

N° d'ordre : 1075

50376
1983
33

50376
1983
33

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Mohamed BOUHES

MODELISATION ET CARACTERISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP TYPE BIGRILLES SYBMICRONIQUES



Soutenu le 20 Septembre 1983 devant la Commission d'Examen

MM.	E.	CONSTANT	Président
	E.	ALLAMANDO	Rapporteur
	G.	SALMER	Rapporteur
	Y.	CROSNIER	Examineur
	G.	BESSONNEAU	Invité
	J.F.	SAUTEREAU	Examineur
	J.F.	SEDARD	Invité



A Karima, à mes parents, et

à toute ma famille.

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

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a permis, en m'accueillant dans son laboratoire, de mener à bien ce travail, et me fait l'honneur de présider la Commission d'Examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur ALLAMANDO qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée tout le long de cette étude.

J'exprime également toute ma gratitude à Monsieur le Professeur SALMER pour son aide et ses conseils sur le plan scientifique qui m'ont été très bénéfiques. J'ai également apprécié ses grandes qualités humaines.

Je tiens à remercier Messieurs MERANDA, BESSONNEAU, CARNEZ de la Thomson CSF (Département D.C.M.) de m'avoir fourni la majorité des composants nécessaires à cette étude.

Cette étude a reçu le soutien de la D.R.E.T.. J'en remercie vivement les responsables.

Mes sincères remerciements vont à Messieurs NUZILLAT, GLOANEC de la Thomson CSF (Département L.C.R.) pour les composants qu'ils m'ont fournis amicalement.

Je tiens à remercier Monsieur SAUTEREAU, Maître-Assistant à l'Université de Toulouse, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Je remercie également Monsieur BESSONNEAU de la Thomson CSF qui me fait le plaisir de siéger à mon jury.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur SEDARD du CNEIS qui a accepté de participer à mon jury.

Monsieur le Professeur CROSNIER me fait l'honneur de participer à mon jury. Je lui en suis vivement reconnaissant.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à :

- Monsieur LEBORGNE pour son aide efficace sur le plan technologique et son amitié ;*
- Monsieur CAPPY pour l'aide qu'il m'a offerte ;*
- Monsieur RADHY pour sa participation à ce travail ;*
- Messieurs WROBLEWSKI, ROLLAND, LIPPENS et Madame DELOS pour leur amicale collaboration à ce travail.*

Je tiens également à remercier tous mes camarades du C.H.S. pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée. Enfin, je ne saurais oublier ceux qui ont contribué à la réalisation de ce manuscrit : Mademoiselle FIEVET et Mademoiselle BRIFFAUT qui ont eu la tâche ingrate de la dactylographier ainsi que Monsieur DEHORTER et Monsieur PLUQUET qui en ont assuré la polycopie. Je les en remercie vivement.

SOMMAIRE

	<u>Pages</u>
<u>INTRODUCTION</u>	
<u>CHAPITRE I : MODELISATION DU TEC BIGRILLE</u>	
I.1. INTRODUCTION	1
I.2. STRUCTURE DU COMPOSANT	1
I.3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	2
I.4. MODELISATIONS ACTUELLES DU TEC	2
I.4.1. Modèles bidimensionnels	2
I.4.2. Modèles unidimensionnels	2
I.4.3. Modèles particulières	2
I.5. MODELISATION PROPOSEE	7
I.5.1. Phénomènes de transport dans un TEC submicronique	7
I.5.2. Formulation analytique des effets de la dynamique électronique non stationnaires	7
I.5.3. Evaluation des temps de relaxation en fonction de l'énergie	7
I.5.4. Modélisation d'un profil de dopage non uniforme dans la couche active	7
I.5.5. Détermination de l'épaisseur de la zone désertée en tout point	7
I.5.6. Modélisation des effets d'injection dans le substrat	7
I.6. MODE DE TRAITEMENT NUMERIQUE	14
I.7. ADAPTATION DU MODELE POUR LE TRAITEMENT DE BRUIT	15

I.7.1. Traitement de bruit local	15
I.7.2. Détermination du bruit total	15
I.8. CONCLUSION	17
<u>CHAPITRE II : METHODES DE CARACTERISATION DU TEC BIGRILLE</u>	
II.1. INTRODUCTION	21
II.2. DESCRIPTION DES CELLULES DE CARACTERISATION	21
II.2.1. Cellule pour transistors en boîtier	21
II.2.2. Cellule permettant de recevoir des transistors en puce	21
II.3. DETERMINATION DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET PHYSIQUES D'UN TEC BIGRILLE	24
II.3.1. Coefficient d'idéalité et potentiel de Barrière	24
II.3.2. Détermination de la tension de pin- cement et de la hauteur de la couche	24
II.3.3. Détermination du profil de dopage de la couche	24
II.3.4. Détermination des résistances d'accès	24
II.3.5. Détermination de la mobilité moyenne en champ faible	24
II.4. DETERMINATION DES ELEMENTS PETIT SIGNAL EN FREQUENCES BASSES	33
II.5. MESURE DES PARAMETRES DE DISPERSION EN HAUTES FREQUENCES	35
II.5.1. Introduction	35
II.5.2. Technique de mesure	35
II.5.3. Détermination des selfs et des résistances de grilles parasites	35
II.6. CONCLUSION	37

CHAPITRE III : COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

III.1. SCHEMAS ELECTRIQUES EQUIVALENTS	39
III.2. RESULTATS DE SIMULATION	42
III.2.1. Evolution des grandeurs physiques dans le canal	42
III.2.2. Modes de fonctionnement du bigrille	42
III.2.3. Complémentarité des deux grilles	42
III.3. CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE	47
III.3.1. Transistor NEC 463	47
III.3.2. Transistor Thomson CSF-LCR	47
III.3.3. Transistor Thomson CSF-DCM	47 en plus
III.4. CONCLUSION	51

CHAPITRE IV : ETUDE PARAMETRIQUE DE LA STRUCTURE

IV.1. INTRODUCTION	53
IV.2. INFLUENCE DE LA DISTANCE INTERGRILLE X	53
IV.2.1. Influence du dopage	53
IV.2.2. Confirmation expérimentale	53
IV.3. STRUCTURE A DEUXIEME GRILLE PLUS HAUTE	57
IV.3.1. Eléments petit signal	57
IV.3.2. Performances en amplificateur microonde	57
IV.4. STRUCTURE A DEUXIEME GRILLE PLUS LONGUE	58
IV.4.1. Eléments petit signal	58
IV.4.2. Performances en amplificateur microonde	58
IV.5. STRUCTURE A PREMIERE GRILLE PLUS LONGUE	59
IV.5.1. Eléments petit signal	59
IV.5.2. Performances en amplificateur microonde	59
IV.6. INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE	60
IV.7. CONCLUSION	61

CHAPITRE V : QUELQUES APPLICATIONS POTENTIELLES DU BIGRILLE
EN MICROONDES

V.1. INTRODUCTION	64
V.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN FREQUENCES TRES ELEVEES	64
V.2.1. Transistor NEC 463	64
V.2.2. Transistor Thomson LCR 8-4	65
V.3. INFLUENCE DE LA CHARGE DE LA DEUXIEME GRILLE SUR LE FONCTIONNEMENT EN AMPLIFICATEUR ET DEPHASEUR	67
V.3.1. Paramètres [S'] du quadripole équivalent	67
V.3.2. Résultats typiques	68
V.4. MISE EN EVIDENCE DE QUELQUES APPLICATIONS NOUVELLES	69
V.4.1. Détection de phase	69
V.4.2. Détection synchrone d'amplitude	72
V.5. CONCLUSION	73

ANNEXES

- I Expression de la matrice [Z] d'un TEC à tension drain-source nulle
- II Calcul des paramètres petit signal et des performances en amplificateur
- III Méthode numérique pour obtenir les éléments petit signal

INTRODUCTION

Le développement des systèmes utilisant les ondes hyperfréquences en particulier pour les télécommunications, nécessite la conception de composants discrets et de circuits intégrés pouvant fonctionner à des fréquences élevées. Les prévisions théoriques [1] et les résultats expérimentaux [2] montrent que les transistors à effet de champ (TEC) constituent une solution de choix pour la réalisation d'un certain nombre de dispositifs.

Or les performances de ce composant sont étroitement dépendantes de la mobilité des porteurs et de la largeur de la bande interdite du matériau semi-conducteur. Par ailleurs des temps de propagation très courts et la montée en fréquences très élevées nécessitent des dimensions réduites. Le TEC en As Ga à grille très courte semble répondre à ces conditions [3] car en effet les temps de transit sont plus courts que pour un TEC en Silicium ou encore un transistor bipolaire. Ceci explique le choix de ce type de composant pour la réalisation des amplificateurs à faible bruit ou de puissance utilisés dans le domaine des microondes.

Dans le but de réaliser des fonctions plus complexes ou plus nombreuses avec un composant unique il a été conçu un nouveau composant à effet de champ appelé TEC bigrille [4] qui est doté d'une deuxième grille dans l'espace source-drain. Effectivement ce nouveau type de composants permet de réaliser plusieurs fonctions telles que : Amplificateur à gain contrôle [5], modulateur de phase [6], oscillateur et mélangeur [7], amplificateur et multiplicateur de fréquences [8], discriminateur [9], etc... La possibilité de réalisation simultanée de plusieurs fonctions du bigrille constitue donc le point de départ de l'intégration monolithique des systèmes linéaires fonctionnant en microondes.

Afin d'effectuer une optimisation théorique de la structure et des conditions de fonctionnement en vue des diverses applications de ce composant, il est nécessaire d'en posséder un modèle théorique. Ce modèle doit permettre, d'une part, de tenir compte le plus précisément possible de tous les phénomènes physiques pouvant exister dans un TEC utilisé en microondes. D'autre part, il doit être suffisamment simple pour permettre une étude systématique de l'influence de chaque paramètre.

Or les modèles actuellement disponibles pour l'étude de ce composant peuvent être classés en deux catégories :

- Les modèles analytiques qui considèrent le TEC bigrille comme une association de deux monogrilles en montage cascade [10], [11], [12]. Ils sont simples mais non satisfaisants pour des TEC à grilles submicroniques.

- Les modèles particuliers tels que celui développé par C. MOGLESTUE [13]. Il sont relativement exacts mais très coûteux et difficiles à mettre en oeuvre pour l'optimisation.

Pour concilier l'exactitude des résultats avec une durée de calcul relativement brève nous proposons un modèle dérivé de celui mis en oeuvre dans notre laboratoire par A. CAPPY [1] pour le TEC monogrille à grille submicronique. Il tient compte des effets de la dynamique électronique non stationnaire, et des effets de bords qui sont importants dans le cas des grilles très courtes, mais il reste suffisamment simple pour être traité sur un ordinateur de table.

- Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à des rappels sur la dynamique électronique non stationnaire et à la description du modèle et de ses caractéristiques comparées à celles des autres modèles.

- Dans le second chapitre nous présentons une adaptation des méthodes de caractérisation (continue, basses fréquences, et large bande) du monogrille au bigrille.

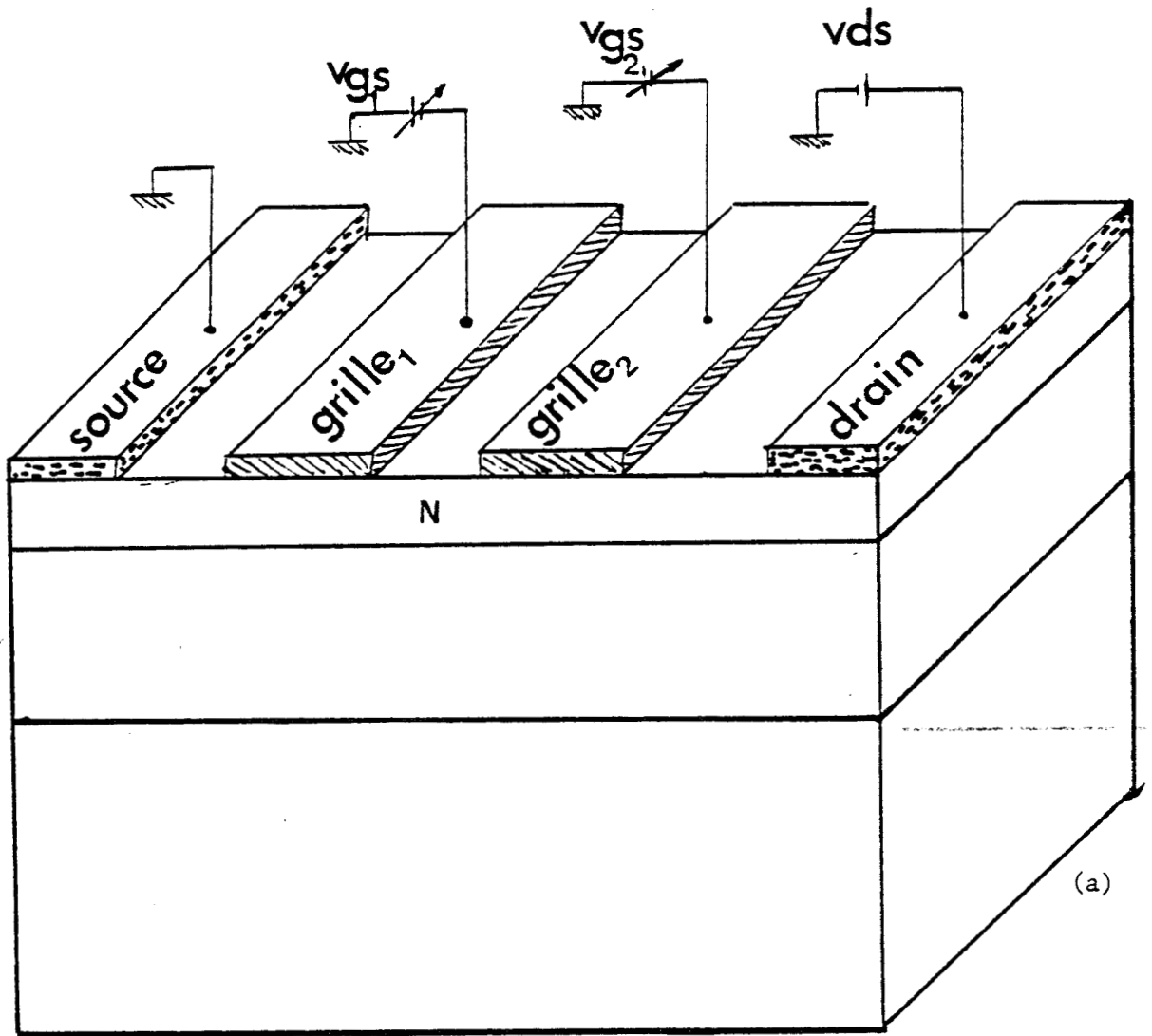
- La validation du modèle théorique et l'interprétation des évolutions des paramètres petit signal du schéma électrique équivalent en fonction des tensions de polarisation, seront données au chapitre III.

- Le chapitre IV sera consacré à l'étude systématique des divers paramètres conduisant à l'optimisation de la structure.

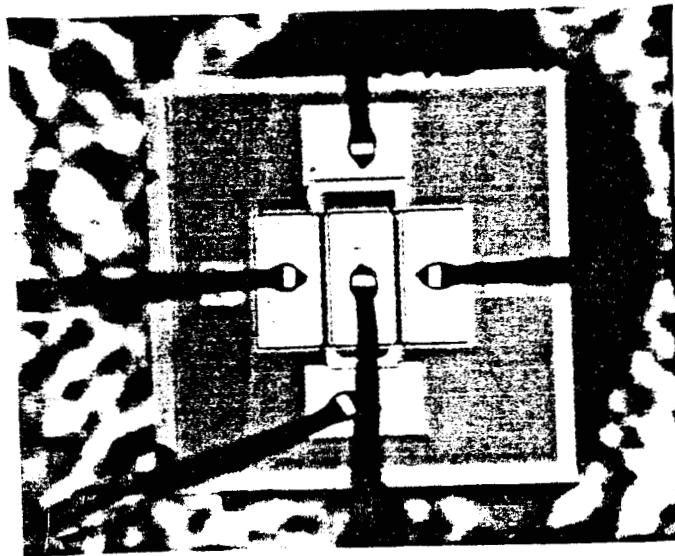
- Enfin dans le dernier chapitre nous présenterons quelques applications potentielles du TEC bigrille, et en particulier nous proposerons deux applications nouvelles.

REFERENCES

- [1] A. CAPPY, Thèse de 3^{ème} Cycle, Lille (1981).
- [2] R. YAQUINE, Thèse de 3^{ème} Cycle, Lille (1982).
- [3] J.G. RUCH, IEEE Trans. on Elect. Dev., ED-19, p. 652 (1972).
- [4] J.A. TURNER, A.J. WALLER, Electron Letters, Vol. 7, p. 661 (1971).
- [5] C.A. LIECHTI, IEEE Trans. on Microwave Theor. and Techn., Vol. MTT-23, n° 6, p. 461 (1975).
- [6] J.L. VORHAUS, IEEE Trans. on Microwave Theor. and Techn. Vol. MTT-30, n° 7, p. 982 (1982).
- [7] A.S. CHU, P.T. CHEN, Conf. Hewlett. Packard, Washington (1980).
- [8] P.T. CHEN, C.T.L.I. IEEE Trans. on Microwave Theor. and Techn. Vol. MTT-27, n° 5, p.411 (1979).
- [9] R.S. PENGELLY, "Allen Clark Research Centre", Nr. Towcester, Northants.
- [10] GREGORY, "Conf MTT Los Angeles", (1981).
- [11] T. FURUTSUKA, M. OGAWA, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-25, n° 26, p. 580 (1978).
- [12] S. ASAI, F. MURAI, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-22, n° 10, p. 897 (1975).
- [13] C. MOGLESTUE, Solid State and Elect. Dev., Vol. 3, n° 5, p. 133 (1979).



(a)



(b)

BUS
LILLE

Fig. [I.1] : a) coupe schématique d'un TEC bigrille,
 b) photographie au microscope d'une structure NEC 463

MODELISATION DU TEC BIGRILLE

=====

I.1 - INTRODUCTION

Nous nous proposons de développer une modélisation simple et relativement exacte du MESFET BIGRILLE utilisé en hyperfréquence. Nous allons tout d'abord décrire la structure de ce composant et en donner le principe de fonctionnement. Ensuite nous présenterons une description succincte des différentes modélisations possibles du TEC en citant leurs caractéristiques essentielles. Enfin nous présenterons le modèle que nous avons utilisé en précisant ses principales caractéristiques.

I.2 - STRUCTURE DU COMPOSANT

La constitution du transistor à effet de champ bigrille est, dans son principe, représentée sur la figure [I.1]. Elle se compose d'une couche épitaxiale dite "active" en Arseniure de gallium (As. Ga) de type N préalablement formée sur un substrat semi-isolant en As.Ga. Sur la couche active sont situées deux électrodes de source et de drain, obtenues généralement à partir d'un alliage or - germanium (Or - Ge), qui constituent sur l'AsGa des contacts ohmiques. La distance entre ces deux électrodes peut varier selon les structures entre 3 et 10 μm . Entre ces deux contacts se trouvent deux autres électrodes appelées grilles constituées généralement par deux métallisations (en or ou en Aluminium) de longueur et largeur notées respectivement L_{g1} (L_{g2}) et Z_1 (Z_2). La longueur des grilles est habituellement de l'ordre du micron, tandis que la largeur est de l'ordre de 300 μm . La couche active sous les grilles comporte un dopage et une épaisseur notés respectivement ND_1 (ND_2) et A_1 (A_2). Afin d'améliorer les performances dynamiques et en bruit d'un TEC, le dopage peut être choisi non uniforme suivant la profondeur de la couche [1], [2], [3], [4]. Les valeurs du dopage varient habituellement de 10^{17} à $3 \cdot 10^{17}$ at/cm³ et les épaisseurs sont de l'ordre de 0.1 à 0.2 μm .

Le substrat est un matériau semi-isolant (S.I) en AsGa de résistivité très élevée obtenue par compensation au moyen d'atomes de chrome. Il a pour but l'isolement électrique entre les contacts.

