est à dire assez proche de la valeur classique de 300 mA/mm.

Après avoir examiné l'influence de la couche active proprement dite, voyons maintenant l'importance que peut avoir l'interface entre cette couche et le substrat. Il s'agit d'un problème très important et ardu en raison de la variété des technologies utilisées : épitaxie ou implantation, substrat pur ou compensé, présence ou non d'une couche tampon ...

Ces aspects technologiques influent beaucoup sur le comportement du canal et sur l'étendue de son extension vers le substrat.

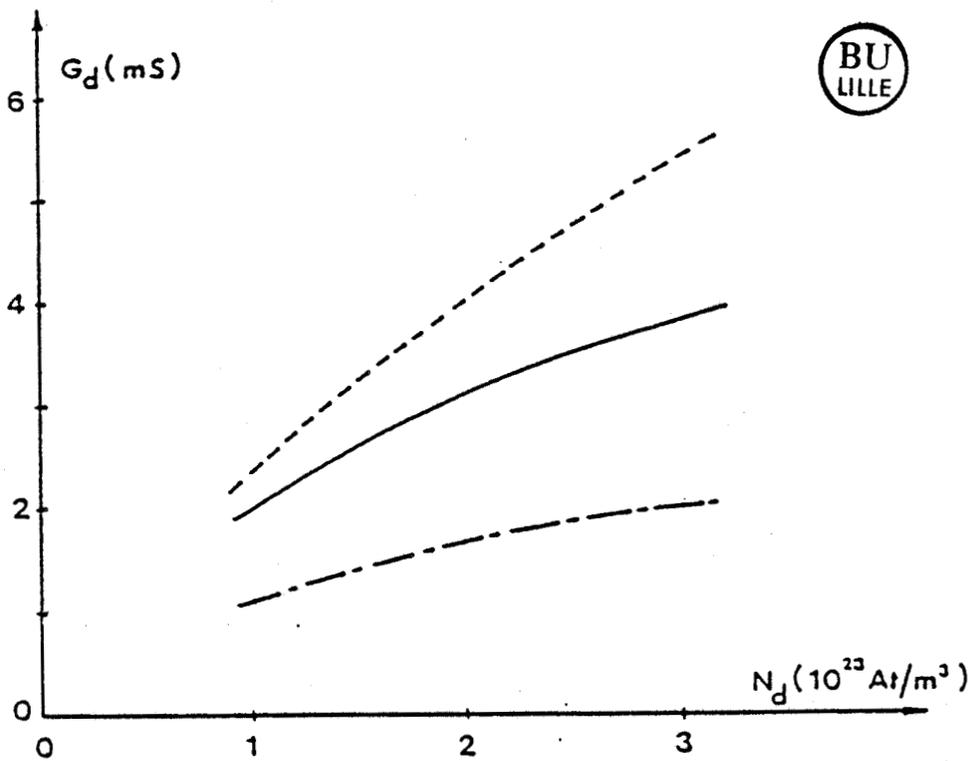
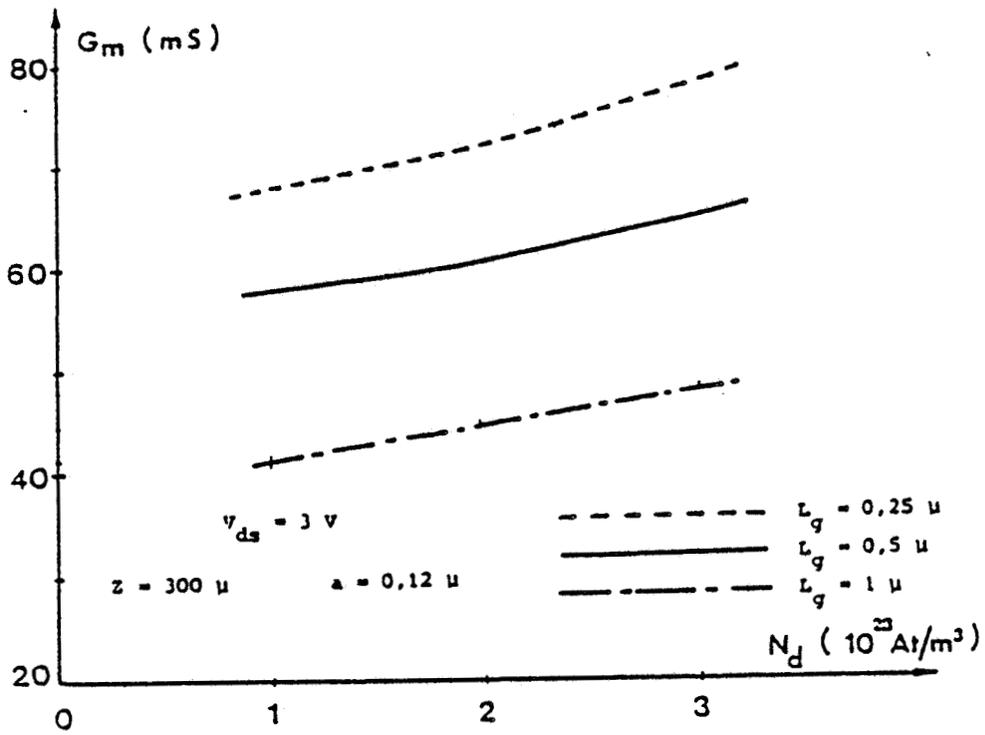


Figure V.6 : Influence de la longueur de grille sur la transconductance et la conductance de sortie selon A. Cappy (modélisation) [27].