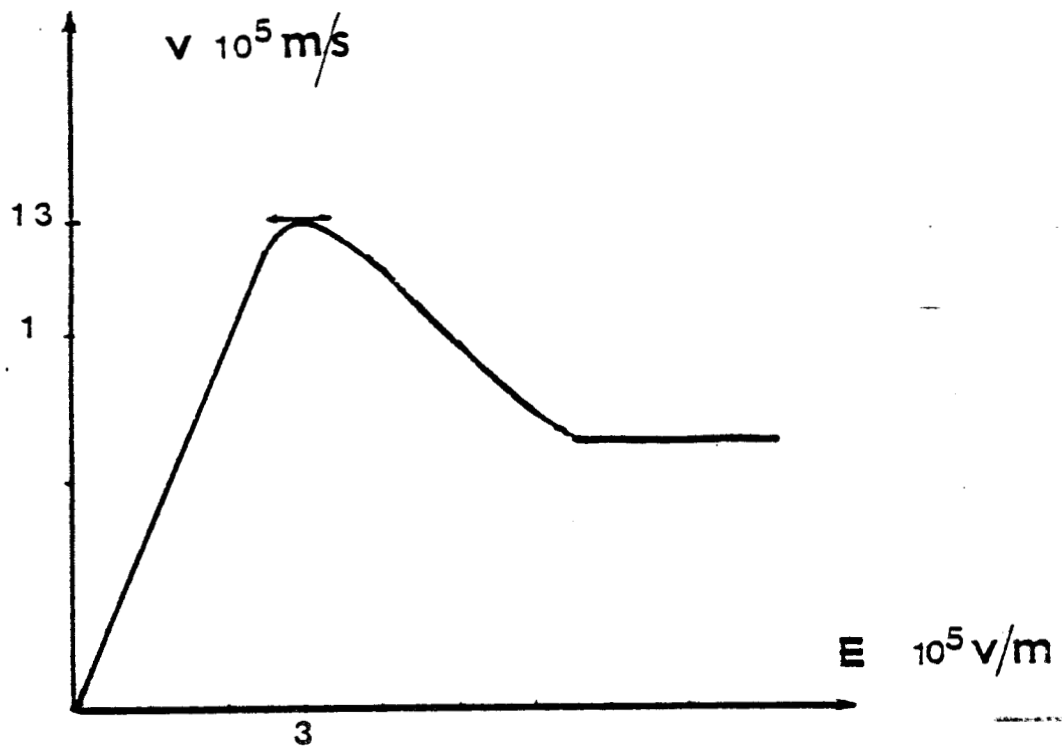


Fig. [I.2] : Caractéristique vitesse d'entraînement-champ électrique de l'AsGa.

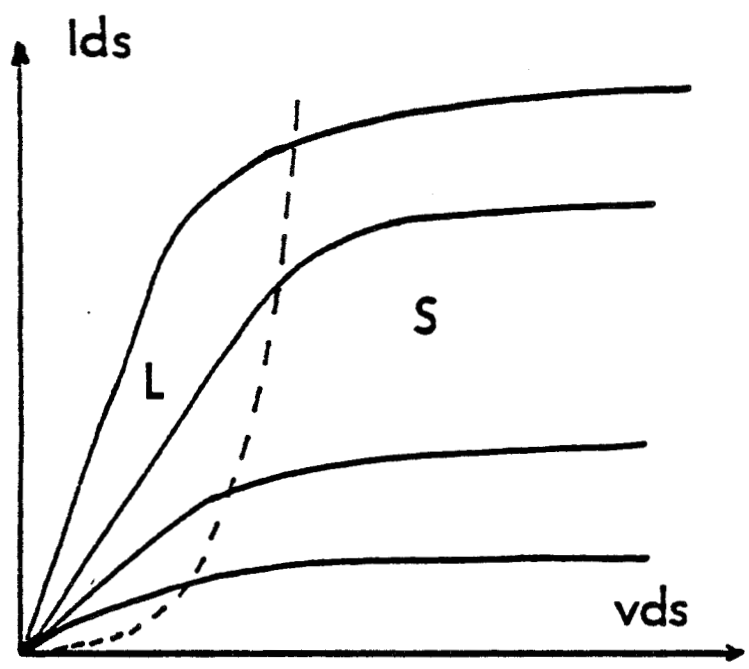


Fig. [I.3] : Caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ d'un TEC monogrille. Définition de la zone ohmique et de la zone saturée.

705
11E

Afin d'améliorer la qualité cristalline et par conséquent les propriétés électriques telles que la mobilité de l'interface couche active - substrat, il est devenu classique [5] d'intercaler une couche dite tampon peu dopée de l'ordre de 10^{12} à 10^{14} at/cm³ dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques μm . La caractéristique idéalisée de cette couche est d'être quasi intrinsèque et aussi résistive que le substrat semi-isolant de manière à ce qu'il ne subsiste aucun courant de fuite en régime de blocage.

I.3 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

La structure du transistor à effet de champ bigrille fig. [I.1] montre que celui-ci peut être considéré comme résultant de l'association drain-source de deux monogrilles. Par conséquent son principe de fonctionnement s'apparente à celui d'un TEC classique [15] et à celui des transistors à effet de champ à jonction (JTEC) dont le principe de base est la modulation de la section d'un canal conducteur sous l'action d'un champ électrique produit par la polarisation de grille.

Dans le cas d'un monogrille à grille longue, on distingue deux modes de fonctionnement suivant la valeur de la tension drain-source V_{ds} :

a) Pour une tension drain-source faible le champ électrique reste en tout point du semiconducteur inférieur à une valeur E_s ($3 \cdot 10^5$ V/m) pour laquelle les électrons atteignent leur vitesse de pic V_p ($1.3 \cdot 10^5$ m/s), fig. [I.2], et le canal conducteur se comporte comme une simple résistance, on dit que le transistor fonctionne en zone ohmique ou linéaire fig. [I.3].

b) Pour une tension drain-source plus élevée l'épaisseur du canal devient très faible provoquant l'existence d'un champ électrique plus élevé. La vitesse des porteurs devient quasi indépendante du champ électrique et atteint sa valeur dite de saturation (V_s).

Par conséquent le courant drain varie très peu en fonction de la tension V_{ds} , et l'on atteint le régime dit de saturation fig. [I.3]. Si la tension grille-source est nulle on définit le courant de saturation I_{dss} comme étant le courant obtenu à tension drain-source élevée.

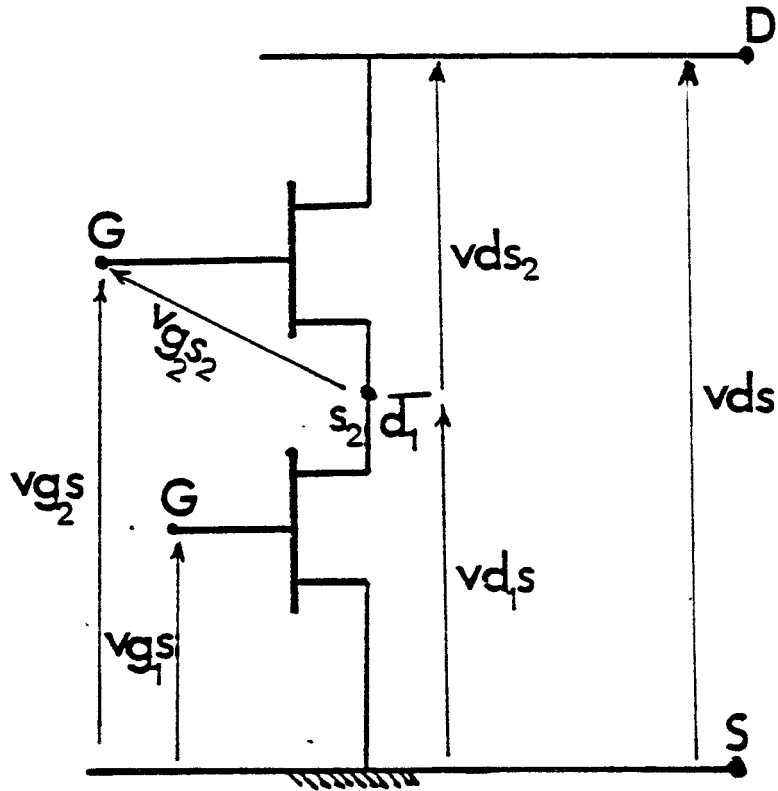


Fig. [I.4] : TEC bigrille présenté comme une association drain-source de deux monogrilles

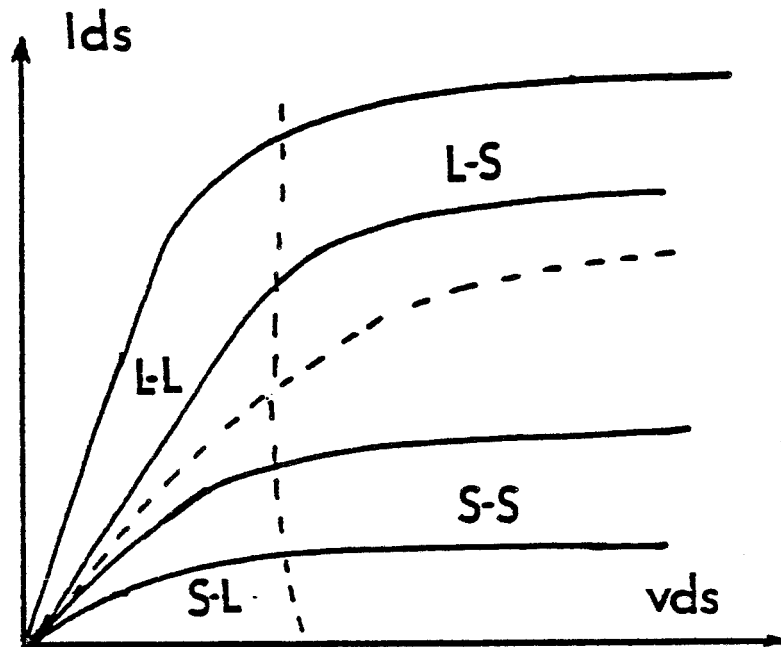


Fig. [I.5] : Caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ d'un TEC bigrille. Définition des quatre zones de fonctionnement.

c) Enfin, lorsque la tension grille-source est voisine de la tension de pincement le canal est complètement pincé et le courant drain s'annule.

Dans le cas du bigrille le canal conducteur est formé par l'association en série de deux canaux conducteurs. D'autre part, les valeurs des polarisations de chaque grille conditionnent la répartition V_{d1s} , V_{d2s} de la tension drain-source V_{ds} fig. [I.4]. Par conséquent, on doit distinguer quatre zones de fonctionnement sur la caractéristique (I_{ds} en fonction de V_{ds}) globale dont l'importance de chacune dépend de la polarisation de la deuxième grille. La figure [I.5] donne un cas typique de cette répartition pour une polarisation V_{g2s} nulle. Le détail sur la répartition de ces quatre zones sera donné au chapitre III.

I.4 - MODELISATIONS ACTUELLES DU TEC

Les modèles disponibles actuellement peuvent être classés en trois catégories :

- Les modèles bidimensionnels ;
- Les modèles unidimensionnels ;
- Les modèles particuliers.

I.4.1 - Modèles bidimensionnels

En régime statique on peut décrire le déplacement des charges au sein du canal conducteur par les équations fondamentales de l'électrocinétique qui sont :

- L'équation de POISSON :

$$\Delta V(x,y) = - \frac{\rho(x,y)}{\epsilon} \quad [1.1]$$

- Les équations de transports :

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qDn \vec{\text{grad}}(n) \quad [1.2]$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E} - qDp \vec{\text{grad}}(p) \quad [1.3]$$

Il n'existe pas de méthode mathématique simple qui permet de résoudre analytiquement ce système d'équations. La résolution n'est possible que par l'emploi de méthodes numériques et l'utilisation d'un ordinateur performant.

Un tel modèle a tout d'abord été utilisé par D.P. KENNEDY et R.R. O'BRIEN [6]. Ils ont pu mettre en évidence l'existence des effets de bord de chaque côté de la grille, ainsi que la présence d'une zone de transition entre le canal conducteur et la zone désertée. Par ailleurs M. REISER [7], [8] a montré l'influence de la couche tampon sur le courant drain. Ensuite WADA et J. FREY [9] ont examiné l'influence du matériau semiconducteur utilisé. Enfin P. BONJOUR et R. CASTAGNE [10] ont étudié l'influence de la nature d'interface entre la couche active et le substrat semi-isolant sur la conductance du canal.

Il apparaît donc que ces modèles permettent de décrire de façon relativement exacte les phénomènes de transport en tenant compte des différents effets bidimensionnels et de l'interface entre la couche active et la couche tampon. Cependant ils ne sont certainement plus valables dans le cas des composants à grilles de longueurs submicroniques pour lesquels le temps de transit des porteurs sous la grille devient comparable aux temps de relaxation du matériau.

I.4.2 - Les modèles unidimensionnels

Le traitement bidimensionnel des modèles présentés précédemment fait apparaître que les équipotentielles dans le canal sont très souvent perpendiculaires à la direction du courant drain fig. [I.6]. Dans ces conditions la composante longitudinale du champ électrique est souvent largement supérieure à la composante transversale. Par conséquent, on peut en première approximation se ramener à une modélisation unidimensionnelle en négligeant la composante verticale du champ électrique dans le canal conducteur.

Inversement on considère que dans la zone désertée sous la grille, la composante longitudinale du champ électrique est nulle fig. [I.6], que tous les atomes dopeurs sont ionisés, et que le courant de fuite de grille est négligeable.

Le traitement devient plus simple et s'effectue de façon soit numérique soit même analytique.

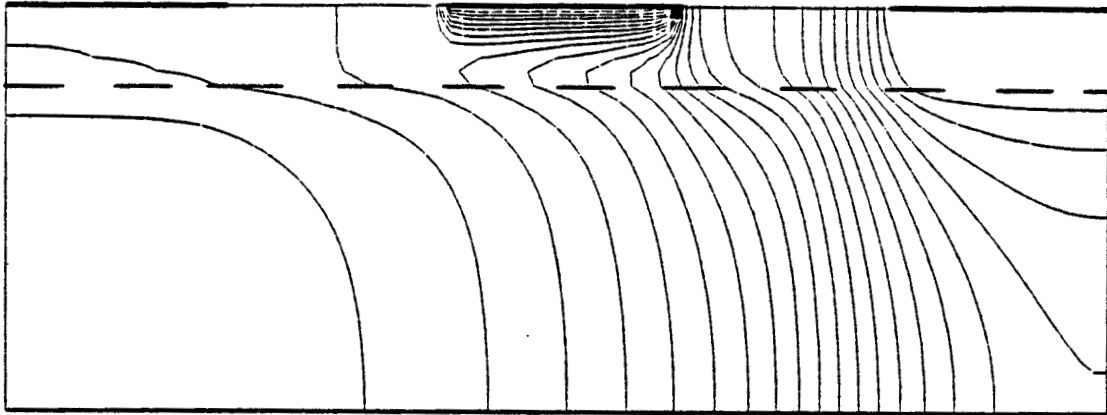
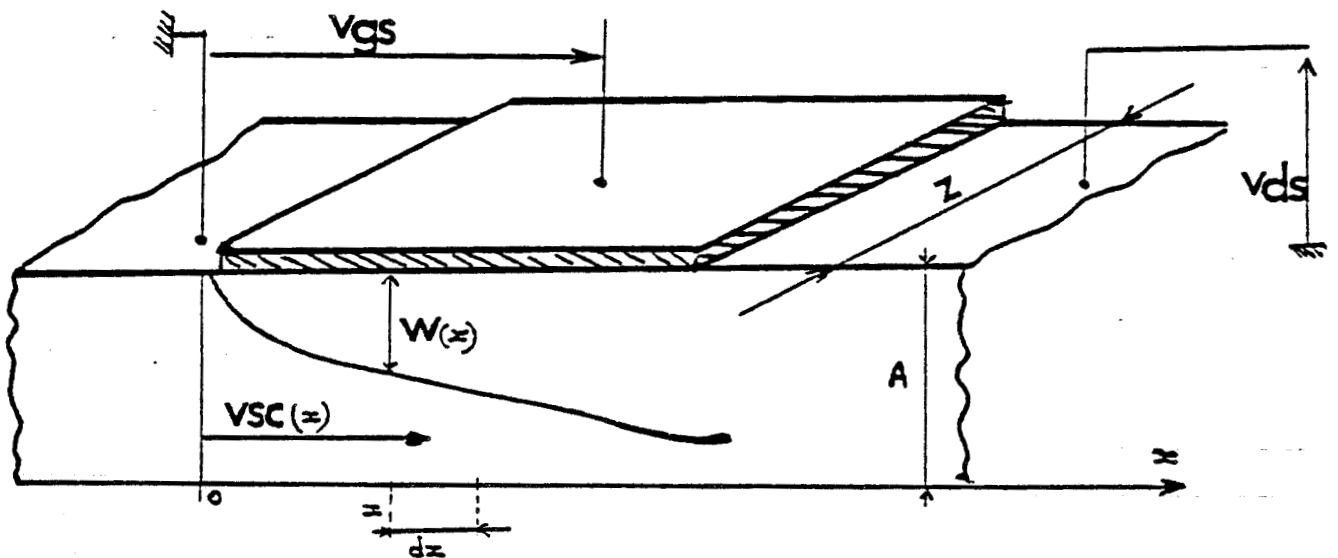


Fig. [I.6.a] : Courbes équipotentielles dans un TEC



BUS
LILLE

Fig. [I.6.b] : Structure du TEC dans le cadre d'approximation unidimensionnelle. Définition des grandeurs géométriques et électriques.

Le premier modèle analytique a été proposé par PRIM et SHOKLEY [11], [12] en 1952. Il utilise les hypothèses simplificatrices supplémentaires suivantes :

- La jonction grille canal est abrupte ;
- Le dopage de la couche active est uniforme ;
- La vitesse des porteur dans le semiconducteur est toujours proportionnelle au champ électrique : $v = \mu_0 E$;
- Le substrat est parfaitement isolant.

Afin de déterminer l'expression du courant drain source en fonction des tensions de polarisation (V_{ds} , V_{gs}) on exprime tout d'abord le champ électrique en tous points à partir de l'équation de conservation du courant :

$$E(x) = \frac{I_{ds}}{qN_D\mu_0Z[A - W(x)]} \quad [1.4]$$

où A représente la hauteur de la couche active et $W(x)$ l'épaisseur de la zone désertée au point x . Celle-ci s'exprime par, fig [I.6.b]:

$$W(x) = A \sqrt{\frac{V_b - V_{gc}(x)}{W_{00}}} \quad [1.5]$$

Par intégration du champ électrique [1.4] le long du canal situé sous la grille de longueur L_g , on obtient (sachant que $E(x) = \frac{dV(x)}{dx}$) :

$$I_{ds} \cdot L_g = qN_D\mu_0ZA \cdot \left[V_{ds} - \int_0^{V_{ds}} \sqrt{\frac{V_b - V_{gs} + V_{cs}(x)}{W_{00}}} dV(x) \right] \quad [1.6]$$

d'où l'expression du courant drain-source :

$$I_{ds} = G_0 \cdot \left[V_{ds} - \frac{2}{3 \cdot \sqrt{W_{00}}} \left[(V_{ds} + V_b - V_{gs})^{3/2} - (V_b - V_{gs})^{3/2} \right] \right] \quad [1.8]$$

dans laquelle

$$\left\{ \begin{array}{l} G_0 = q\mu_0N_DZA/L_g \quad \text{représente la conductance de sortie maximale du canal} \\ \quad \text{pleinement ouvert.} \\ W_{00} = qN_D A^2 / 2\epsilon \quad \text{est la tension de pincement du canal.} \\ V_b \quad \text{la tension de barrière de la jonction grille-canal.} \end{array} \right.$$

Rappelons que ce résultat n'est valable que pour des valeurs réduites de la tension drain-source, c'est-à-dire, tant que l'on reste en régime de fonctionnement ohmique pour lequel la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ électrique.

Pour décrire le comportement du transistor à effet de champ à tension drain-source plus élevée HAUSER [13] a proposé des expressions phénoménologiques d'évolution de la vitesse en fonction du champ électrique. Par ailleurs, LE HOVEC [14] a montré qu'il était possible de tenir compte des effets de bord aux extrémités de la grille. Enfin R.A. PUCEL [15] et J. GRAFFEUIL [16] ont proposé une solution bidimensionnelle approximative de l'équation de POISSON.

Les modèles unidimensionnels de ce genre présentent l'avantage d'être simples, facilement utilisables pour montrer l'influence des divers paramètres sur le fonctionnement. Cependant, ils ne prennent pas en compte les effets de bord et d'interface entre la couche active et la couche tampon. Enfin, ils ne considèrent pas les effets de la dynamique électronique non stationnaires qui apparaissent pour des grilles de longueurs inférieures au micron.

I.4.3 - Modèles particuliers

Le principe de ces modèles consiste à suivre le parcours erratique d'un ou plusieurs porteurs soumis aux diverses intersections dans le composant considéré comme bi ou tridimensionnel. Le traitement numérique utilise la méthode de résolution de MONTE-CARLO.

De tels modèles ont été proposés par WARRINER [17], C. MOGLESTUE [18], et par P. BONJOUR [19] qui a décrit un modèle tenant compte des effets d'interfaces entre la couche active et le substrat semi-isolant. J. ZIMMERMANN, a également utilisé cette méthode MONTE-CARLO pour étudier les phénomènes de transport dans le silicium en régimes stationnaires et non stationnaires [20].

Ces modèles sont les plus rigoureux car ils prennent bien en compte à la fois les effets bidimensionnels, et ceux liés à la dynamique électronique des porteurs. Par contre, ils sont difficiles à mettre en oeuvre et nécessitent des moyens et des temps de calcul numérique importants. Par conséquent, leur utilisation pour une étude paramétrique de la structure semble difficile.

I.5 - MODELISATION PROPOSEE

Les trois modèles que nous venons de citer possèdent des avantages et des inconvénients.