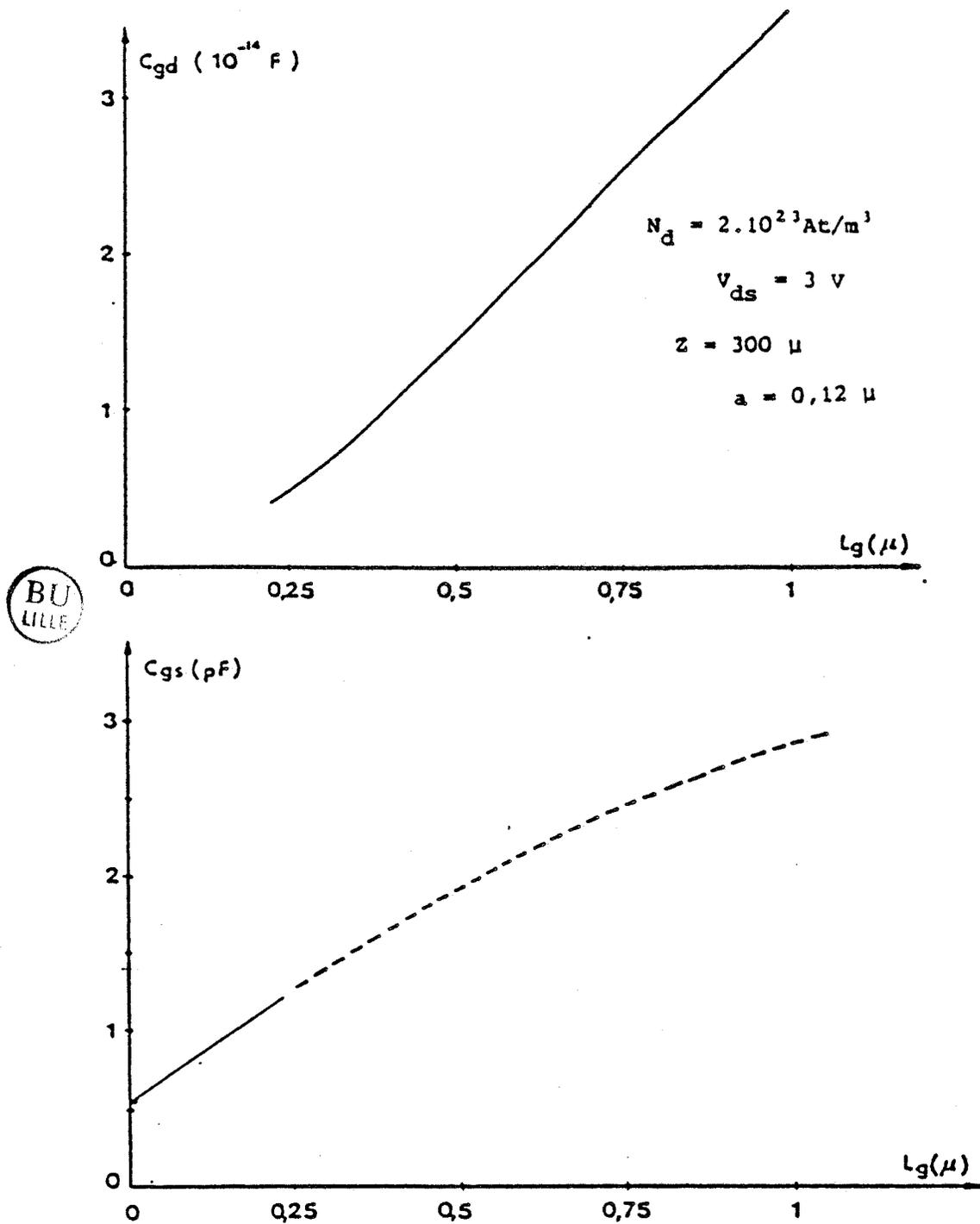


Figure V.7 : Influence de la longueur de grille sur les capacités grille-drain et grille-source (intrinsèques), selon A. Cappy (modélisation) [27].