- Les modèles analytiques unidimensionnels ont le mérite d'être simples et facilement exploitables. Néanmoins, d'une part ils supposent tous que la vitesse moyenne des porteurs est uniquement fonction du champ électrique et utilisent une forme idéalisée de cette fonction. D'autre part, ils ne tiennent pas compte des effets de bord de part et d'autre de la grille, et des effets d'interface couche active - couche tampon.

- Les modèles bidimensionnels permettent une description précise des effets bidimensionnels et des effets d'interface couche active - couche tampon. Néanmoins, ils négligent les effets non stationnaires en considérant que la vitesse moyenne des porteurs est uniquement fonction du champ électrique, et nécessitent des moyens et des temps de calcul important, ce qui rend difficile leur utilisation dans l'optimisation de la structure.

- Les modèles particuliers sont les plus rigoureux, car ils tiennent compte de tous les effets bidimensionnels et décrivent correctement la dynamique des porteurs dans le canal. Cependant, ils sont difficiles à mettre en oeuvre et demandent des moyens et des temps de calcul très importants.

Il apparaît donc à travers ce bilan critique des modèles existants, qu'une prise en compte rigoureuse des effets bidimensionnels et des effets de la dynamique électronique non stationnaires des porteurs dans le canal, nécessite l'utilisation des procédures numériques complexes et un temps de calcul très important.

Cependant la modélisation d'un TEC à grille submicronique impose la prise en compte de ces deux effets [21], [22].

Le modèle que nous avons choisi est celui mis au point dans notre laboratoire pour l'étude du TEC monogrigille à grille submicronique et dont le principe peut être résumé de la façon suivante [25] :

- La description de la dynamique des porteurs de charge dans le canal est faite à l'aide des équations de l'électrocinétique classiques [1.1], [1.2] accompagnées d'un ensemble de lois phénoménologiques traduisant les principes physiques de conservation du moment moyen des porteurs et de leur énergie moyenne.

- La description des effets de bord de part et d'autre de la grille et des effets de l'interface entre la couche active et la couche tampon est faite en utilisant les résultats des travaux déjà publiés [22], [23].

Avant de détailler ces principales caractéristiques nous allons rappeler l'origine des effets non stationnaires.

1.5.1 - Phénomènes de transport dans un TEC submicronique

Pour comprendre les phénomènes de transport dans les composants à effet de champ submicroniques une étude numérique utilisant la méthode MONTE CARLO a été utilisée pour la première fois par RUCH [21]. Elle consiste à étudier la dynamique des électrons froids injectés par une source dans un domaine à haut champ, la dépendance temporelle et spatiale de la vitesse pouvant être déduite. Les distances considérées sont choisies très submicroniques et ceci pour simuler la réalité des TEC hyperfréquences.

De la même façon que dans un TEC, injectés froids dans la source les porteurs ne peuvent pas atteindre leur vitesse de saturation statique avant d'être collectés par le drain. Ils traversent donc le composant avec une vitesse largement supérieure à la vitesse stationnaire.

G. RUCH [21] a présenté les évolutions temporelles et spatiales de la vitesse des porteurs soumis à un échelon de champ électrique pour l'Arseniure de gallium et le Silicium fig. [1.7]. Il apparaît deux phénomènes importants :

- La vitesse de dérive dépasse nettement la vitesse stationnaire dans le cas de champs forts.

- Ce phénomène non stationnaire est beaucoup plus important dans l'AsGa que dans le Si. En particulier les figures [1.7.b] et [1.7.d] montrent que la

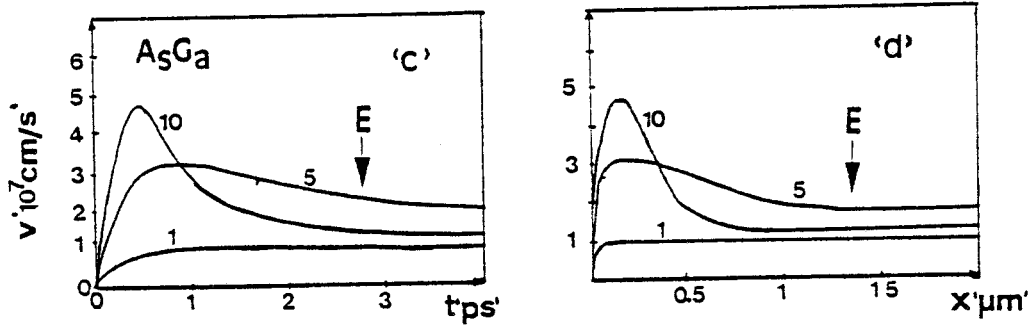
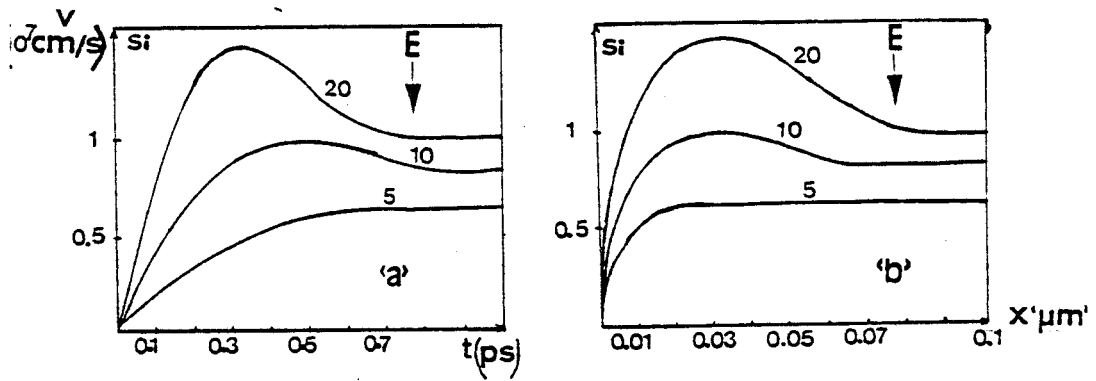


Fig. [I.7] : Evolutions temporelles et spatiales de la vitesse des porteurs pour l'AsGa et le Si. (E en Kv/cm)



distance pendant laquelle les porteurs transitent en "survitesse" est plus grande dans l'AsGa. Cette distance pouvant être de l'ordre de 0.5 μm donc comparable aux longueurs de grille des TEC. Ce résultat montre l'un des avantages de l'utilisation de l'AsGa. Pour cette raison notre étude s'est effectuée sur des composants en AsGa.

I.5.2 - Formulation analytique des effets de dynamique électronique non stationnaires

Pour décrire l'évolution de la vitesse des porteurs en régime non stationnaire une formulation analytique a été proposée [24], [25]. L'idée de base de cette formulation découle directement des résultats que nous venons d'exposer. Elle considère que l'énergie moyenne des porteurs constitue une grandeur fondamentale dont la valeur détermine directement la relation entre la vitesse v des porteurs et le champ électrique. La variation de cette énergie "de" correspondant à une variation "dx" de la position moyenne des porteurs dans la direction du champ électrique résulte de l'action de celui-ci, et de l'interaction des porteurs avec le réseau caractérisé par un temps de relaxation $\tau_{\varepsilon}(\varepsilon)$:

$$d\varepsilon = qE dx - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_{\varepsilon}(\varepsilon)} dt. \quad [1.7]$$

La connaissance de l'énergie moyenne permet l'accès à la vitesse moyenne d'entraînement à partir de l'équation fondamentale de la dynamique

$$\frac{d}{dt} [m^*(\varepsilon)v] = qE - \frac{m^*(\varepsilon).v}{\tau_m(\varepsilon)}. \quad [1.8]$$

I.5.3 - Evaluation des temps de relaxation en fonction de l'énergie

En régime stationnaire les équations [1.7] et [1.8] prennent la forme de deux équations implicites à deux inconnues (la vitesse et l'énergie). Pour une valeur de champ électrique donnée on a :

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_{\varepsilon}(\varepsilon)} = qE_{ss} V_{ss}(\varepsilon) \quad [1.9]$$

$$v_{ss}(\varepsilon) = q \frac{\tau_m(\varepsilon)}{m^*(\varepsilon)} E_{ss} = \mu(\varepsilon) E_{ss} \quad [1.10]$$

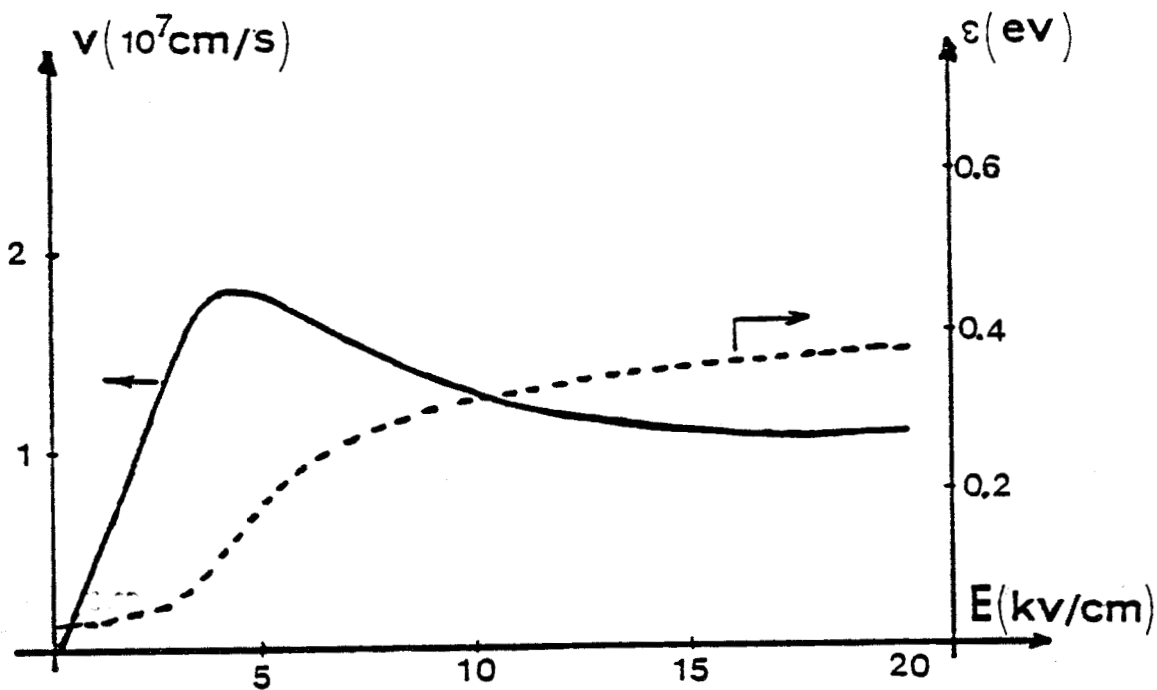


Fig. [I.8.a] : Evolution de la vitesse et de l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique issues de la procédure MONTE-CARLO.

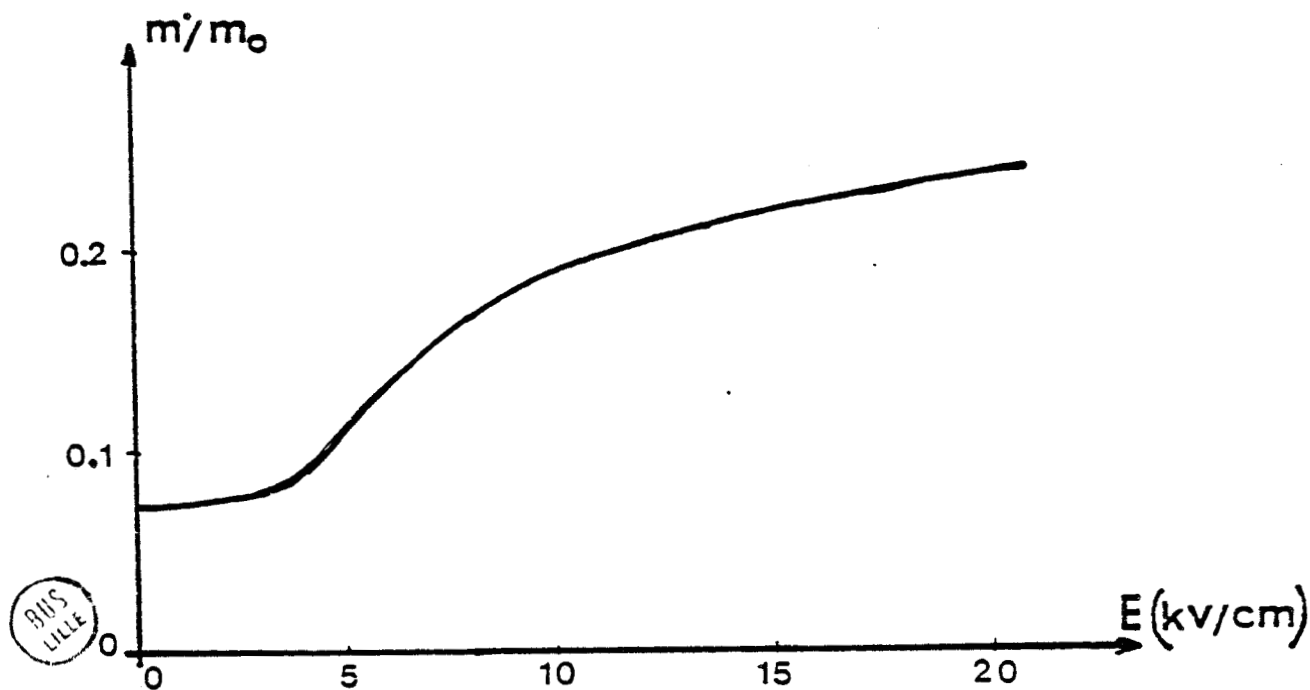


Fig. [I.8.b] : Evolution de la masse efficace en fonction du champ électrique obtenue par la procédure MONTE-CARLO.

BIS
LILLE

où $V_{ss}(\epsilon)$ et $E_{ss}(\epsilon)$ sont les valeurs en régime stationnaire de la vitesse et du champ électrique correspondant à l'énergie ϵ .

Ainsi à partir de l'évolution de la vitesse V_{ss} et de l'énergie ϵ des porteurs en fonction du champ électrique E_{ss} en régime stationnaire, il est possible de calculer $\tau_m(\epsilon)$ et $\tau_e(\epsilon)$ et de connaître le comportement des porteurs en régime non stationnaire. Une telle étude a été faite dans notre laboratoire en utilisant les résultats du programme MONTE CARLO [26] ; nous en donnons les résultats (fig. [1.8], [1.9]).

Pour s'assurer que les équations de relaxation [1.7] et [1.8] traduisent bien les effets non stationnaires en champ non uniforme il a été comparé [26] les résultats obtenus par résolution de ces équations avec ceux fournis par la méthode MONTE-CARLO. (Cette comparaison consiste à l'injection de porteurs froids dans une région où le champ électrique $E(t)$ passe instantanément à 70 KV/cm). Il apparaît sur la figure [1.10] que les équations de relaxation traduisent avec une bonne approximation les résultats obtenus par la méthode MONTE-CARLO.

Par conséquent, ce modèle qui utilise ces équations de relaxation tient bien compte des effets non stationnaires.

1.5.4 - Modélisation d'un profil de dopage non uniforme dans la couche active

Le transistor à effet de champ en Arseniure de gallium est devenu un composant de base en hyperfréquence. L'amélioration de ses performances en gain, en bruit, et en linéarité a nécessité en plus d'une réduction de la longueur de la grille [25], le choix d'un profil de dopage adéquat en utilisant l'implantation ionique comme technique de fabrication de la couche active de ce composant [27]. Il apparaît donc que toute modélisation du TEC doit tenir compte du profil de dopage de la couche

Nous nous proposons de donner une modélisation approximative de ces composants à profil de dopage complexe. Pour cela, nous posons les hypothèses suivantes :

- Les équipotentiels à l'extérieur de chaque zone désertée sont perpendiculaires à l'axe source-drain, ce qui revient à annuler la composante transversale du champ électrique dans le canal conducteur ;

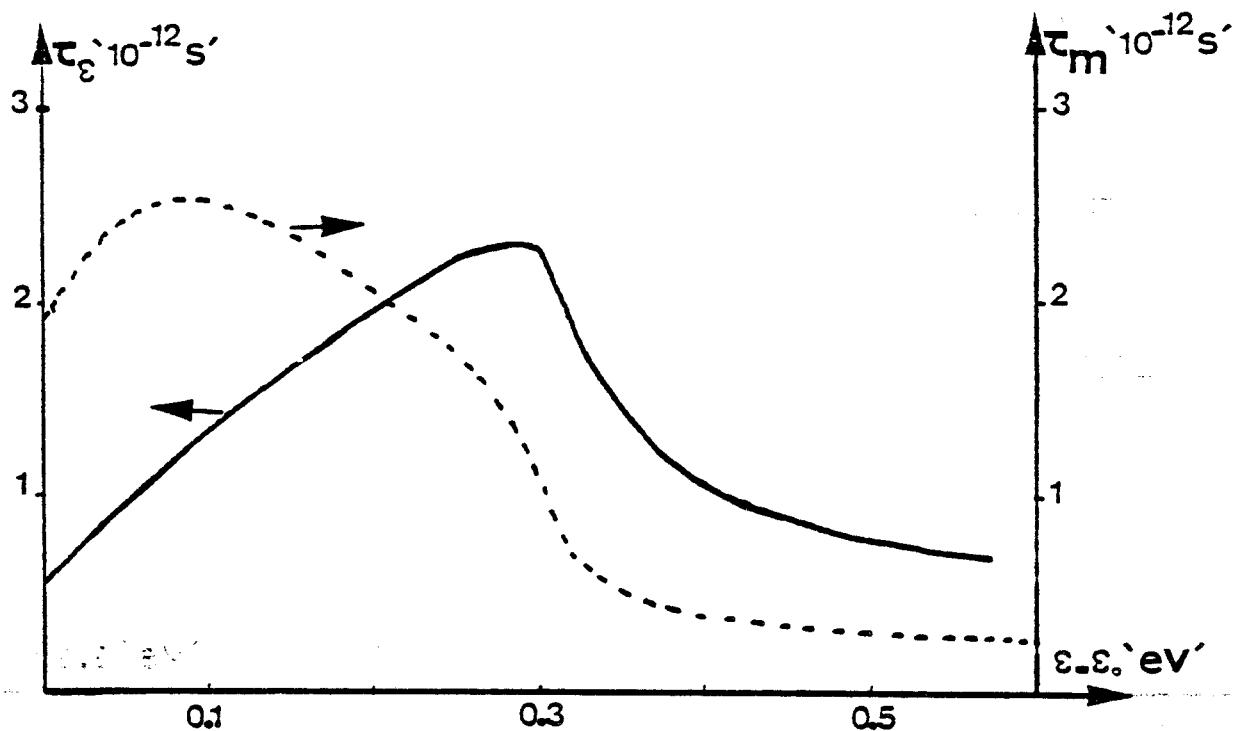


Fig. [I.9.a] : Evolutions des temps de relaxation du moment et de l'énergie, en fonction de l'énergie moyenne, obtenues à partir des résultats MONTE-CARLO en régime stationnaire.

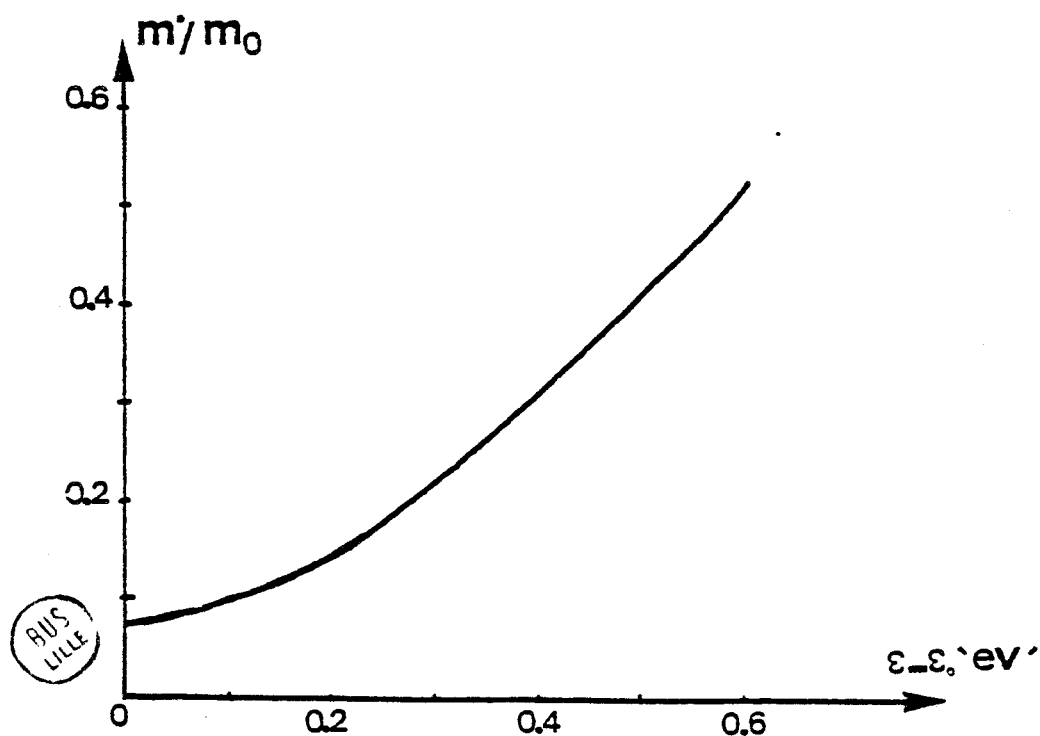


Fig. [I.9.b] : Evolution de la masse efficace, en fonction de l'énergie moyenne, obtenue à partir des résultats MONTE-CARLO en régime stationnaire.

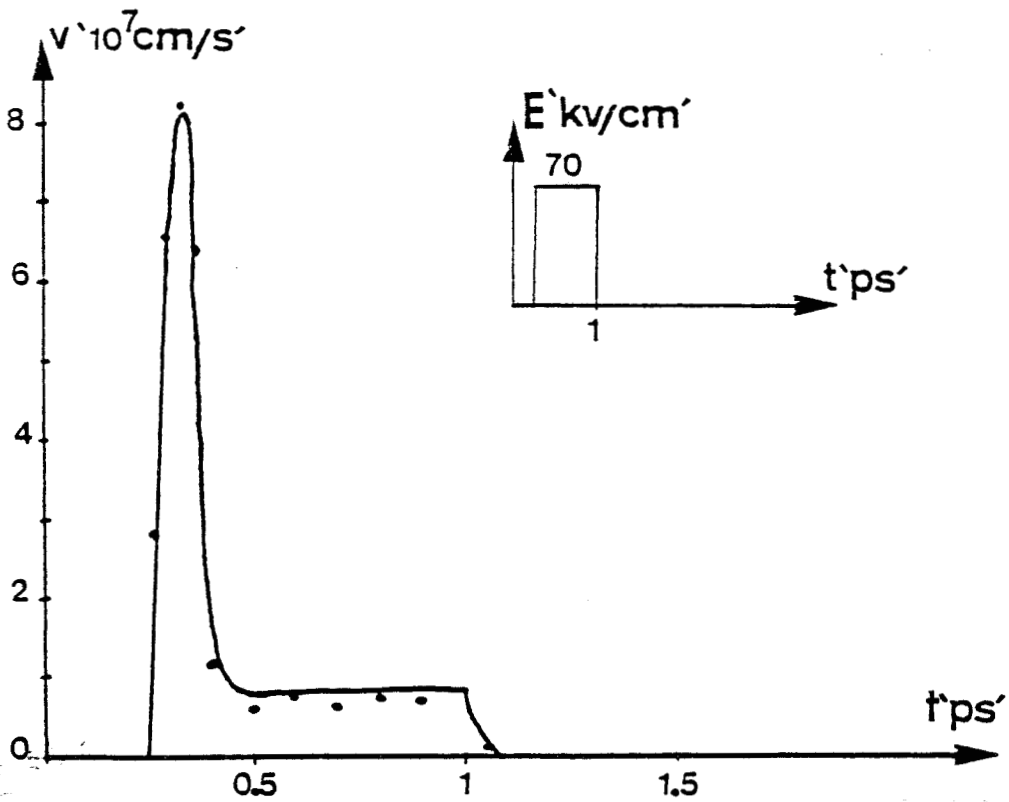


Fig. [I.10.a] : Vitesse moyenne des porteurs soumis à une impulsion temporelle du champ électrique.

— Approximations analytiques ... Résultats MONTE-CARLO

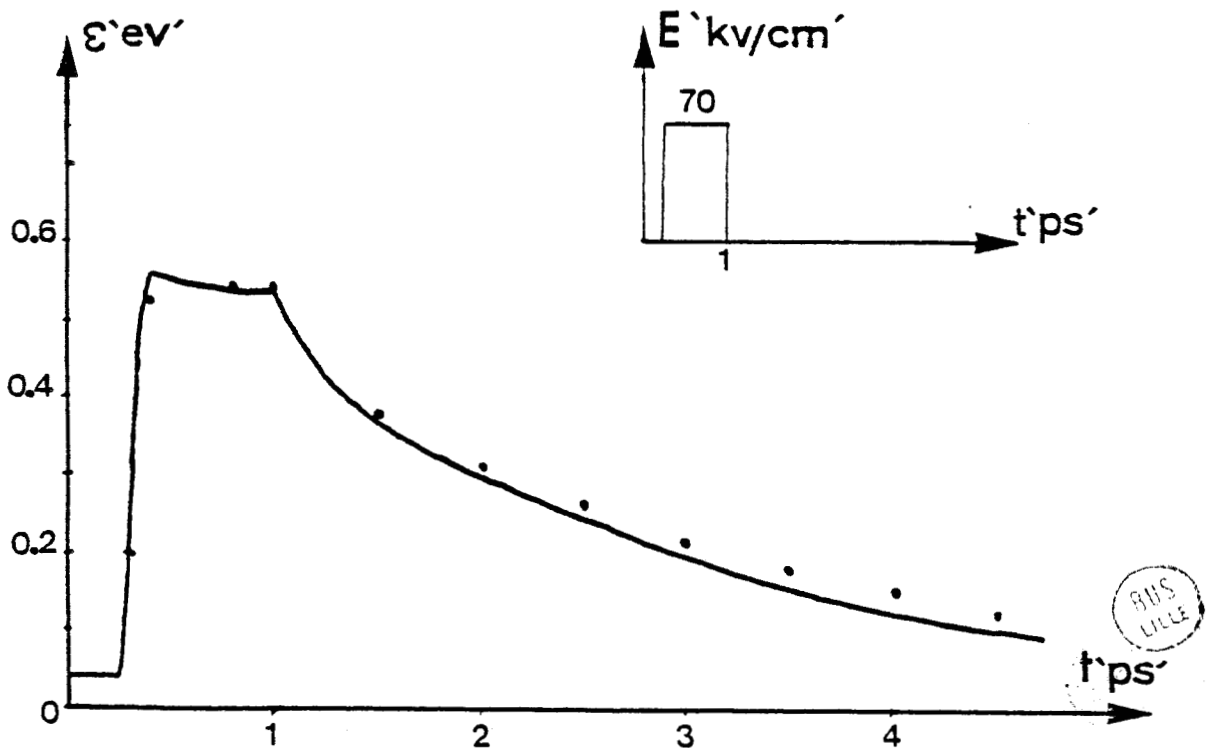


Fig. [I.10.b] : Energie moyenne des porteurs soumis à une impulsion temporelle du champ électrique.

— Approximations analytiques ... Résultats MONTE-CARLO

- Les zones désertées sont entièrement vides de porteurs libres.

Les équations de POISSON et de continuité de courant peuvent alors en tout point x s'exprimer par :

$$I_{ds} = qZ \cdot \bar{v}(x) \cdot \bar{n}(x) \cdot [A - y_d(x)] \quad [1.11]$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} [\bar{N}_D(x) - \bar{n}(x)]$$

où $y_d(x)$ est la hauteur de la zone désertée au point x . $\bar{N}_D(x)$ et $\bar{n}(x)$ sont respectivement le dopage moyen et la concentration des porteurs moyenne dans la partie non désertée de la couche active au point x .

1.5.5 - Détermination de l'épaisseur de la zone désertée en tout point

Pour déterminer l'épaisseur de la zone désertée en tout point en tenant compte des effets de bord qui se manifestent de part et d'autre de chacune des grilles, nous avons utilisé les résultats des travaux de MAC KENA [22] qui consistent à déterminer numériquement la zone désertée provoquée par une grille métallique déposée sur une couche semiconductrice homogène et semi-infinie. La forme de ces zones désertées est approximée à une ellipse dont la grandeur caractéristique est l'épaisseur "R" de cette zone à l'endroit où les effets de bords ne se manifestent plus fig. [1.11]. Cette épaisseur ne dépend que du dopage dans la partie désertée sous la grille.

Pour déterminer l'épaisseur de la zone désertée en tout point x dans le cas d'une tension drain source non nulle, nous supposons que :

- La composante longitudinale du champ électrique est nulle dans la zone désertée ;

- La composante transversale du champ électrique est nulle à la limite de la zone désertée.

Supposons connue l'épaisseur de la zone désertée $y_d(x)$ au point x , on voudrait déterminer cette épaisseur au point $(x + dx)$. Pour cela écrivons l'équation de POISSON dans la zone désertée

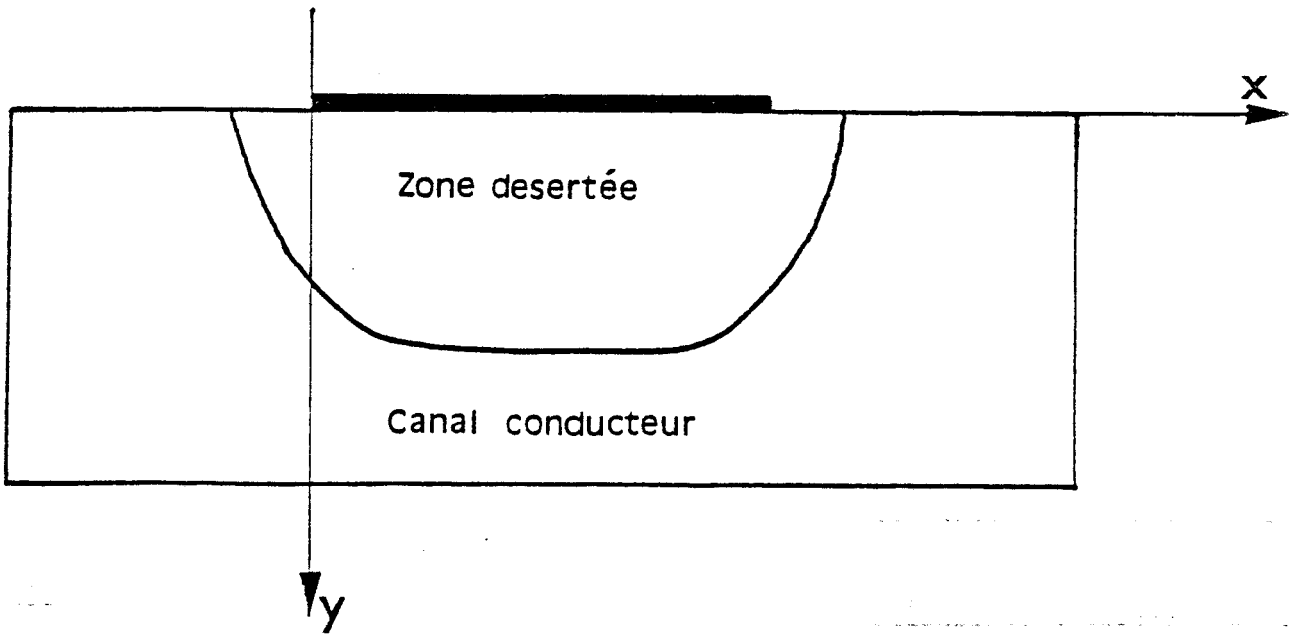


Fig. [I.11] : Forme de la zone désertée ($V_{ds} = 0$) obtenue par l'approximation analytique des résultats de E. WASSERSTROM.

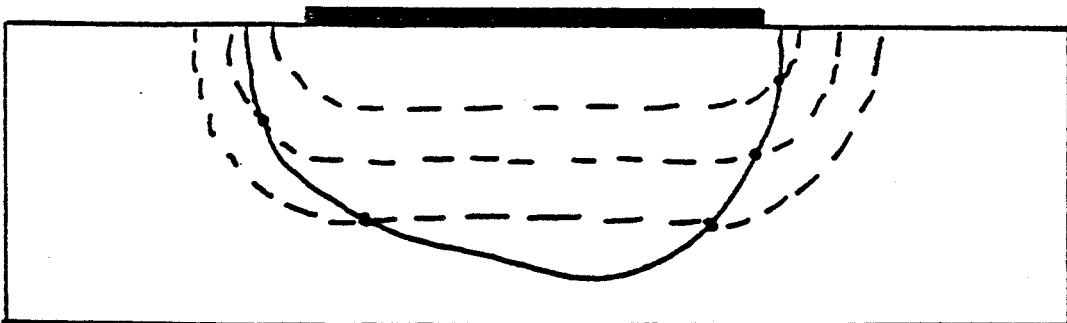


Fig. [I.12] : Forme de la zone désertée obtenue à $V_{ds} \neq 0$



$$\frac{dE(y)}{dy} = \frac{q}{\epsilon} N_D(y) \quad [1.12]$$

en multipliant chaque membre de l'égalité par y et en intégrant de zéro à $y_d(x)$ on aura :

$$\int_0^{y_d(x)} y dE y = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_d(x)} y N_D(y) dy \quad [1.13]$$

ou en faisant une intégration par partie

$$V_{gs} - \int_0^x E(x) dx = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_d(x)} y N_D(y) dy \quad [1.14]$$

en dérivant par rapport à la variable x les deux membres on aura :

$$\frac{q}{\epsilon} y_d(x) \cdot N_D[y_d(x)] dy_d(x) = - E(x) dx.$$

soit finalement :

$$dy_d(x) = \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{dV(x)}{y_d(x) \cdot N_D[y_d(x)]} \quad [1.15]$$

$dV(x)$ représente l'augmentation du potentiel dans le canal entre l'abscisse x et $x + dx$, $N_D[y_d(x)]$ le dopage local correspondant à la profondeur $y_d(x)$, et $dy_d(x)$ l'augmentation correspondante de l'épaisseur de la zone désertée.

Dans le cas des deux zones elliptiques situées aux extrémités des grilles, nous opérons par continuité. Lorsque l'épaisseur de la zone désertée à l'abscisse $x + dx$ par une ellipse de paramètre $R + dR$ tel que :

$$dR = \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{dV(x)}{R N_D[R]}$$

Ainsi, la zone désertée se présente comme un ensemble de points appartenant chacun à une ellipse de paramètre R fig. [I.12]

I.5.6 - Modélisation des effets d'injection dans le substrat

La présence d'une couche tampon entre le substrat semi-isolant et la couche active permet d'améliorer les qualités de l'interface et la mobilité dans

le canal. Cependant, de même que la couche semi-isolante, elle peut être le siège de phénomènes d'injection de porteurs susceptibles de dégrader le fonctionnement. Ainsi, F. EASTMAN et M. SHUR [23] ont observé une croissance de courant drain au-delà du point de saturation. Ils ont attribué cet effet à l'injection des porteurs de charge dans la couche tampon en sortie de grille à l'endroit où le champ électrique passe par une valeur maximale fig. [I.13]. M. REISER [28], et K. YAMAGUCHI [29] ont confirmé cet effet par leurs modèles bidimensionnels. Enfin, C. TSIRONIS [30] et PG. BORDEN [31] ont mis en évidence expérimentalement cet effet. Ces divers auteurs ont montré que la conductance du canal de sortie est notablement augmentée par la présence de la couche tampon ce qui provoque une dégradation des performances hyperfréquences du composant.

Pour tenir compte de cet effet A. CAPPY [25] considère que pour une abscisse donnée :

- La variation du dopage entre la couche active et la couche tampon est abrupte fig. [I.14].

- La composante longitudinale E_x du champ électrique est identique dans la couche active et dans la couche tampon : ceci correspond d'ailleurs à la continuité d'équipotentiels verticales même dans la couche tampon. La figure [I.6] obtenue à partir d'un modèle bidimensionnel mis au point au laboratoire [32] montre que cette hypothèse est généralement bien vérifiée.

Précisons que nous considérons que l'injection des porteurs dans la couche tampon ne peut se produire que si $\bar{n}(x) > \bar{N}_D(x)$ résultat observé en sortie de grille comme le suggère EASTMAN [23]. La quantité de charge injectée ayant pour valeur:

$$N_s(x) = y_s [\bar{n}(x) - \bar{N}_D(x)] \Delta x \cdot 2$$

où y_s est l'épaisseur de la partie de la couche tampon concernée par ce phénomène. A. CAPPY [25] a montré que la valeur convenable de y_s est généralement comprise entre $L_g/2$ et $A + L_g/2$ pour que les résultats obtenus soient conformes à l'expérience.

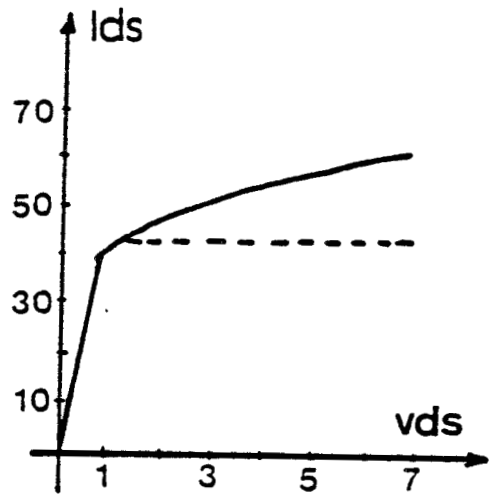
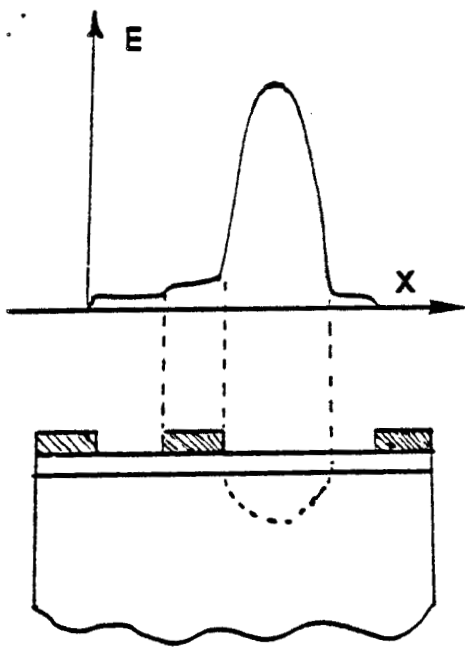
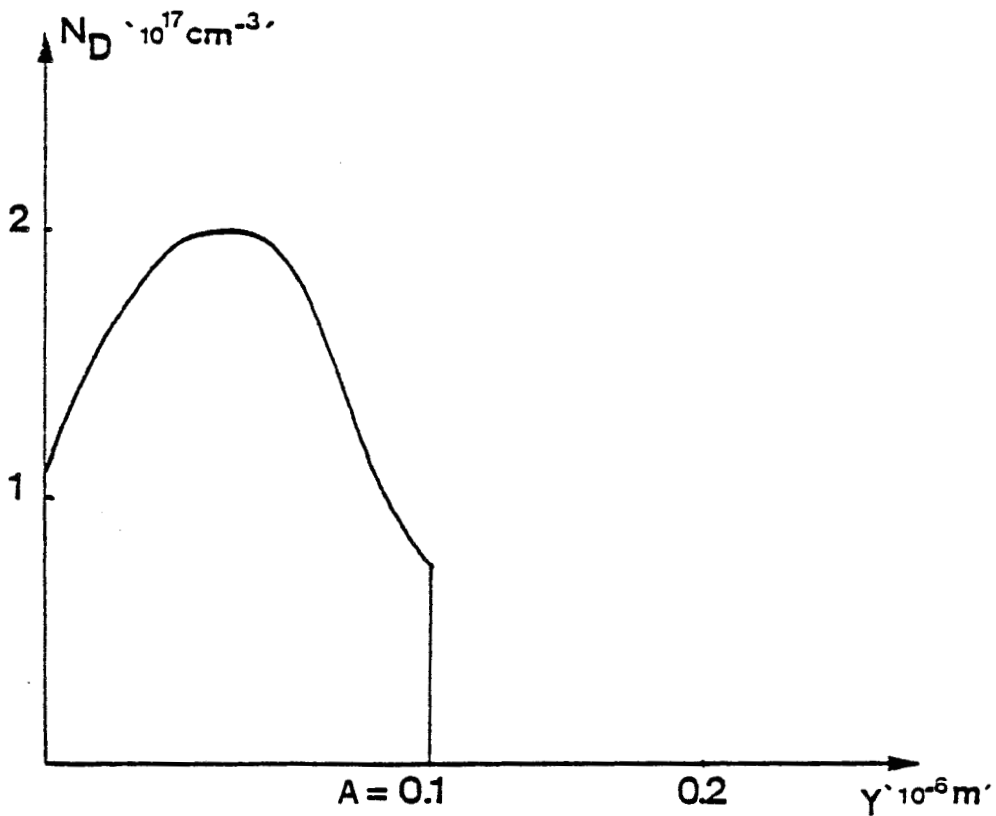


Fig. [I.13] : Schématisation de l'injection des porteurs dans le substrat et son effet sur la caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$.



BUS
1/14

Fig. [I.14] : Profil de dopage typique utilisé dans la modélisation.