Ainsi, la présence des pièges d'interface résultant de la présence d'atomes de chrome de compensation est la cause d'un confinement du canal dans la couche active ; une couche tampon présentant une mauvaise mobilité entraîne un résultat similaire. Ces effets font, au Laboratoire, l'objet d'une étude particulière [28]. Une modélisation bidimensionnelle très complète a montré, qu'en règle générale, le confinement du canal entraîne, aux polarisations donnant $I_D \approx I_{DSS}/2$, une diminution des valeurs de g_m et g_d . Il semble donc que, dans le cas d'un TEC de puissance, on ait intérêt à disposer d'une technologie permettant au canal de ne pas rester confiné dans la seule couche active mais de s'élargir vers le substrat pour les tensions grille-source moyennes et importantes ; de plus, cette technologie requiert une haute qualité d'interface assurant aux porteurs des propriétés de transport aussi bonnes que dans la couche active.

V.2.2. - Longueur et recess de grille.

Les conséquences favorables sur les performances en petit signal de la diminution de la longueur l_g de la grille ne sont plus à démontrer. Lorsque l_g diminue, la transconductance g_m et la conductance de sortie g_d augmentent, alors que les capacités C_{gs} et C_{gd} diminuent.

A titre de rappel, nous donnons sur les figures V.6 et V.7, des exemples d'évolutions de ces paramètres obtenues au Laboratoire avec la modélisation de Cappy [27].

L'augmentation de g_m et la diminution de C_{gs} permettent d'augmenter considérablement la fréquence de coupure f_T et, par conséquent, la montée en fréquence du TEC. Il faut cependant ne pas perdre de vue que la diminution de l_g contribue à une augmentation de la résistance parasite d'entrée du transistor ; l'inconvénient de la diminution de l_g apparaît aussi en ce qui concerne la tension de claquage qui risque d'être abaissée comme l'ont montré les travaux de R. Wroblewski [53].

Le recess de grille paraît être aussi un élément de technologie important concernant le problème du gain et de la compression. Les travaux de Macksey [63] portant sur l'influence de la profondeur du recess ont montré, qu'à 15 GHz et pour le dopage N_D de $1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, une profondeur optimale pouvait être trouvée assurant, au prix d'une légère perte de gain en petit signal, une nette augmentation de la puissance de sortie à saturation (la grille ayant, comme il a été décrit ci-dessus, une longueur de 0,6 μm et une largeur de 300 μm).

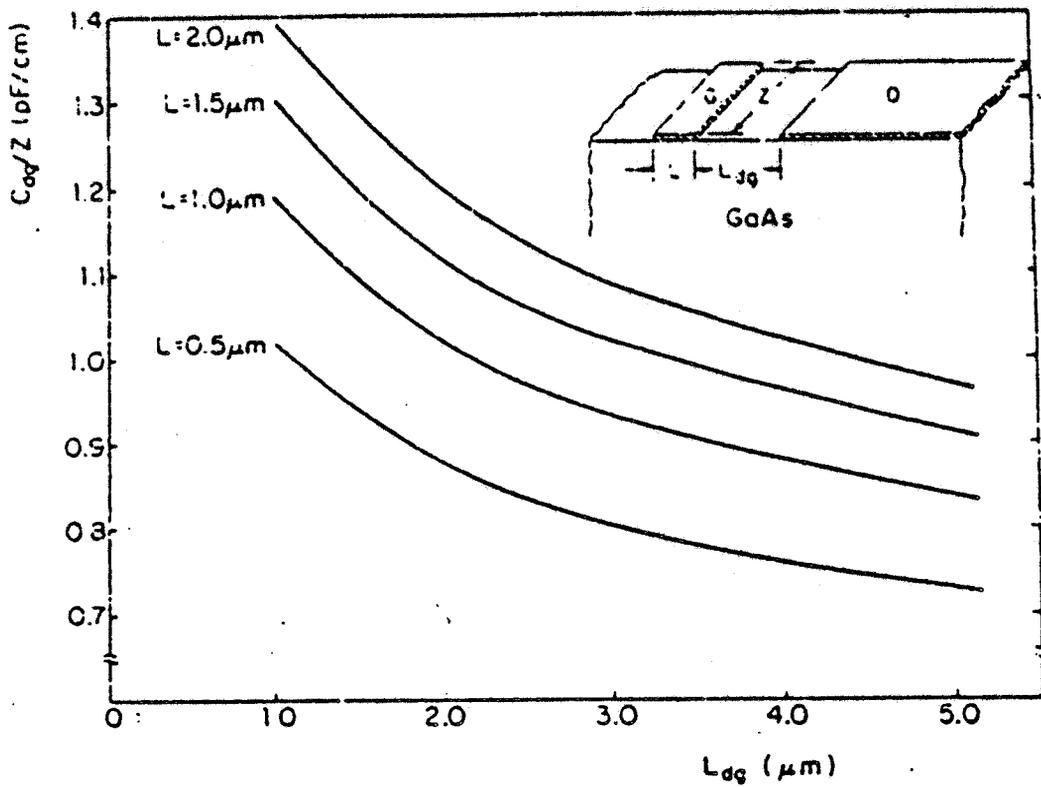


Figure V.8 : Evolution de la capacité grille-drain inter-électrode en fonction de la distance grille-drain selon R. Pucel [64].