I.6 - MODE DE TRAITEMENT NUMERIQUE

Le principe de la méthode est assez similaire à celui développé par A. CAPPY pour le TEC monogrilte, il consiste à suivre les porteurs de la source (s) au drain (D) en prenant en compte l'évolution des grandeurs physiques caractérisant la dynamique du porteur, notamment l'énergie, ainsi que l'évolution du dopage à travers la hauteur de la zone désertée. Pour ceci, l'espace source drain est divisé en tranches d'épaisseur constante noté Δx . Les équations fondamentales des semiconducteurs sont écrites pour chaque abscisse $x = i\Delta x$ sous forme discrète :

- Equation de POISSON :

$$E_i - E_{i-1} = \frac{q}{2\epsilon} [\bar{N}_{Di} + \bar{N}_{Di-1} - (\bar{n}_i + \bar{n}_{i-1})] \cdot \Delta x$$

- Equation de continuité de courant :

$$I_{ds} = qZy_i \bar{n}_i \bar{v}_i$$

- Equation de relaxation de l'énergie :

$$\epsilon_i - \epsilon_{i-1} = q\Delta t_i [E_i \bar{v}_i - E_{ss}(\bar{\epsilon}_i) v_{ss}(\epsilon_i)]$$

- Equation de relaxation du moment

$$m_i \bar{v}_i - m_{i-1} \bar{v}_{i-1} = q\Delta t_i [E_i - \frac{v_i}{v_{ss}(\bar{\epsilon}_i)} E_{ss}(\bar{\epsilon}_i)]$$

où \bar{N}_{Di} est le dopage moyen dans la partie non désertée de la couche au point $i\Delta x$, \bar{N}_i la concentration moyenne des porteurs, \bar{v}_i la vitesse des porteurs, Z la largeur de la grille, $\Delta t_i = \Delta x / \bar{v}_i$ le temps mis par un porteur pour traverser la tranche d'épaisseur Δx , ϵ la constante diélectrique. Dans ces équations, les valeurs des constantes de temps τ_m et τ_e sont explicitées.

Ces équations peuvent être combinées en une seule équation du second degré en v_i :

$$A_i \bar{v}_i^2 + B_i \bar{v}_i + C_i = 0$$

où A_i , B_i et C_i sont des constantes calculées à l'abscisse $(i - 1)\Delta x$. Cette équation est résolue numériquement pour chaque abscisse x . On en déduit la valeur de la vitesse des porteurs pris en utilisant les équations précédentes, celles du champ électrique et de la concentration moyenne \bar{n}_i . Le dopage moyen \bar{N}_{Di} est déterminé connaissant la hauteur du canal y_i .

Ce calcul est effectué pour un courant drain I_{Ds} et des tensions de grilles V_{g1s} , V_{g2s} donnés. Ainsi, on impose une valeur du champ électrique longitudinal E_x dans l'espace source-grille 1, là où la concentration des porteurs est parfaitement connue ($\bar{n} = \bar{N}_D$) et l'épaisseur du canal égale à celle de la zone active ($y = A$) :

$$I_{ds} = q\bar{N}_D AZv_{ss}(E_x).$$

La tension drain-source est obtenue par intégration du champ électrique E_x de la source vers le drain.

I.7 - ADAPTATION DU MODELE POUR LE TRAITEMENT DE BRUIT

Ce modèle statique a été utilisé par notre laboratoire pour étudier le bruit présenté par les TEC submicroniques en microondes, en prenant en compte les effets de la dynamique électronique non stationnaire. Nous allons donner une description qualitative de ce modèle de bruit, une description plus quantitative sera décrite par ailleurs [33].

I.7.1 - Traitement de bruit local

On considère que le bruit a pour seule origine les fluctuations de la vitesse des porteurs dans le canal ; ces fluctuations peuvent être représentées par des sources de bruit ponctuelles, supposées non corrélées, réparties le long de l'axe source-drain. Considérons une tranche i de longueur Δx du canal, la valeur quadratique moyenne du courant de bruit est donnée par la relation suivante :

$$\langle I^2 \rangle = q^2 \langle \Delta v^2 // i \rangle n_i y_i Z / \Delta x$$

où $\langle \Delta v^2 // i \rangle$ est la valeur quadratique moyenne de la composante longitudinale de la vitesse des électrons dans la tranche i .

L'intensité spectrale du courant de bruit aux fréquences de fonctionnement envisagées ($F < 20\text{GHz}$) reste pratiquement identique à l'intensité spectrale calculée à fréquence nulle (les temps de relaxation de la vitesse sont en effet de l'ordre de 10^{-13} s). L'intensité spectrale du courant de bruit pour une tranche Δx s'obtient par la relation suivante

$$S_I^i = 4q^2 D_{//i} n_i y_i Z / \Delta x.$$

où $D_{//}$ est le coefficient de diffusion longitudinale. En posant l'hypothèse fondamentale que $D_{//}$ dépend (en régime non stationnaire) de l'énergie des porteurs et non du champ électrique, ce coefficient de diffusion peut être obtenu à partir des résultats numériques obtenus par la méthode de MONTE-CARLO. En effet, en régime stationnaire, les variations du coefficient de diffusion longitudinale $D_{//}$ et de l'énergie ϵ en fonction du champ électrique sont connues ; on en déduit la fonction $D_{//}(\epsilon)$ en admettant que cette fonction reste valable en régime non stationnaire.

I.7.2 - Détermination du bruit total

On détermine les sources de bruit globales au niveau des électrodes de grilles et de drain à partir des sources de bruit locales en considérant une petite perturbation de courant ΔI dans la tranche i et on calcule les perturbations résultantes apportées à la tension drain-source (ΔV_{dsi}) et aux charges Q_{g1} sous la première grille (ΔQ_{1i}), et Q_{g2} sous la deuxième grille (ΔQ_{2i}). Cependant, la variation des charges (ΔQ_{1i} et ΔQ_{2i}) sous les deux grilles résulte de deux phénomènes superposés, à savoir l'influence de la variation locale du courant et la variation de tension drain-source qui en découle. Le bruit sur chacune des grilles devant être calculé à tension drain constante, on peut tenir compte au premier ordre de cette perturbation de la tension drain-source en retranchant la variation de charge qui lui est associée :

$$\Delta Q'_{1i} = \Delta Q_{1i} - C_{gd1} \Delta V_{dsi} ;$$

$$\Delta Q'_{2i} = \Delta Q_{2i} - C_{gd2} \Delta V_{dsi},$$

où C_{gd1} et C_{gd2} sont respectivement la capacité grille 1 - drain, et la capacité grille 2 - drain.

On peut alors déterminer la contribution de la tranche i aux composantes du bruit total sur les électrodes :

$$S_{Vds}^i = 4q^2 Z y_i n_i D(\epsilon_i) \cdot \left(\frac{\Delta V_{dsi}}{\Delta I \Delta x} \right)^2 \Delta x,$$

$$S_{Qg1}^i = 4q^2 Z y_i n_i D(\epsilon_i) \left(\frac{\Delta Q'_{1i}}{\Delta I \cdot \Delta x} \right)^2 \cdot \Delta x,$$

$$S_{Qg2}^i = 4q^2 Z y_i n_i D(\epsilon_i) \left(\frac{\Delta Q'_{2i}}{\Delta I \cdot \Delta x} \right)^2 \cdot \Delta x.$$

Le bruit total équivalent ramené par toutes les tranches Δx sur ces deux électrodes est ensuite obtenu par sommation des bruits partiels :

$$S_{Vds} = \sum_i S_{Vds}^i$$

$$S_{Qg1} = \sum_i S_{Qg1}^i$$

$$S_{Qg2} = \sum_i S_{Qg2}^i$$

La densité spectrale du courant de bruit sous chacune des grilles est calculée au premier ordre par

$$S_{Ig1} = \omega^2 S_{Qg1}$$

$$S_{Ig2} = \omega^2 S_{Qg2}$$

car $I_g = \frac{dQ_g}{dt}$

Le coefficient de corrélation "C" entre le courant de bruit sur chaque grille et la tension de bruit sur le drain est calculé en posant l'hypothèse que le temps de transit est suffisamment petit devant la période du signal. Le facteur de bruit minimal "Fmin" peut alors se calculer classiquement [34]

I.8. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord rappelé les différents modèles utilisables pour le traitement du transistor à effet de champ. Nous avons

proposé un modèle original pour le TEC bigrille inspiré de celui mis au point au laboratoire pour le TEC monogrille. Le choix de ce modèle est nécessaire si l'on veut bien prendre en compte tous les phénomènes qui apparaissent dans un TEC submicronique et dont l'influence n'est pas négligeable. En outre, nous avons montré que ce modèle était parfaitement utilisable pour déterminer l'importance du bruit.

Nous allons maintenant décrire la méthode numérique permettant d'obtenir les éléments petit signal des deux schémas équivalents (intrinsèque et extrinsèque) du TEC bigrille, ainsi que la méthode expérimentale qui sera utilisée pour la caractérisation de ce composant.

REFERENCES

- [1] N.P. MAXFIELD and P.N. ROBSON, IEE PROC, Vol. 129, p. 41, n° 2, avril (1982).
- [2] JOHN A. HIGGINS, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-27, n° 6, juin (1980).
- [3] TUNG H.WENG, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-29, n° 10, octobre (1982).
- [4] G.W. TAYLOR, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-26, n° 3, mars (1979).
- [5] K. NOZAKI, M. OGAWA, H. TERA0, H. WATNABE, Multi layer technology for the FET. Proc. Conf. on GaAs and Relat. Comp. Deauville (1974).
- [6] D.P. KENNEDY, I.B.M. J. Res. Dev., Vol. 14, p. 95 (1970).
- [7] M. REISER, IEEE Trans. On. Elect. Dev., ED-20, p. 35 (1973).
- [8] M. REISER, Electron Letters, Vol. 6, p. 493 (1970).
- [9] T. WADA and J. FREY, IEE J. Of. Solid. State circuits, S.C 14, p. 398, (1979).
- [10] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J.P. COURAT, Revue de physique appliquée tome 13, n° 12, p. 651 (1978).
- [11] W. SHOKLEY, Pro.IRE, Vol. 40, p. 1305, (1952).
- [12] R. PRIM, W. SHOKLEY, IRE Trans. Electron, Dev., ED-4, p. 1 (1953).
- [13] J.R. HAUSER, Solid-State Electron, Vol. 10, p. 577 (1967).
- [14] K. LEHOVEC, R. ZULEEG, Solid State Electron, Vol. 13, p. 1415 (1970).
- [15] R. A. PUCCEL, H.A. HAUS, H. STATZ, Advance in Electron phys, Vol. 28, p. 195 (1975).

- [16] J. GRAFFEUIL, Thèse d'Etat Toulouse (1977).
- [17] R.A. WARRINER, Solide State and Elect. Dev., Vol.1, p. 105 (1977).
- [18] C. MOGLESTUE, 10th ESSEDERC YORK (1980).
- [19] P. BONJOUR et Al , IEEE Trans. Elect. Dev., ED-27, p. 1019 (1980).
- [20] J. ZIMMERMANN, Thèse d'Etat Lille (1980).
- [21] J.G. RUCH, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-19, n° 5, p. 652 (1972).
- [22] E. WASSERSTROM, J. Mc KENNA, Belle syst. Tech. J., 49, p. 853 (1970).
- [23] L.F. EASTMAN, M.S. SHUR, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-26, n° 9, p. 1359 (1979).
- [24] M. SHUR, Electron. lett., Vol. 12, n° 23, p. 615 (1976).
- [25] A. CAPPY, Thèse 3ème cycle Lille (1981).
- [26] A. KASZYNSKI, Thèse Docteur Ingénieur Lille (1979).
- [27] M. BERTH, C. VENGER, Acta electronica, Vol. 23, n° 1, p. 23 (1980).
- [28] M. REISER, Electron. lett., Vol. 6, n° 16, p. 493 (1970).
- [29] K. YAMAGUCHI, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-26, n° 6, p. 515, (1976).
- [30] C. TSIRONIS, IEEE Trans. On. Elect. Dev., Vol. ED-27, n° 11, p. 2161, (1980).
- [31] P.G. BORDEN, Electron.lett., Vol. 15, n° 11, p. 307 (1979).
- [32] I. MAMDOUH, S. GHAZALI, University of CAIRO.
- [33] N. RADHY, Thèse de 3ème cycle Lille (à paraître).
- [34] H. ROTHE, W. DAHLKE, Proc IRE, Vol. 44, p. 811 (1956).

METHODES DE CARACTERISATION DU TEC BIGRILLE

=====

II.1 INTRODUCTION

La caractérisation complète d'un TEC bigrille passe par la détermination des paramètres "Sij" qui constituent la matrice de dispersion de son hexapole équivalent. En effet, la connaissance de quelques uns de ces paramètres dans la gamme (0.1 - 1 GHz) va nous permettre d'avoir les éléments petit signal vus par chacune des deux grilles. Par ailleurs une bonne détermination de cette matrice dans une gamme de fréquence suffisamment large (2 - 16 GHz) va nous permettre d'avoir accès à un certain nombre d'informations telles que : le gain maximal à l'adaptation "MAG", le coefficient de stabilité "K", et l'isolement sortie-entrée à l'adaptation. Elle va nous permettre aussi d'étudier l'influence d'une charge (Γ_3) mise sur la deuxième grille sur quelques caractéristiques propres au système, telles que la linéarité du commande du gain, et la variation de phase.

Toutes ces études nécessitent une méthode de mesure fidèle et reproductible

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord décrire les cellules de caractérisation utilisées, ensuite nous présenterons nos méthodes de détermination des paramètres technologiques et physiques du TEC bigrille, des paramètres petit signal en basse-fréquences, et de la matrice hexapole dans la gamme (2 - 16 GHz).

II.2 DESCRIPTION DES CELLULES DE CARACTERISATION

Afin de pouvoir caractériser un TEC bigrille en hyperfréquence, il est nécessaire de réaliser une cellule de Test permettant de le recevoir. Etant donné que certains composants sont commercialisés dans des boîtiers et qu'un boîtier standard conçu pour le bigrille n'existe pas dans le commerce, nous étions ramenés à réaliser deux types de cellules de Test :

II.2.1 Cellule pour des transistors en boîtier

C'est une cellule à trois accès en structure microruban permettant de recevoir des transistors soudés dans des boîtiers. Vu la diversité de ceux-ci (Mitsubishi, NEC...) et pour éviter la découpe de l'alumine qui demande des moyens très coûteux, nous avons choisi le duroïd comme support diélectrique aux lignes microrubans. Ce matériau présente, en effet, l'avantage d'être souple et facilement maniable. Le plan de cette cellule ainsi que sa photo sont présentés sur la figure [II.1] ; le transistor en boîtier fixé sur la plaquette de duroïd est collé sur la partie inférieure de la cellule et ceci pour bien définir le plan de masse du système. Cette partie est choisie mobile afin de figer le centrage des connecteurs et éviter toute désadaptation provenant de ceux-ci. Les trois lignes d'accès au composant sont choisies identiques, et ceci pour avoir un seul court-circuit de référence pour les trois portes.

Les éléments de références dont nous avons besoin pour la caractérisation sont :

- Une ligne de transmission 50Ω entre ($G_1 - D$) ;
- Une ligne de transmission 50Ω entre ($G_2 - D$) ;
- Un court-circuit de référence dans le plan du transistor.

La largeur de ces lignes dépend de l'épaisseur du diélectrique utilisé et de sa permittivité relative, pour le duroïd, la permittivité relative est de l'ordre de 10. La figure [II.2.a] présente l'évolution de l'impédance caractéristique en fonction du rapport W/H où W est la largeur de ligne, H l'épaisseur du diélectrique (dans le cas du duroïd utilisé $H = 0.635 \text{ mm}$). Il apparaît que pour avoir une impédance caractéristique voisine de 50Ω , il faut choisir une largeur de ligne égale à l'épaisseur du diélectrique.

Les figures [II.2.b] et [II.2.c] présentent les résultats de caractérisation de la ligne de transmission de référence ($G_1 - D$), et du court-circuit de référence réalisés dans la gamme (2 - 16 GHz). Nous remarquons tout d'abord que les pertes en transmission ne dépassent pas 1 dB et ceci dans toute la gamme de fréquence considérée. Les pertes en réflexion sont plus importantes

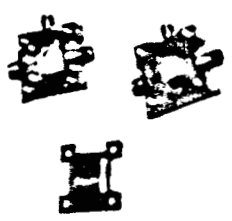
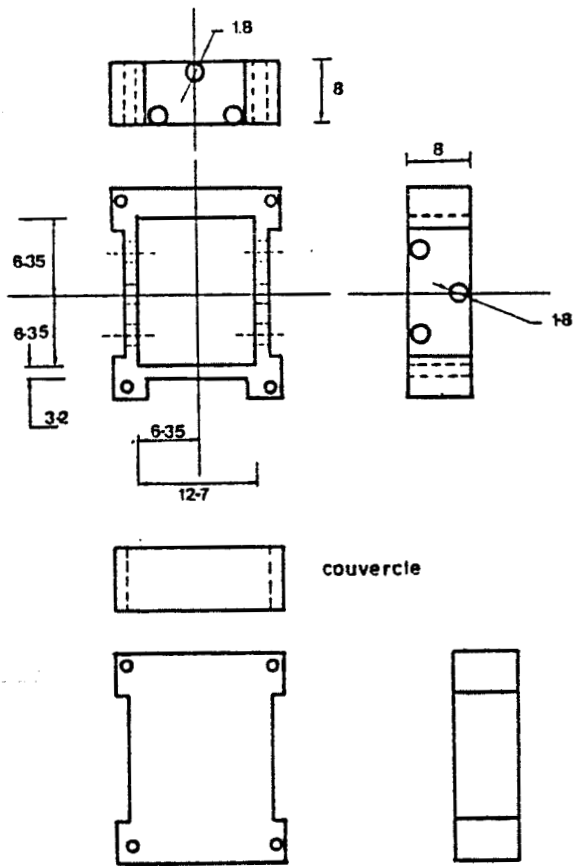


Fig. [II.1] : Cellule de caractérisation pour transistors en boitiers



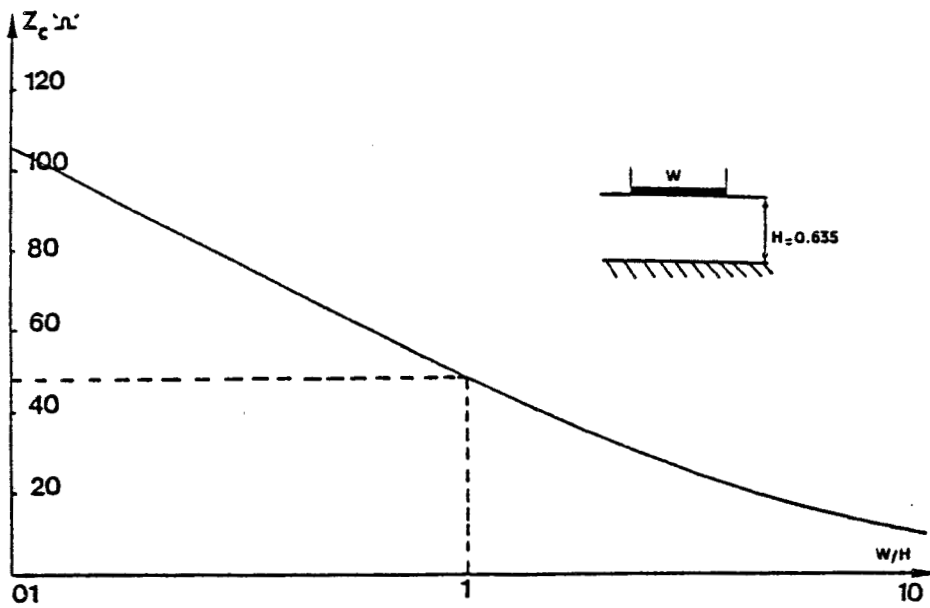


Fig. [II.2.a] : Evolution de l'impédance caractéristique en fonction de W/H , $\epsilon_r = 10$

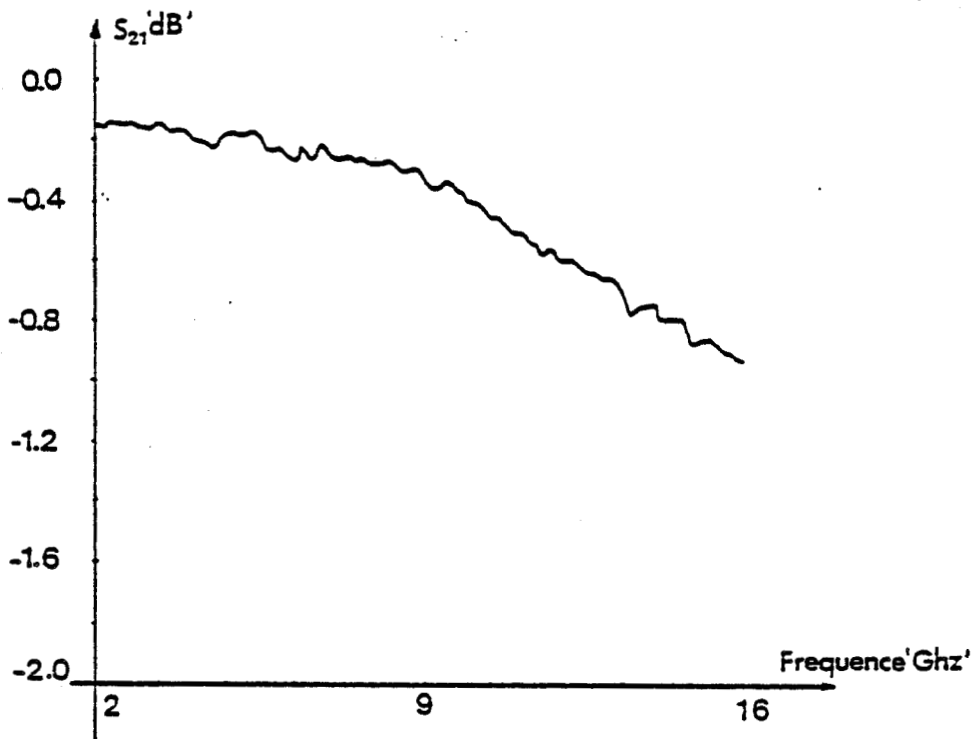


Fig. [II.2.b] : Caractéristique de la ligne de transmission de référence (G₁ - D)