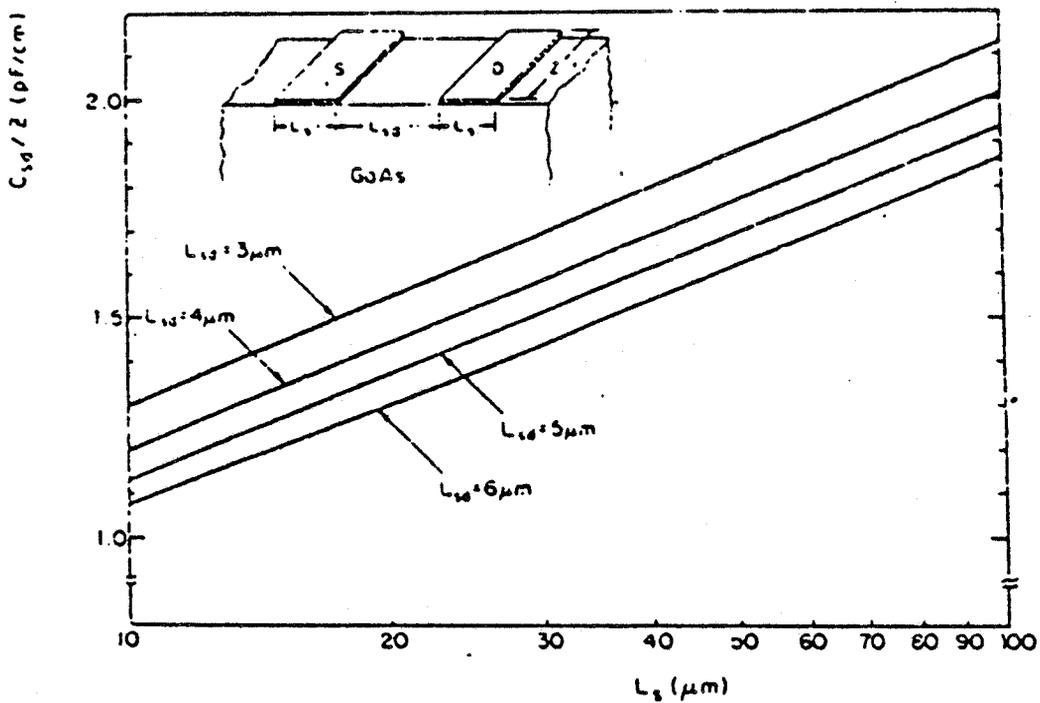


Figure V.9 : Evolution de la capacité drain-source inter-électrode en fonction des dimensions des plots des métallisations, selon R. Pucel [64].

Il semble que cette amélioration procurée par l'optimisation du recess n'est pas seulement liée au problème du claquage mais qu'un certain rôle est joué au niveau de l'impédance de sortie : les mesures effectuées par Macksey sur les échantillons ont, en effet, montré une augmentation de la conductance de sortie g_d avec la profondeur du recess. Le fait que g_d ait une valeur plus élevée constitue une raison valable pour expliquer l'amélioration du comportement à haut niveau de puissance.

V.2.3 - Capacités interélectrodes de métallisation.

Les rôles des capacités liées aux plots de métallisation des électrodes, sur la puce, doivent aussi être envisagés.

Il y a d'abord la capacité C'_{gd} entre la métallisation de grille et celle de drain. Cette capacité s'ajoute à la capacité intrinsèque C_{gd} et, comme elle, intervient d'une part dans l'impédance de sortie du TEC et, d'autre part, comme élément contreréactif entre l'entrée et la sortie du TEC, il est donc important de minimiser C'_{gd} comme C_{gd} . Sa variation en fonction de la distance grille drain l_{gd} et de la longueur de grille l_g a été étudiée par R.A. Pucel [64]. La figure V.8 en donne un aperçu. Il apparaît là aussi, qu'une grille courte est bénéfique et que la distance l_{gd} doit être supérieure à $2,5 \mu\text{m}$ si l'on veut que C'_{gd} soit inférieure à 1pF/cm de largeur.

Il y a, par ailleurs, la capacité C_{ds} entre les métallisations de drain et de source. Cette capacité a aussi été étudiée par Pucel. La figure V.9 résume l'essentiel de ses variations avec la dimension longitudinale l_s de ces métallisations et la distance l_{sd} entre source et drain. Cette capacité intervenant directement en sortie du TEC, il est important de la minimiser en réduisant le plus possible l_s et l_{sd} .