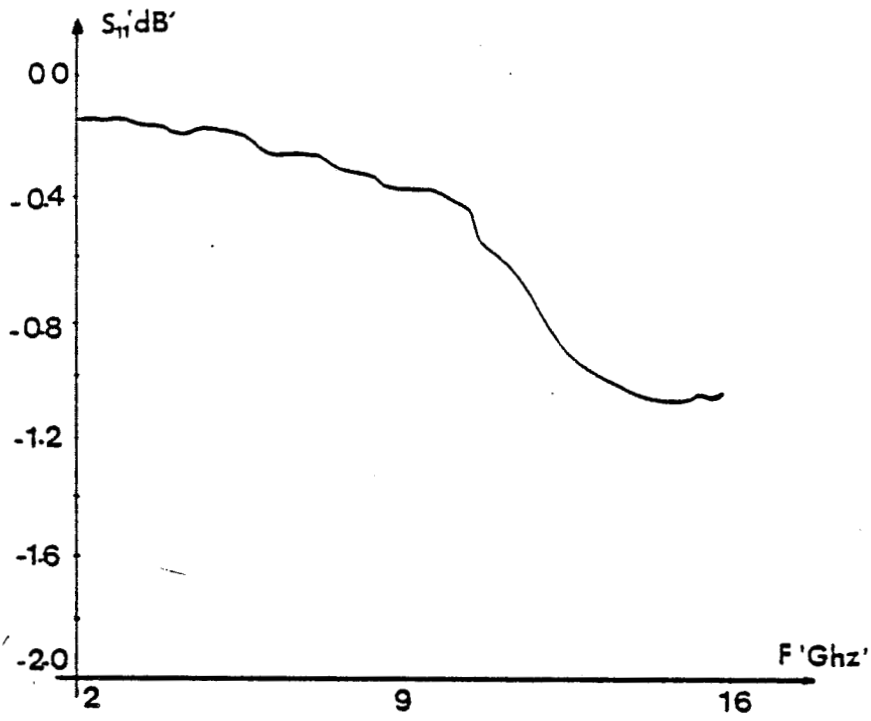


Fig. [II.2.c] : Caractéristique du court-circuit de référence

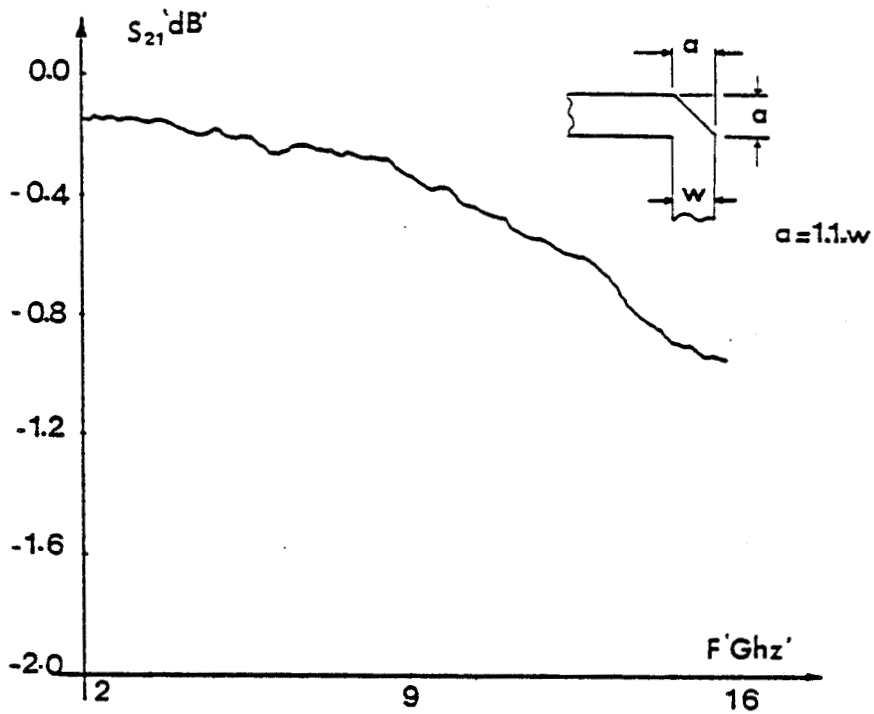


Fig. [II.2.d] : Caractéristique de transmission de référence (G₂ - D) coude découpé



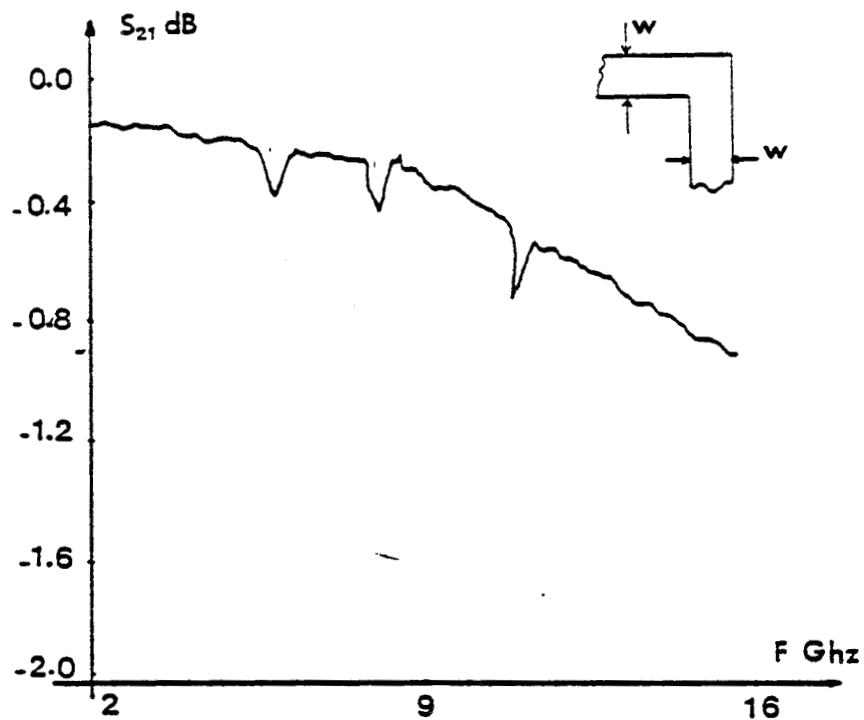


Fig. [II.2.d] : Caractéristique de la ligne de transmission de référence ($G_2 - D$), coude rectangulaire.



au delà de 10 GHz ceci est dû au fait que le court-circuit de référence est réalisé par des thermocompressions dans un boîtier. Ces thermocompressions représentent des éléments réactifs parasites en hautes fréquences.

La réalisation de la ligne de transmission ($G_2 - D$) nécessite l'étude du coude assurant l'adaptation, la figure [II.2.d] présente les résultats de caractérisation de la ligne de transmission de référence ($G_2 - D$) pour deux structures de coude distinctes. Il apparaît que le coude découpé assure mieux l'adaptation dans toute la gamme de fréquence (2 - 16 GHz).

Cette cellule a l'avantage d'être facilement maniable et permet de recevoir toute sorte de boîtier, cependant, elle présente les inconvénients suivants :

- Elle ne permet pas tout à fait l'accès aux paramètres du composant en puce ;
- Les connecteurs déforment le duroïd et rendent le système non reproductible

II.2.2 Cellule permettant de recevoir des transistors en puce

Pour pouvoir utiliser les transistors en puce nous avons conçu un boîtier "maison" formé par une plaquette d'alumine à trois accès et percée au centre d'un trou de 1.1 mm de diamètre. A travers ce trou la puce sera soudée sur un têtou métallique solidaire du support de mesure en laiton.

Ce système permet en particulier d'assurer une faible résistance thermique puce-boîtier. La forme du têtou métallique est choisie pour que lors de la thermocompression les fils de source soient très réduits. Enfin pour assurer un centrage permanent des connecteurs, ceux-ci sont portés sur des supports indépendants de la cellule principale.

Le plan de cette cellule ainsi que sa photo sont présentés sur la figure [II.3].

Les éléments de référence nécessaires pour la caractérisation sont similaires à ceux de la cellule précédente. La figure [II.4] donne le résultat de

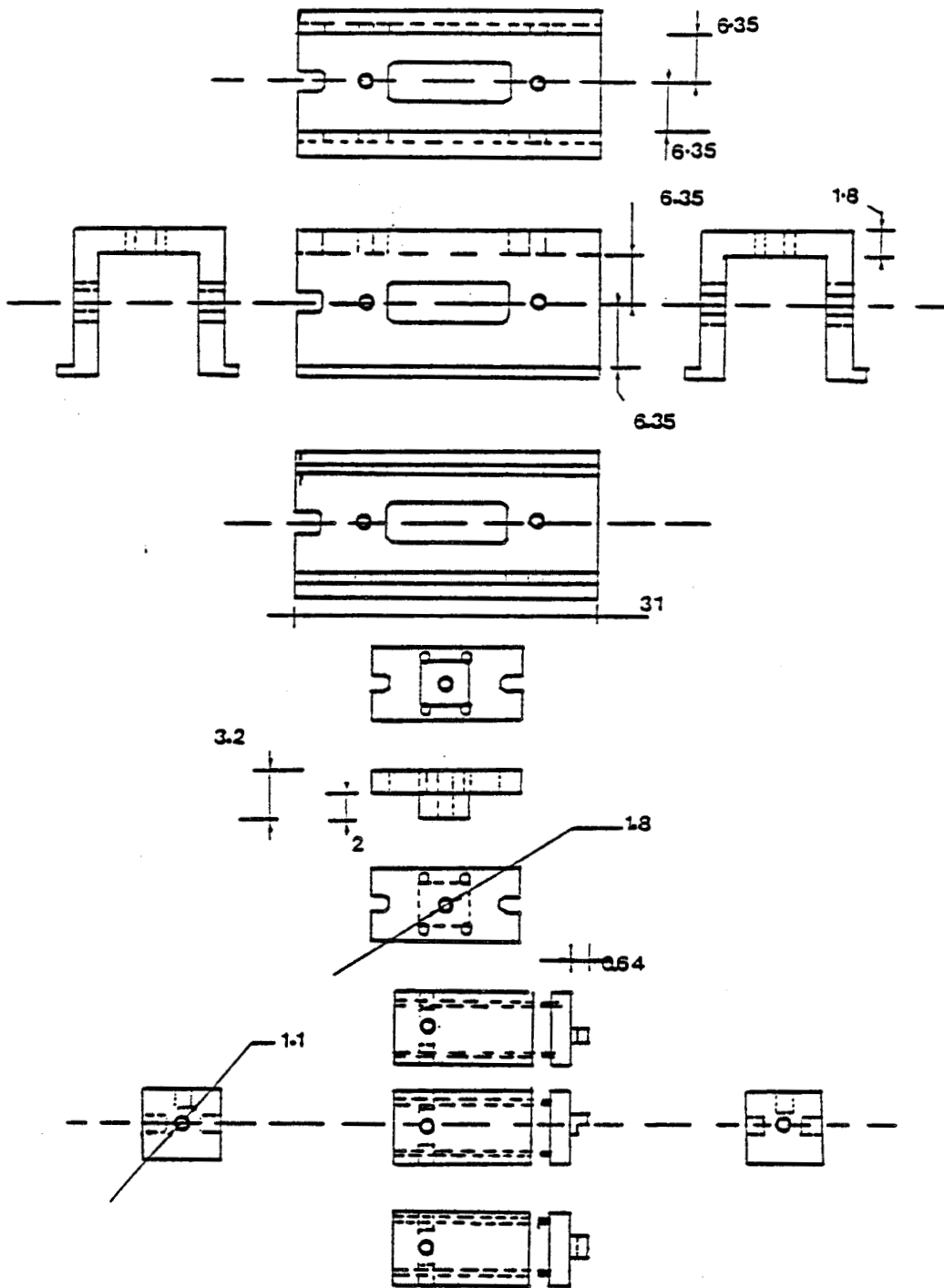
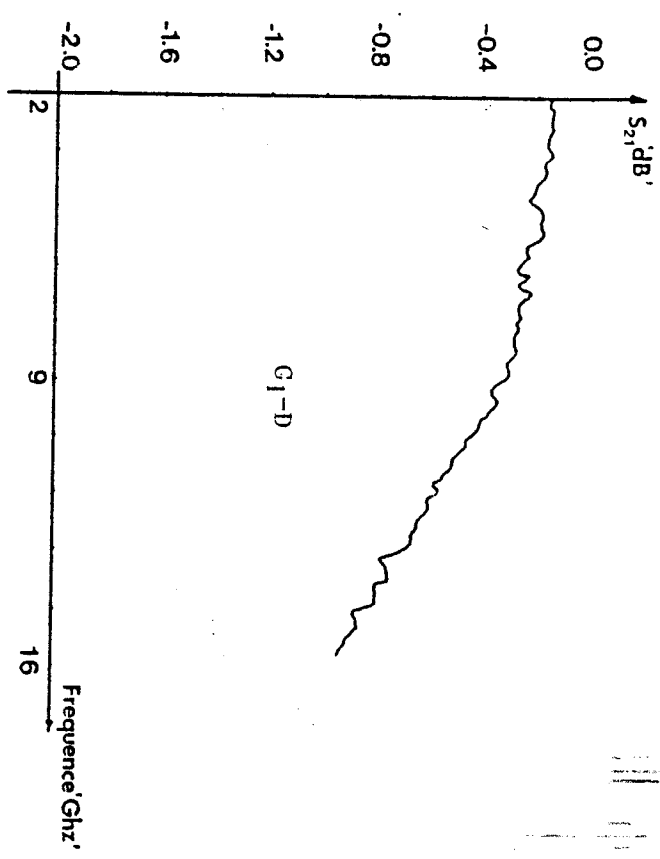
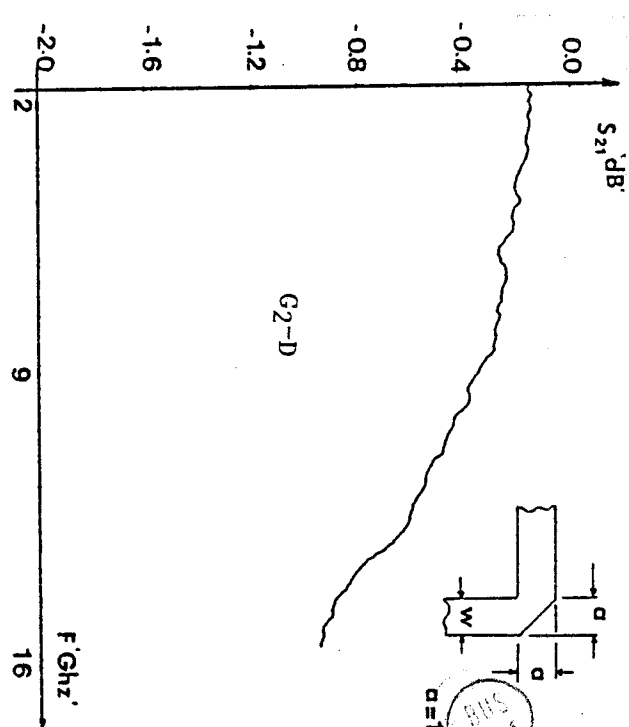


Fig. [II.3] : Cellule de caractérisation pour transistors en puce.

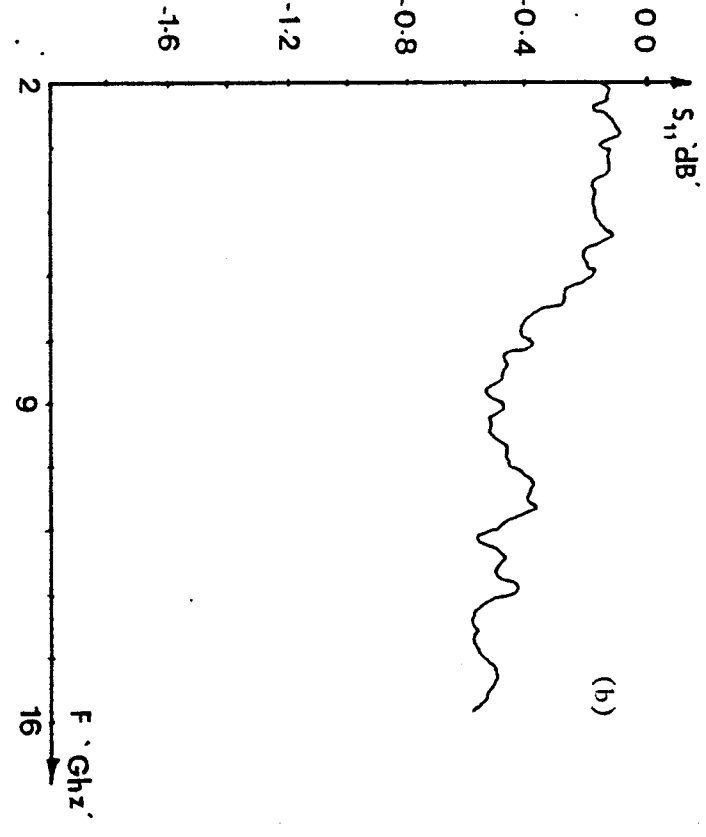




(a)



(a)



(b)

Fig. [II.4] :

Caractéristique des éléments de référence

a) Lignes de transmission de référence

b) Court-circuit de référence

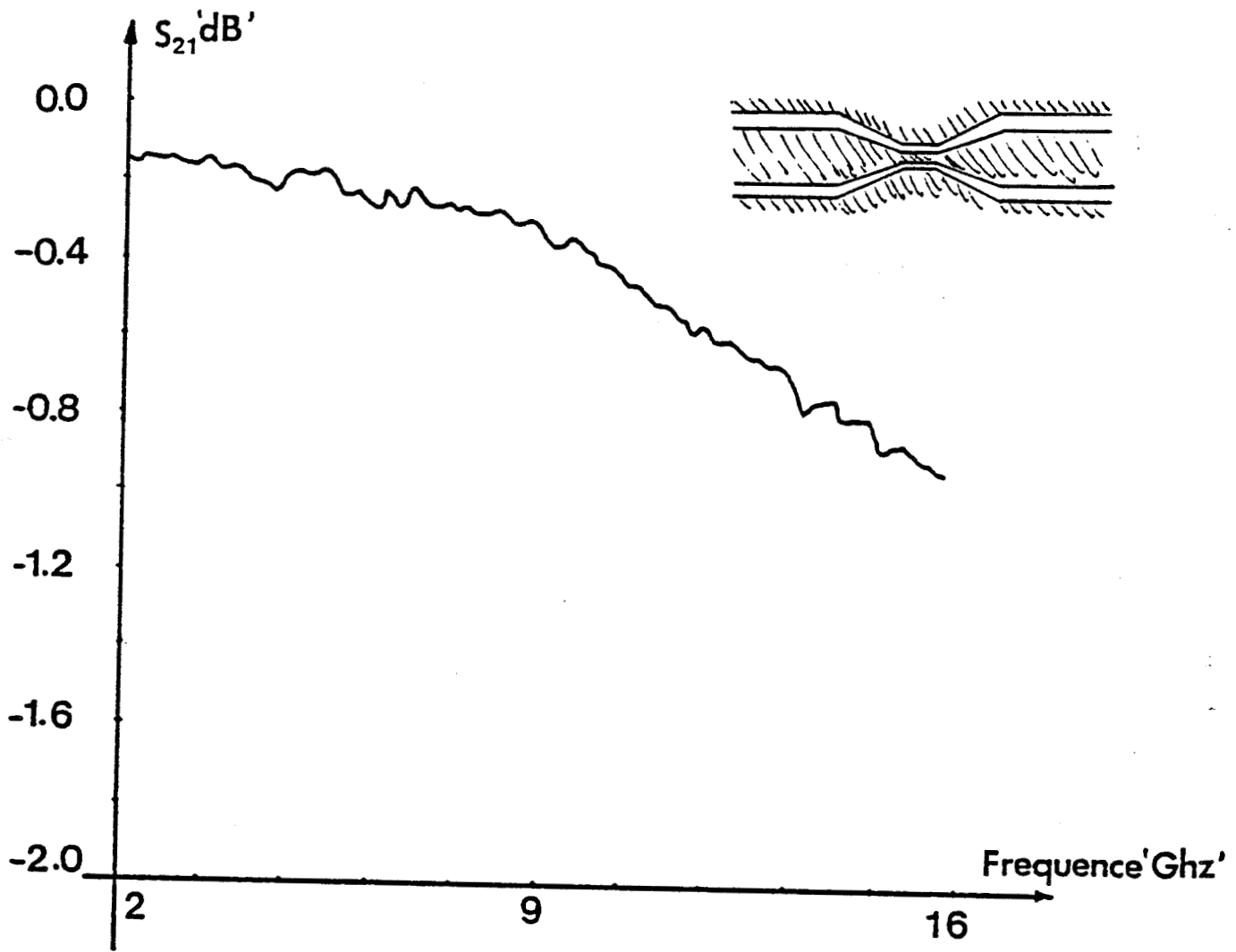


Fig. [II. 4.c] : Caractéristique de transmission de la structure coplanaire

leur caractérisation dans la gamme (2 - 16 GHz). Nous remarquons en particulier que le résultat en réflexion du court-circuit de référence est meilleur que celui de la cellule précédente. Ceci est dû au fait que les fils de thermocompression sont beaucoup plus réduits.