V.2.4 - Inductances des fils de connection.

L'inductance L_d du fil de connection de l'électrode de drain n'a pas un rôle déterminant ; elle entre naturellement dans l'impédance de charge que voit le TEC et entraîne simplement que cette dernière soit un peu moins selfique pour assurer la condition d'adaptation.

Il en est à peu près de même pour l'inductance L_g du fil de connection de l'électrode de grille qui constitue le plus souvent une partie de la réactance qui placée en série avec l'entrée du TEC permet l'adaptation de celle-ci.

Par contre, la self de source L_s a un rôle beaucoup plus critique comme nous l'avons montré au chapitre IV.

Avec une valeur trop importante elle est cause d'une consommation importante de puissance par l'entrée du TEC et d'un transfert direct de puissance de l'entrée vers la sortie. Ces deux effets aboutissent au même résultat : l'abaissement du gain. Il faut donc chercher à minimiser L_s . La technique du "trou métallisé" est, à cet égard, très intéressante et est d'une pratique courante.

CONCLUSION.

La technologie d'un TEC de puissance, selon notre analyse, doit être telle que la transconductance g_m soit la plus élevée possible et que, simultanément, la conductance de sortie g_d présente une valeur assez élevée et la capacité de sortie C_s une valeur très faible.

Parallèlement, le réseau des caractéristiques statiques doit offrir une puissance potentielle importante et, pour ce faire, le produit $I_{DSS} \times V_{BR}$ doit être élevé.

La discussion ci-dessus a permis de dégager un certain nombre d'indications : le dopage N_D de la couche active doit être de l'ordre de $1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et il faut assurer un courant optimum I_{DSS} de 300 mA/mm ; la longueur de la grille l_g doit être courte ; le recess de grille doit avoir une profondeur conséquente ; l'environnement du bord de grille côté drain doit être particulièrement soigné et les métallisations des électrodes de grille et drain minimisées pour que la capacité de sortie du TEC soit faible ; l'interface couche active-substrat doit être de qualité pour permettre une extension de la section du canal aux valeurs élevées de V_{gs} ; enfin, parmi les éléments parasites d'encapsulation il faut attacher un soin particulier à l'inductance de connection de source qui doit être très faible.

Il n'en demeure pas moins que ces indications doivent être envisagées avec circonspection et qu'elles nécessitent une réadaptation pour chaque gamme de fréquence.

CONCLUSION.

L'utilisation d'un modèle physique du fonctionnement grand signal a permis l'investigation des principaux phénomènes impliqués dans ce mode de fonctionnement.

La confrontation des résultats théoriques avec ceux de l'expérience a été effectuée à tous les niveaux possibles et il s'est avéré que l'outil théorique se comporte d'une façon satisfaisante en ce qui concerne la description des mécanismes physiques impliqués dans le fonctionnement en puissance du TEC. Le seul point délicat se situe au niveau de la définition la plus exacte possible des éléments parasites entourant le TEC intrinsèque. Leur investigation est, dans bien des cas opératoires, très importante ; aussi l'incertitude de leur définition peut apporter sur le plan quantitatif une certaine marge d'erreur ; néanmoins, sur le plan qualitatif, notre modélisation, est tout à fait valable et apte à décrire les tendances de comportement.

L'analyse du comportement en puissance du transistor nous a permis une meilleure compréhension sur bien des points :

- le dimensionnement du réseau de caractéristiques donc, les valeurs du courant drain maximum et de la tension de claquage au pincement, sont des éléments indispensables pour faire un bon TEC de puissance mais non suffisants.

- Le gain et la compression sont des notions qui nécessitent autant d'attention sous peine de ne pas pouvoir bénéficier de la potentialité de puissance d'un large dimensionnement du réseau de caractéristiques.

- Il y a, de manière générale, incompatibilité entre un gain en petit signal très élevé et un bon comportement en puissance ; la compression étant d'autant plus énergique et rédhitoire que le gain petit signal est grand.

- Un bon comportement à niveau élevé nécessite une relative continuité des conditions d'adaptation de sortie lorsqu'on passe du fonctionnement petit signal, au fonctionnement grand signal.

- Cet impératif suppose, en petit signal, une conductance de sortie assez élevée et une capacité de sortie la plus faible possible ; la transconductance étant la plus grande possible pour assurer un gain appréciable. Ce critère est essentiel et sa méconnaissance est, à nos yeux, la raison principale du mauvais comportement de TEC qui semblent offrir de larges possibilités en excursion de courant et de tension.

- La mise en avalanche du TEC aux tensions drain-source élevées, ne présente aucun avantage et aboutit, au contraire, à une détérioration des performances, ce qui confirme la nécessité d'avoir une tension de claquage, au pincement, très élevée.