Notons que pour faciliter l'intégration du composant dans une cellule de mesure sans avoir à faire un perçage d'alumine, nous avons entrepris l'étude d'une nouvelle cellule en structure coplanaire. Cette cellule n'étant pas encore au point nous ne présentons que sa caractéristique de transmission dans la gamme (2 - 16 GHz) figure [II. 4.c].

Enfin, notons aussi qu'une autre cellule conçue pour le TEC bigrille fonctionnant en amplificateur à gain contrôlé a été réalisée par la Thomson DCM. Cette cellule présente des pertes à l'adaptation de l'ordre de 0.15 dB à 1 GHz et 0.45 dB à 17 GHz.

II.3 DETERMINATION DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET PHYSIQUES D'UN TEC BIGRILLE

Pour permettre la comparaison théorie expérience des résultats obtenus sur un composant donné, il est nécessaire de déterminer expérimentalement les divers paramètres caractéristiques de la structure semiconductrice. Par exemple, il faut connaître les longueurs des grilles L_{g1} et L_{g2} , l'épaisseur de la couche semiconductrice sous chacune des grilles, le profil du dopage $N_d(y)$ ainsi que le profil de mobilité $\mu_0(y)$ en champ faible etc.... De nombreuses méthodes de détermination ont été proposées pour le monogrille [1], [2]. Pour notre part, nous avons repris certaines de ces méthodes en les adaptant au cas du bigrille.

Notre méthode de détermination nécessite les mesures suivantes sur chacune des grilles :

- La capacité grille-source C_{gs} en fonction de la tension V_{gs} à tension drain-source nulle.
- La caractéristique courant grille I_g en fonction de la tension grille en polarisation directe.
- La mobilité moyenne de la couche active non déplétée.

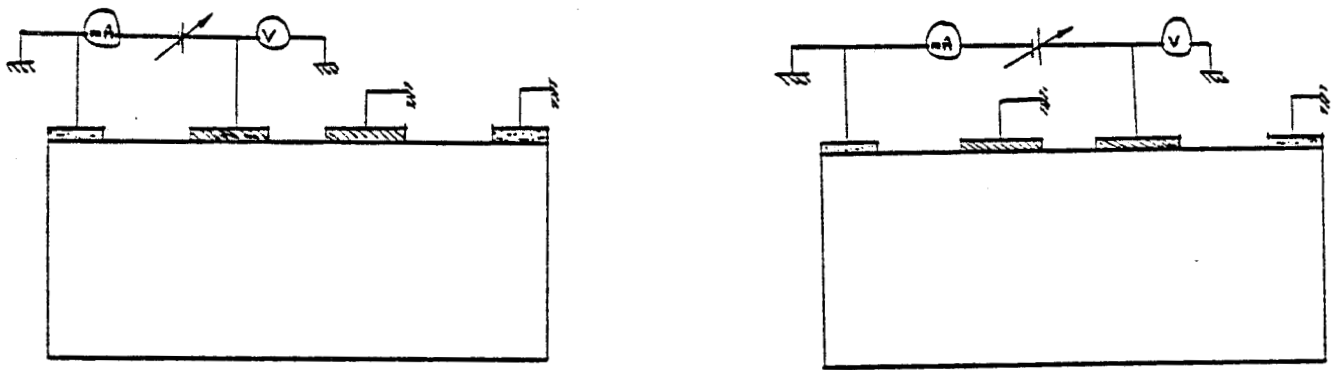


Fig. [II.5] : Schémas de principe de la mesure de la caractéristique directe courant-tension de chaque grille

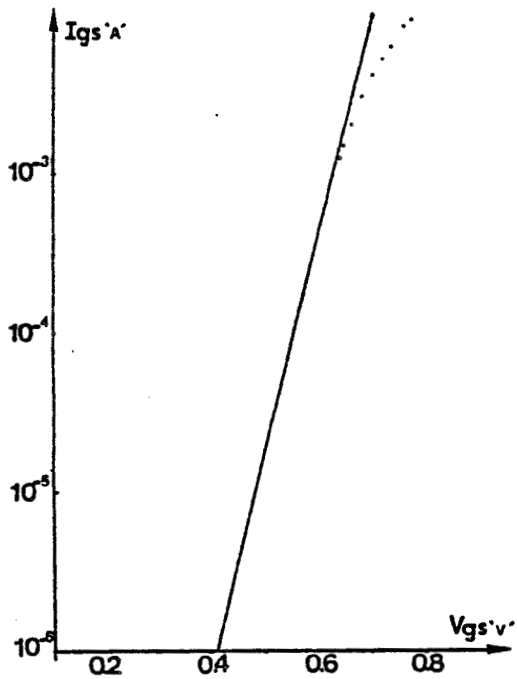


Fig. [II.6] : Caractéristique statique directe d'une jonction métal-semiconducteur



II.3.1 Coefficient d'idéalité et potentiel de barrière

Le coefficient d'idéalité η_i et le potentiel de barrière V_{Bi} ($i = 1,2$) se déduisent [3] de la mesure de la caractéristique courant-tension de chaque grille en polarisation directe figure [II.5]. Dans le cas d'une jonction métal-semiconducteur traversée par un courant de valeur modérée (inférieur au milli-ampère) la caractéristique suit la loi théorique :

$$I_{gs} = A^* \cdot T^2 \cdot S \exp - \left(q \frac{V_B}{kT} \right) \cdot \exp \left(\frac{V_{gs}}{\eta kT} \right) \quad [2.1]$$

où A^* est la constante de RICHARDSON (pour une jonction en AsGa dopé N et polarisée faiblement en direct $A^* = 8.7 \cdot 10^4 \text{ A/m}^2 / \text{K}^2$), T la température thermodynamique en °K, S la surface de la grille considérée, K la constante de BOLTZMANN, et q la charge de l'électron.

Le tracé en échelle semi-logarithmique de cette caractéristique permet d'accéder :

- au coefficient d'idéalité de la grille considérée figure [II.6]

$$\eta = \frac{q}{kT \text{ LOG}(10)} \cdot \frac{dV_{gs}}{d \log(I_{gs})} \quad [2.2]$$

- à la tension de barrière à partir du courant I_{gso} correspondant à une tension V_{gs} nulle obtenue par extrapolation de la caractéristique de la figure [II.6].

$$V_B = \frac{kT}{q} \text{ LOG} \left(\frac{A^* T^2 S}{I_{gso}} \right) \quad [2.3]$$

Remarquons que bien que la connaissance de la surface $S = L_g \cdot Z$ est nécessaire, une erreur d'un facteur deux sur celui-ci ne provoque qu'une erreur de 17 mV sur la tension de barrière.

Signalons qu'une évaluation classique mais grossière de la résistance de la grille peut être faite en utilisant l'écart entre la caractéristique relevée à courant élevé et la tangente de la courbe aux courants faibles. En ce qui nous concerne nous avons préféré une autre méthode exposée au II.5.3 pour une détermination plus précise de cette résistance.

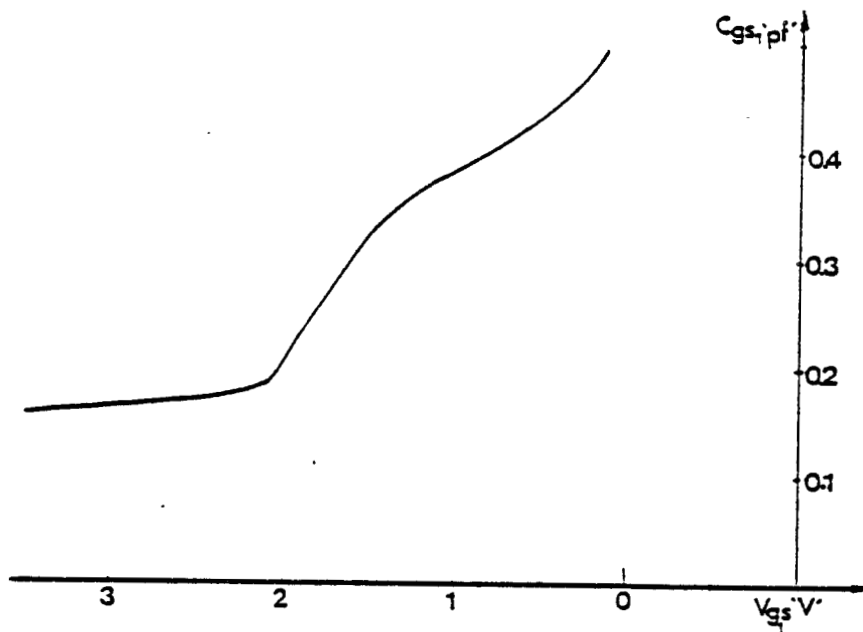


Fig. [II.7] : Evolution de la capacité d'une grille, en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0$ mesurée à 500 MHz

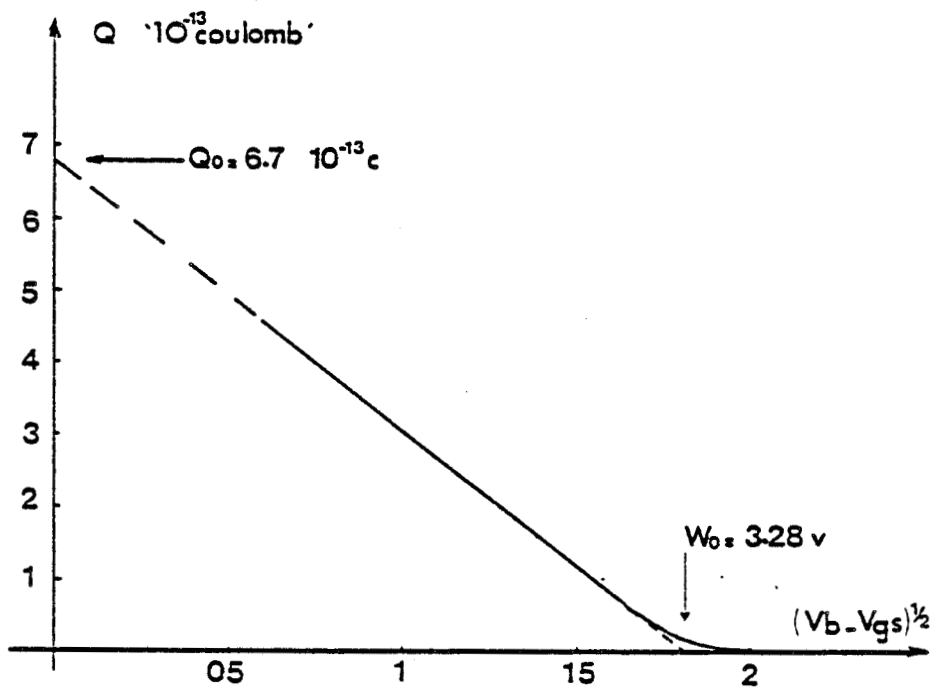


Fig. [II.8] : Evolution de la charge dans le canal



II.3.2 Détermination de la tension de pincement et de la hauteur de la couche

La tension de pincement V_{oi} et la hauteur du canal A_i ($i = 1,2$) sont déterminées à partir de la caractéristique $C_{gs} = f(V_{gs})$ à tension drain-source nulle. L'hypothèse de base consiste à admettre l'uniformité du dopage du canal et l'existence d'une jonction de type abrupte.

La capacité C_{gs} est déterminée à partir de la mesure de la phase du coefficient de réflexion à l'entrée du composant. Cette mesure s'effectue à l'aide de l'analyseur de réseau à une fréquence de l'ordre de 500 MHz [4]. La valeur de la fréquence est choisie afin d'éviter l'influence des pièges dans le canal, et des selfs parasites. Nous présentons sur la figure [II.7] un résultat typique de mesure. On observe que la capacité garde une valeur quasi constante (C_1) lorsque le pincement du canal est important. Ce résultat est dû à notre avis aux effets de bord de la grille ainsi qu'aux capacités parasites à la fois du composant et du circuit de mesure. Par intégration numérique de la courbe de la capacité mesurée, on peut en déduire la charge correspondant aux atomes dopeurs de la partie non déplétée du canal :

$$Q(V_{gs}) = \int_{V_0}^{V_{gs}} [C_{gs}(V_{gs}) - C_1] \cdot dV_{gs}$$

où V_0 est choisie suffisamment importante pour obtenir une précision suffisante sur le calcul de la charge. Dans le cas d'une jonction abrupte de dopage uniforme cette charge évolue théoriquement selon la loi :

$$Q(V_{gs}) = qZLg\bar{A} \cdot \bar{N}_D \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{V_B - V_{gs}}{W_0}} \right] \quad [2.4]$$

$$\text{où } W_0 = q \cdot \bar{N}_D \cdot \bar{A}^2 / 2\epsilon$$

Ceci indique que le tracé de la charge mesurée en fonction de $\sqrt{V_B - V_{gs}}$ doit être une droite. C'est effectivement ce que l'on observe en pratique, fig. [II.8], sur une partie de la courbe que l'on peut extrapoler à tension $V_{gs} = V_B$ afin d'obtenir la charge totale $Q_0 = q \cdot Z \cdot Lg \cdot \bar{A} \cdot \bar{N}_D$ à canal pleinement ouvert. La courbe n'est plus linéaire lorsque le canal est fortement pincé, à cause des variations de dopage au voisinage de la couche tampon et des effets de bord de part et d'autre de la grille. Le point d'intersection, avec l'axe des abscisses, du prolongement de la partie linéaire correspond à $\sqrt{W_0}$.

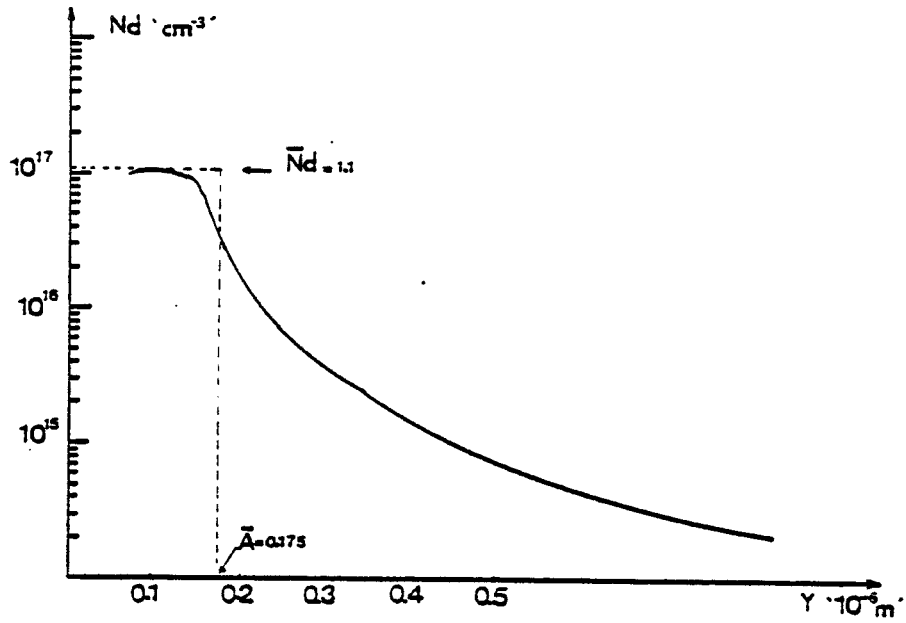


Fig. [II.9] : Profil de dopage typique obtenu à partir de la caractéristique $C_{gs} = f(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$

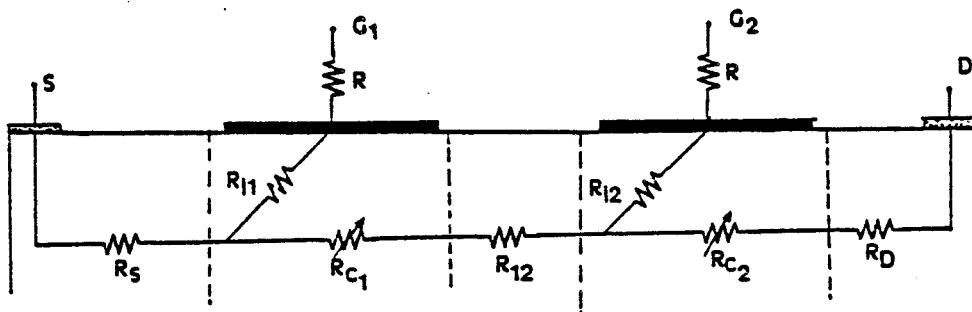


Fig. [II.10] : Modélisation des éléments résistifs du TEC bigrille à $V_{ds}=0$



Signalons que les notations \bar{N}_D et \bar{A} représentent dans la relation [2.4] les valeurs efficaces respectivement du dopage et de la hauteur de la couche.

II.3.3 Détermination du profil de dopage de la couche

Le profil de dopage de la couche est déterminé par dérivation numérique de la courbe expérimentale d'évolution de la capacité C_{gs} en fonction de la tension V_{gs} [4]

La figure [II.9] représente un résultat typique de ce profil.

II.3.4 Détermination des résistances d'accès

La figure [II.10] modélise les principales résistances que l'on se propose de déterminer. Dans ce schéma :

- $R_{c1}(V_{g1s})$ est la résistance du canal sous la première grille quand celle-ci est soumise à une tension V_{g1s} .

- $R_{c2}(V_{g2s})$ est la résistance du canal sous la deuxième grille quand celle-ci est soumise à une tension V_{g2s} .

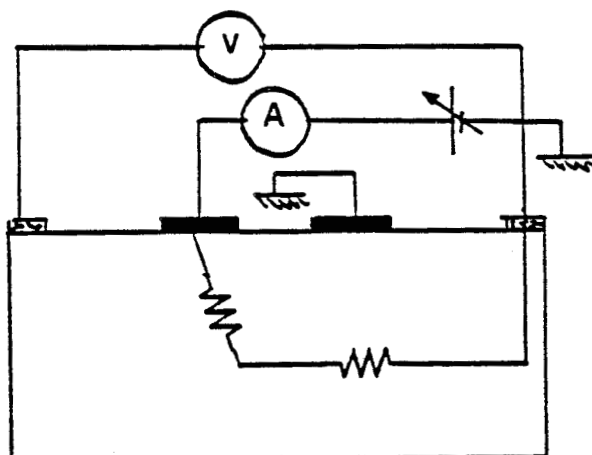
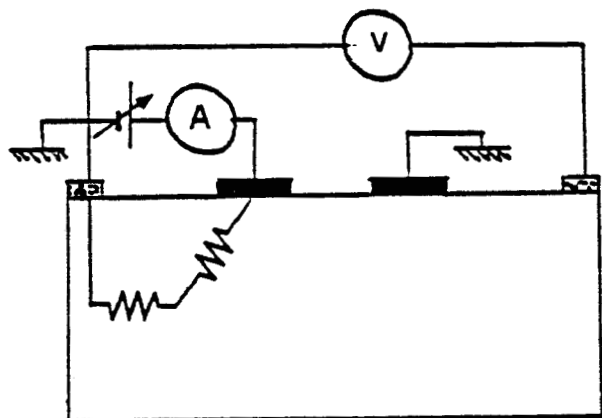
- R_{12} la résistance présentée par la partie de la couche située entre les deux grilles.

- R_s la résistance présentée par la partie de la couche située entre la première grille et la source.