- Enfin, bien que les performances semblent assez peu sensibles à la valeur présentée par l'impédance de charge aux fréquences harmoniques, un léger avantage est procuré par le circuit ouvert dans le cas, très fréquent, où la compression du gain résulte d'un écrêtage en tension.

En ce qui concerne les aspects technologiques, la discussion effectuée, à propos des implications de notre analyse du fonctionnement grand signal, a permis de dégager plusieurs indications essentielles :

- la potentialité d'une puissance élevée implique toujours que la condition classique d'un courant I_{DSS} de l'ordre de 300 mA/mm de largeur de grille soit remplie.

- Un dopage de couche active de l'ordre de $1,2$ à $1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ semble assez optimum pour les fréquences n'excédant pas 15 GHz. Il en résulte une épaisseur de couche active assez faible.

- Une faible longueur de grille et une interface couche active-substrat de qualité et à haute mobilité sont deux conditions essentielles pour disposer d'une conductance de sortie assez élevée.

- Les moyens de minimiser la capacité de sortie résident surtout dans la réduction des capacités liées aux métallisations de grille et de drain

et à l'éloignement de la grille par rapport au bord du recess et par rapport au drain.

Ces indications paraissent déjà bien établies par les observations faites soit au CHS, soit dans d'autres Laboratoires, mais, de nombreux essais technologiques demeurent encore nécessaires pour les approfondir.

Pour terminer, rappelons que les conclusions de l'ensemble de cette étude ont une portée s'étendant jusqu'à environ 15 GHz et que la prévision du comportement en puissance pour des fréquences supérieures nécessiterait un aménagement de notre modélisation en modifiant les équations phénoménologiques de façon à tenir compte des termes de dérivées temporelles qui ont été négligés comme nous l'avons indiqué au chapitre II.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] W. SHOCKLEY
"A unipolar field-effect transistor".
Proc. IRE, Vol. 40, November 1952, p. 1365.
- [2] G. DACEY, I. ROSS
"The field-effect transistor".
Bell System Technical Journal, Vol. 34, November 1955, p. 1149.
- [3] C. MEAD
"Schottky barrier gate field-effect transistor".
Proc. IEEE, Vol. 54, 1966, p. 307.
- [4] A. GREBENE, S. GHANDHI
"General theory for pinched operation of the junction-gate FET".
Solid-State Electronics, Vol. 12, 1969, p. 573.
- [5] K. LEHOVEC, R. MILLER
"Field distribution in junction FET's at large drain voltages".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-22, n° 5, May 1975, p. 273.
- [6] A. MADJAR, F. ROSENBAUM
"A large-signal model for the GaAs MESFET".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol MTT-29, n° 8
August 1981, p. 781
- [7] K. YAMAGUCHI, H. KODERA
"Drain conductance of junction gate FET's in the hot electron range".
IEEE Transactions on Electron. Devices, Vol. ED-23, June 1976, p. 545.
- [8] K. YAMAGUCHI, Y. ASAI, H. KODERA
"Two-dimensional numerical analysis of stability criteria of GaAs FET's".
IEEE Transactions on Electron. Devices, Vol. ED-23, December 1976, p. 1283.

- [9] M. SHUR, L. EASTMAN
"Current-Voltage Characteristics, Small-Signal Parameters and Switching Times of a GaAs FET's".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-25, June 1978, p. 606.
- [10] M. REISER
"A two-dimensional numerical FET model for DC, AC and large-signal analysis".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-20, n° 1 January 1973, p. 35.
- [11] R.W. HOCKNEY
"A fast direct solution of Poisson's equation using Fourier analysis".
Journal of Association for computing machines, Vol. 12, 1965, p. 95.
- [12] D. KENNEDY, R. O'BRIEN
"Computer aided two-dimensional analysis of the Junction Field-Effect Transistor".
IBM Journal on Research and Development, March 1970, p. 95.
- [13] M. REISER
"Computer study of submicrometer FET's".
Electronics Letters, Vol. 8, 1972, p. 254.
- [14] M. REISER
"Large-scale numerical simulation in semiconductor device modeling".
Comp. Methods Appl. Mech. Eng, Vol. 1, 1972, p. 17.
- [15] B. HIMSWORT
"A two-dimensional analysis of GaAs JFET's with long and short channels".
Solid-State Electronics, Vol. 15, 1972, p. 1357.
- [16] B. HIMSWORT
"A two-dimensional analysis of InP JFET's with long and short channels".
Solid-State Electronics, Vol. 15 1973, p. 931.
- [17] E. CONSTANT
"Modelling of submicron devices".
Inst. Phys. Conf. Ser., n° 57, 1981. p.141

- [18] R. HOCKNEY, R.A. WARRINER, M. REISER
"Two-dimensional particle models in semiconductor-device analysis".
Electronics Letters, Vol. 10, Nov. 1974, p. 484.
- [19] R.A. WARRINER
"Computer simulation of GaAs FET's using Monte-Carlo methods".
Solid-State Electron Devices Vol. 17, 1977, p. 104.
- [20] M. PERNISEK

Thèse de Troisième Cycle, Lille, 1983.
- [21] R. KUVAS
"Equivalent circuit model of FET including distributed gate effects".
IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED-27, n° 6, 1980.p. 1193
- [22] H.A. WILLING, P. DE SANTIS
"Modelling of Gurn-Domain effects in GaAs MESFET'S".
Electronics Letters, Vol. 13, n° 18, Sept. 1977.
- [23] H.A. WILLING, C. RAUSCHER, P. DE SANTIS
"A technique for predicting large-signal performance of a GaAs MESFET".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techn., Vol. MTT-26, Dec. 1978,
p. 1017.
- [24] C. RAUSCHER, H. WILLING
"Simulation of nonlinear microwave FET performance using a quasi-static model".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-27, n° 10,
Oct. 1979. p. 834
- [25] J. KAMDEM

Thèse de Troisième Cycle, Toulouse, 1981.
- [26] B. CARNEZ, A. CAPPY, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT, G. SALMER
"Submicrometer gate FET modeling including non-stationary electron dynamics".
Journal Applied Physics, Vol. 51, 1980, p. 784.

- [27] A. CAPPY
Thèse de Troisième Cycle, Lille, 1981.
- [28] G. SALMER, M. LEFEBVRE, F. HELIODORE
"Substrate effects in submicromic gate low noise microwaves MESFET's".
"GaAs and related compounds", Biarritz, Sept. 1984.
- [29] E. WASSERSTROM, J. McKENNA
"The potential due to a charged metallic strip on a semiconductor surface".
The Bell System Technical Journal, 1970, p. 853.
- [30] C. TSIRONIS
"Prebreakdown phenomena in GaAs epitaxial layers and FET's".
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-27, 1980, p. 277.
- [31] Y.M. HOUNG, G.L. PEARSON
"Deep trapping effects on the GaAs - GaAs : Cr interface in GaAs FET structures".
Journal Applied Physics, vol. 49, June 1978, p. 3348.
- [32] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J.F. PONE, J.P. COURAT, G. BERT, G. NUZILLAT, M. PELTIER
"Saturation mechanism in 1- μ m gate GaAs FET with Channel-substrate interfacial barrier".
IEEE Transactions on Electron. Devices, Vol. ED-27, June 1980, p. 1019.
- [33] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J.P. COURAT
Revue de Physique Appliquée, Tome 13, n° 13, 1978, p. 651.
- [34] T. HARIU, K. TAKAHASHI, Y. SHIBATA
"New modeling of GaAs MESFET'S".
IEEE Transactions on Electron. Devices, Vol. ED-30, Dec. 1983, p. 1743.
- [35] J. ZIMMERMANN, E. CONSTANT
"Application of Monte Carlo techniques to hot carrier diffusion noise calculation in unipolar semiconducting components".
Solid State Electronics, Vol. 23, 1980, p. 915.

- [36] R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT
"Diffusion and the power spectral density and correlation function of velocity fluctuation for electrons in Si and GaAs by Monte Carlo methods".
Journal Applied Physics, Vol. 51, February 1980, p. 1065.
- [37] P.A. ROLLAND, G. SALMER, E. CONSTANT, R. FAUQUEMBERGUE
"Comparative frequency behavior of GaAs, InP and GaInAs transferred electron devices. Derivation of a simple comparative criterion".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-28, March 1981, p. 341.
- [38] J.G. RUCH
"Electron dynamics in short channel field-effect transistors".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-19, 1972, p. 652.
- [39] J.P. NOUGIER, J.C. VAISSIERE, D. GASQUET, J. ZIMMERMANN, E. CONSTANT
"Determination of transient regime of hot carriers in semiconductors, using the relaxation time approximations".
Journal Applied Physics, Mars 1980.
- [40] K. BLOTEKJAER
"Transport equations for electrons in two-valley semiconductors".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-17, Jan. 1970, p. 38.
- [41] M.R. FRISCOURT

Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1982.
- [42] M. SHUR
"Influence of nonuniform field distribution of frequency limits of GaAs FET's".
Electronics Letters, Vol. 12, 1976, p. 615.
- [43] J. ZIMMERMANN

Thèse d'Etat, Lille, 1980.

- [44] H. SHICHIJO, K. HESS, G.E. STILLMAN
"Simulation of high-field transport in GaAs using a Monte Carlo method and pseudopotential band structures".
Applied Physics Letters, Vol. 38, Jan. 1981, p. 89:
- [45] H. SHICHIJO, K. HESS
"Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs".
Physical Review, Vol. 23, April 1981. p. 4197
- [46] M. OGAWA, K. OHATA, T. FURUTSUKA, N. KAWAMURA
"Submicron single-gate and dual-gate GaAs MESFET's with improved low noise and high gain performance".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-24, n° 6, 1976, p. 300.
- [47] S. TIWARI, L.F. EASTMANN, L. RATHBUN
"Physical and materials limitations on burnout voltage of GaAs power MESFET's".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-27, June 1980, p. 1045.
- [48] J. SONE, Y. TAKAYAMA
"Analysis of field distributions in a GaAs MESFET at large drain voltage".
Electron Letters, Vol. 12, 1976, p. 622.
- [49] M. SHUR
"Maximum electric field in high-field domain".
Electron Letters, Vol. 14, 1978, p. 521.
- [50] R. YAMAMOTO, A. HIGASHISAKA, F. HASEGAWA
"Light emission and burnout characteristics of GaAs power MESFET's".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-25, n° 6, 1978, p. 567.
- [51] T. FURUTSUKA, T. TSUJI, F. HASEGAWA
"Improvement of the drain breakdown voltage of GaAs power MESFET's by a simple recess structure".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-25, n° 6, 1978, p. 563.
- [52] T. FURUTSUKA, A. HIGASHISAKA, Y. AONO, Y. TAKAYAMA, F. HASEGAWA
"GaAs power MESFET's with a grade recess structure".
Electron Letters, Vol. 15, 1979, p. 417.

- [53] R. WROBLEWSKI, G. SALMER, Y. CROSNIER
"Theoretical analysis of the D.C. avalanche breakdown in GaAs MESFET's".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-30, n° 2, 1983, p. 154.
- [54] L.A. PIPES, L.R. HARVILL
"Applied mathematics for engineers and physicists".
Mc Graw-Hill.
- [55] F. SECHI
"High efficiency microwave FET power amplifiers".
Microwave Journal, Nov. 1981, p. 59.
- [56] F. SECHI
"Design procedure for high efficiency linear microwave power amplifiers".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-28, n° 11,
1980, p. 1157.
- [57] Y. TAKAYAMA
"A new load-pull characterization method for microwave power transistors".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-S Intern. Microw.
Symp. 1976, p. 218.
- [58] J. AUVRAY, M. FOURRIER
"Problèmes d'électronique".
Dunod
- [59] D. SNIDER
*"A theoretical analysis and experimental confirmation of the optimally
loaded and overdriven RF power amplifier"*.
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-14, n° 12, 1967, p. 851.
- [60] G. BAVA, U. PISANI, V. POZZOLO
*"Active load technique for load-pull characterisation at microwave fre-
quencies"*.
Electronics Letters, Vol. 18, Febr. 1982, p. 178.

- [61] F. SECHI, H. HUANG, B. PERLMAN
"Waveforms and saturation in GaAs power MESFET'S".
Digest of the 8th European microwave conference, Paris, Sept. 1978,
p. 473.
- [62] P. BAUDET
"Les transistors à effet de champ de puissance en AsGa : conception et technologie".
Acta Electronica 23, 2, 1980, p. 119.
- [63] H.M. MACKSEY, F.H. DOERBECK, R.C. VAIL
"Optimization of GaAs power MESFET device and material parameters for 15 - GHz operation".
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-27, n° 2, 1980, p. 467.
- [64] R.A. PUCCEL, H.A. HAUS, H. STATZ
"Signal and noise properties of Gallium Arsenide microwave Field-Effect Transistors".
Advances in Elect. Electron Phys., Vol. 38, 1975, p. 195.



RÉSUMÉ

Les transistors à effet de champ à l'Arséniure de Gallium (TEC AsGa) occupent une part de plus en plus importante du marché des composants de puissance hyperfréquences. Leur utilisation est actuellement possible jusqu'à 20 GHz et est envisagée pour des fréquences supérieures dans un avenir proche. Cette montée en fréquence et en puissance nécessite une définition et une optimisation très rigoureuses des paramètres technologiques du T.E.C. AsGa qui passe par une connaissance la plus approfondie possible des mécanismes physiques de son fonctionnement en régime dynamique à haut niveau. Cette préoccupation constitue l'objet du présent travail. Celui-ci s'appuie sur une modélisation numérique originale à caractère très physique puisque reposant sur une description du fonctionnement du T.E.C. avec les équations phénoménologiques des divers effets en présence. Cette modélisation a permis d'analyser les mécanismes d'adaptation, les limitations responsables de la compression du gain et de la puissance de sortie à saturation, le rôle des harmoniques, l'influence de l'avalanche et les principaux aspects de la montée en fréquence. Elle a conduit à des propositions concernant la technologie, a été globalement validée par une confrontation expérimentale effectuée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs et dans le cadre d'une étroite collaboration avec le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (Groupe Philips).

MOTS CLES : HYPERFREQUENCE - TRANSISTOR EFFET DE CHAMP - TRANSISTOR
PUISSANCE - MODELE SIMULATION - ADAPTATION IMPEDANCE -
NON LINEARITE.