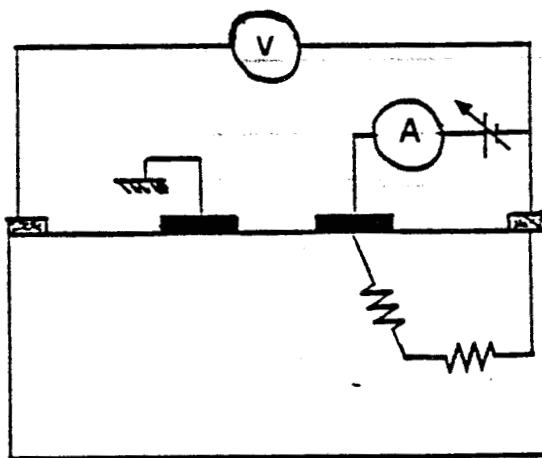
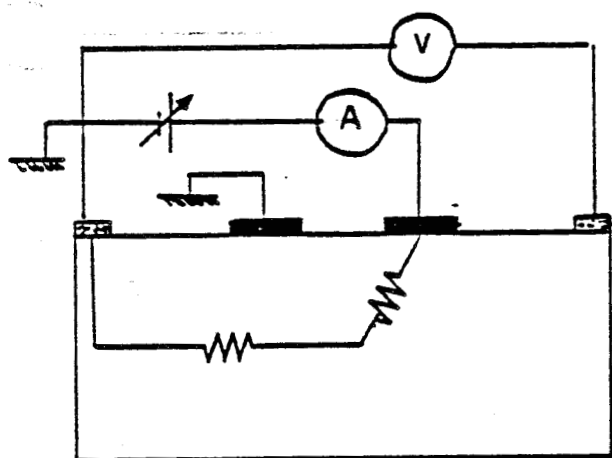
- R_D la résistance présentée par la partie de la couche située entre la deuxième grille et le drain.

Si l'on fait l'hypothèse d'une jonction abrupte et d'un dopage uniforme du canal, on conçoit l'évolution théorique des résistances R_{c1} et R_{c2} avec les tensions V_{g1s} et V_{g2s} appliquées sur chaque grille à courant drain-source quasi-nul par :

$$R_{c1}(V_{g1s}) = \frac{R_{o1}}{1 - \sqrt{\frac{V_{B1} - V_{g1s}}{W_{o1}}}} \quad [2.12]$$



(a)



(b)

Fig. [II.11] : Schémas du principe de la mesure des résistances d'accès

$$R_{c2}(V_{g2s}) = \frac{R_{o2}}{1 - \sqrt{\frac{V_{B2} - V_{g2s}}{W_{o2}}}}$$

avec

$$R_{o1} = \frac{L_{g1}}{q \cdot \bar{N}_D \cdot \bar{A}_1 \cdot S \cdot \bar{\mu}_{on}}$$

$$R_{o2} = \frac{L_{g2}}{q \cdot \bar{N}_D \cdot \bar{A}_2 \cdot Z \cdot \bar{\mu}_{on}}$$

Deux séries de mesures sont effectuées pour déterminer les résistances R_s , R_D , R_{12} , R_{i1} , R_{i2} , R_{o1} , et R_{o2} .

a) Mesure de la tension Vds en fonction du courant direct de chaque grille

On mesure la tension Vds dans quatre configurations de mesures représentées sur les figures [II.11.a] et [II.11.b].

- Cas où la deuxième grille est à la masse fig. [II.11.a]

La première grille étant polarisée positivement par rapport à la source, la tension drain-source à fort courant grille (quelques milliampères) est égale à :

$$V_{ds} = (R_s + R_{i1}) \cdot I_{g1s} \quad [2.13]$$

ce qui permet la mesure de $R_s + R_{i1}$.

En inversant les rôles de la source et du drain, et en faisant l'hypothèse que la résistance du canal R_{i1} demeure constante, la tension drain-source à fort courant s'exprime par :

$$V_{ds} = (R_{i1} + R_{12} + R_D + R_{c2}(0)) \cdot I_{g1d}$$

d'où la valeur de

$$R_{i1} + R_{12} + R_D + R_{c2}(0) \quad [2.14]$$

- Cas où la première grille est à la masse fig. [II.11.b]

La deuxième grille étant polarisée positivement par rapport au drain, la tension drain-source à fort courant grille est donnée par :

$$V_{ds} = (R_D + R_{i2}) I_{g2d}.$$

$$\text{d'où } R_D + R_{i2} \quad [2.15]$$

En inversant les rôles de la source et du drain, et en faisant l'hypothèse que R_{i2} reste inchangée, la tension drain-source sera donnée par :

$$V_{ds} = [R_{i2} + R_{12} + R_s + R_{c1}(o)] \cdot I_{g2s}.$$

$$\text{d'où } R_{i2} + R_{12} + R_s + R_{c1}(o) \quad [2.16]$$

Notons que la connaissance de $R_{c1}(o) = \frac{R_{o1}}{1 - \sqrt{\frac{V_{B1}}{W_{o1}}}}$ et $R_{c2}(o) = \frac{R_{o2}}{1 - \sqrt{\frac{V_{B2}}{W_{o2}}}}$

nécessite la connaissance de R_{o1} et R_{o2} .

b) Mesure de la caractéristique $R_{ds} = f(V_{gs})$ à V_{ds} faible

Nous utilisons la méthode de H. FUKUI couramment utilisée pour le mono-grille et que nous adoptons au cas du bigrille.

Nous allons considérer successivement la résistance $R_{ds} = f(V_{gs})$ lorsque une des grilles est polarisée et l'autre grille est à la masse.

- Cas où la deuxième grille est à la masse fig. [II.12.a]

La résistance vue entre le drain et la source pour une tension V_{g1s} donnée est :

$$R_{ds1} = R_s + R_D + R_{12} + R_{c2}(o) + R_{c1}(V_{g1s}) \quad [2.17]$$

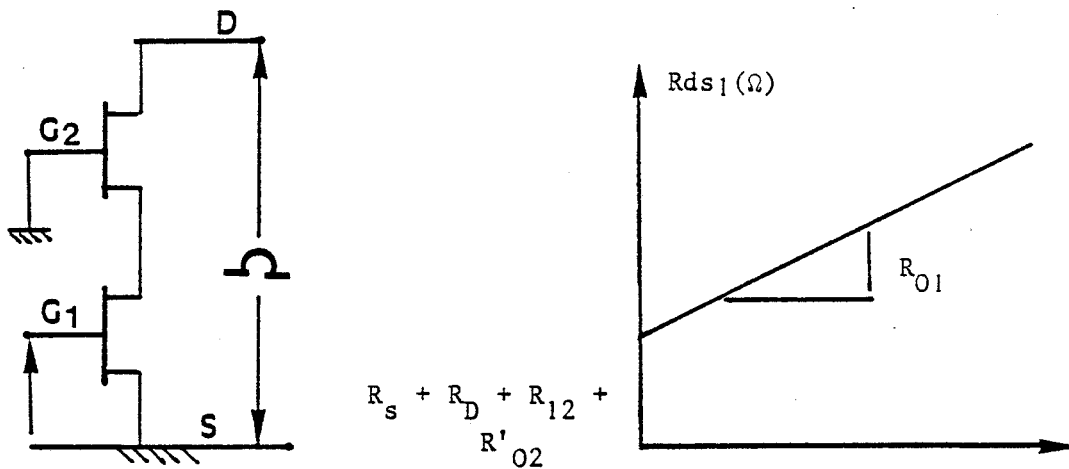


Fig. [II.12.a] : Mesure de la résistance drain-source en fonction de V_{g1s}

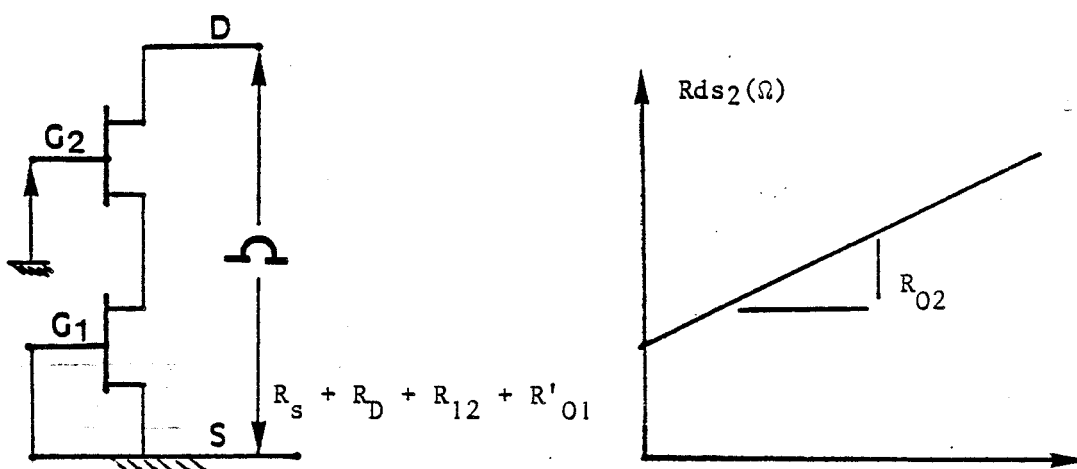


Fig. [II.12.b] : Mesure de la résistance drain-source en fonction de V_{g2s}

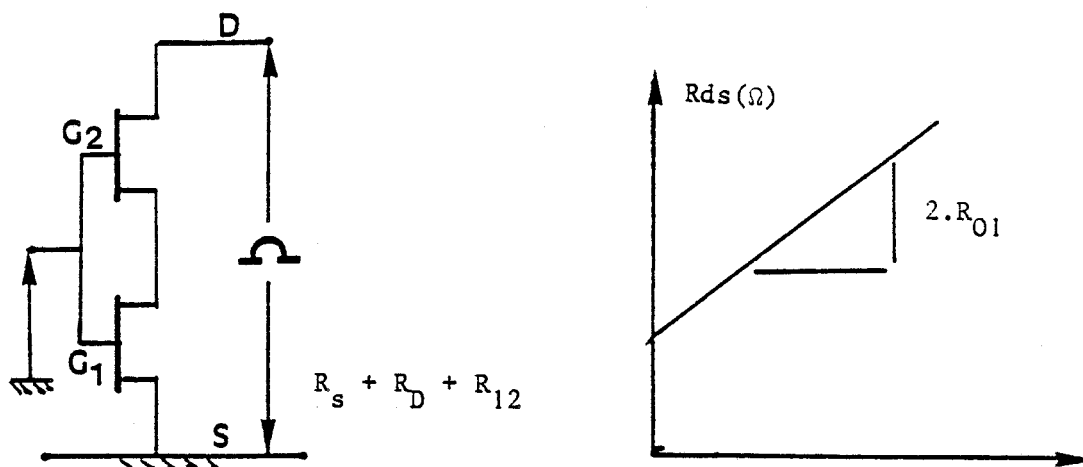


Fig. [II.13] : Mesure de la résistance drain-source en fonction de V_{gs} dans le cas d'une structure symétrique



Le tracé de R_{ds1} en fonction de $\frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_{B1} - V_{g1s}}{W_{o1}}}}$ nous permet d'avoir la résis-

tance somme :

$$R_s + R_D + R_{12} + R_{c2}(0). \quad [2.18]$$

D'autre part la pente correspondant à des valeurs de V_{g1s} faibles ($-0.5V < V_{g1s} < 0.4V$), nous permet d'avoir la résistance R_{o1} du canal ouvert correspondant à la première grille.

- Cas où la première grille est à la masse fig. [II.12.b]

La résistance vue entre le drain et la source, pour une tension V_{g2s} donnée, est :

$$R_{ds2} = R_s + R_D + R_{12} + R_{c1}(0) + R_{c2}(V_{g2s}) \quad [2.19]$$

Le tracé de R_{ds} en fonction de $\frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_{B2} - V_{g2s}}{W_{o2}}}}$ nous permet d'avoir la résis-

tance somme :

$$R_s + R_D + R_{12} + R_{c1}(0) \quad [2.20]$$

D'autre part la pente correspondant à des valeurs de V_{g2s} faibles ($-0.5V < V_{g2s} < 0.4$) nous permet d'avoir la résistance R_{o2} du canal ouvert correspondant à la deuxième grille

- Cas particulier d'une structure symétrique

Notons que la connaissance de la valeur de R_{o1} et R_{o2} nous permet de conclure sur la symétrie de la structure. Ainsi, dans le cas où ces deux résistances sont identiques, nous pouvons considérer que la structure est symétrique et les résultats précédents peuvent être confirmés grâce à une nouvelle mesure dans laquelle les deux grilles sont reliées au même potentiel par rapport à la masse (figure [II.13]).

La résistance mesurée entre le drain et la source pour une tension V_{gs} donnée est :

$$R_{ds} = R_s + R_D + R_{12} + 2R_{c1}(V_{gs})$$

Le tracé de cette résistance en fonction de $\frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_B - V_{gs}}{W_0}}}$ nous permet d'avoir fig. [II.13] :

— La résistance somme $R_s + R_D + R_{12}$ [2.21]

— La résistance à canal ouvert de tout le composant $2.R_{o1}$ [2.22]

II.3.5. - Détermination de la mobilité moyenne en champ faible

Dans un transistor à effet de champ, les techniques de fabrication ainsi que le profil de densité des porteurs dans la couche provoquent l'existence d'un profil de mobilité $\mu_0(y)$. Ce profil a un effet significatif sur les performances hyperfréquences et sur le bruit du TEC. Par conséquent, sa détermination est nécessaire pour la modélisation de celui-ci.

Une des anciennes méthodes permettant d'obtenir le profil de mobilité dans le canal conducteur d'un TEC est celle décrite par LEHOVEC [5]. Le profil est déterminé à partir de l'analyse de la ligne de transmission constituée par le canal à V_{ds} nulle. Cette méthode de mesure est incommode et sa validité dans le cas d'un interface couche active, couche semi-isolante est discutable.

Une autre méthode de mesure, décrite par TANSLEY [6], utilise l'effet Hall. La mobilité $\mu_H(y)$ du matériau est calculée à partir de la mesure de la constante de Hall $R_H(y)$ et de la conductivité $\sigma(y)$:

$$\mu_H(y) = |\sigma(y) \cdot R_H(y)|$$

Malheureusement la mobilité mesurée est "la mobilité Hall" qui est différente de la mobilité de dérive [7] qui nous intéresse.

Enfin R. SITES [8] a proposé une méthode utilisant l'effet magnétorésistance. Elle permet de déterminer la mobilité de dérive et ceci même dans la zone de transition couche active - couche tampon. C'est cette dernière méthode que nous utilisons et que nous présentons en détail.

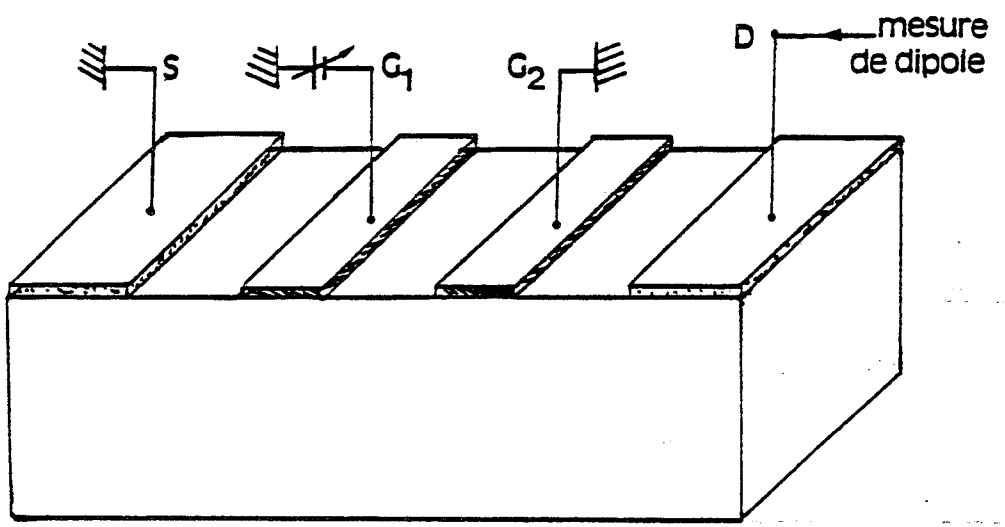
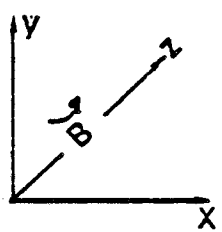


Fig. [II.14] : Principe de mesure de la mobilité par magnéto-résistance



On considère, d'une part, l'application d'un champ électrique très faible entre la source et le drain suivant l'axe ox, et, d'autre part, l'existence d'un champ magnétique \vec{B} suivant OZ, fig. [II.14]. Soit $R_{ds}(o)$ la résistance drain-source en l'absence du champ magnétique, et $R_{ds}(B)$ celle en présence du champ magnétique. On montre que pour une couche unipolaire [7] on a en première approximation :

$$R_{ds}(B) \approx R_{ds}(o) \cdot [1 + \bar{\mu}_o^2 \cdot B^2] \quad [2.23]$$

On peut donc déterminer pour chaque tension V_{gs} la mobilité moyenne de la partie non désertée du canal. Ainsi en modifiant la tension V_{gs} appliquée on peut relever le profil de mobilité moyenne de la couche.

Pour accéder à la connaissance de la mobilité locale, A. CAPPY [9] propose la méthode suivante basée sur la validité de l'équation [2.23] en régime différentiel :

Pour une tension de polarisation V_{gs} donnée, une variation V_{gs} de cette tension provoque les variations $\Delta R_{ds}(B)$ et $\Delta R_{ds}(o)$ des résistances mesurées ultérieurement. En supposant que la mobilité locale ne varie pas trop en fonction de V_{gs} les variations de ces résistances sont reliées par la même formule que [2.23]. Par conséquent la mobilité locale peut être obtenue par :

$$\Delta R_{ds}(B) \approx \Delta R_{ds}(o) \cdot [1 + \mu_o^2 \cdot B^2]$$

Cette méthode de mesure nous permet l'accès à la mobilité locale en fonction de la tension V_{gs} que l'on peut relier à la position de la couche correspondante en admettant l'existence d'une jonction abrupte et d'un dopage uniforme.

Notons que la détermination de la mobilité moyenne de la couche peut aussi se faire à partir de la connaissance de la résistance $R_{o1}(R_{o2})$ [2.12]. Cependant, cette méthode n'est pas précise dans le cas des composants à grilles très courtes ($L_g \leq 0.5 \mu m$) à cause de l'existence d'effets bidimensionnels.

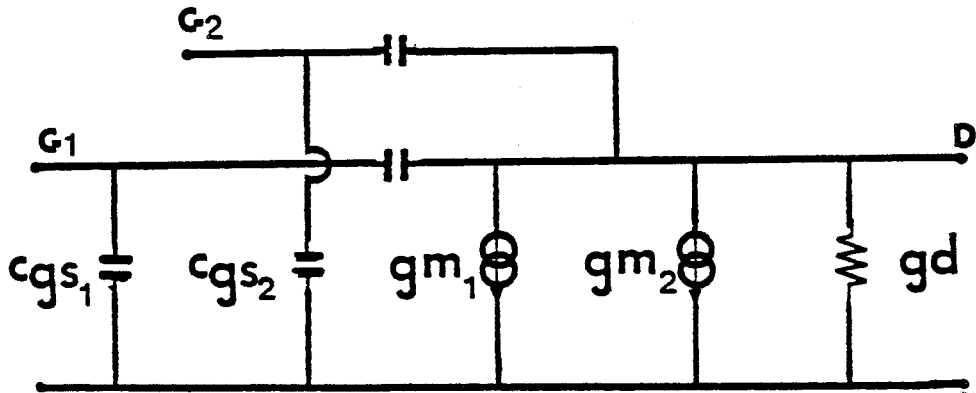


Fig. [II.15] : Représentation simplifiée du TEC bigrille en hétérople

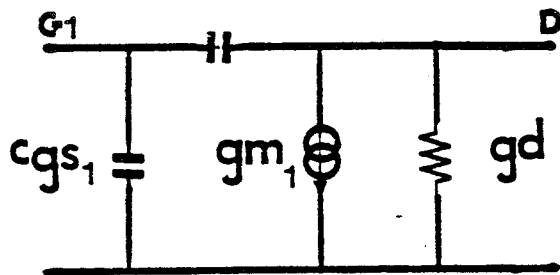


Fig. [II.16.a] : Cas de la mesure entre première grille et drain

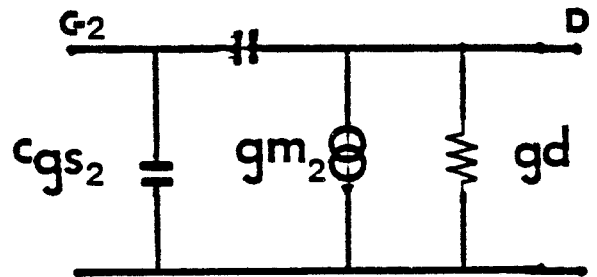


Fig. [II.16.b] : Cas de la mesure en deuxième grille et drain

II.4 - DETERMINATION DES ELEMENTS PETIT SIGNAL EN FREQUENCES BASSES

Pour représenter le bigrille en hexaspôle aux fréquences inférieures au GHz nous proposons le schéma électrique simplifié représenté fig. [II.15]. Pour déterminer la valeur des éléments de ce schéma nous effectuons deux séries de mesure en quadripole (fig. [II.16.a] et [II.16.b]) des paramètres S_{ij} à 500 MHz à l'aide d'un analyseur de réseaux automatique. Ces mesures se font pour différentes tensions de polarisation V_{g1s} et V_{g2s} . La fréquence de travail a été choisie pour deux raisons :

- Elle est suffisamment haute pour que, d'une part, les effets de piège ne se manifestent plus, et d'autre part, les capacités de grilles puissent avoir une influence.

- Elle permet de s'affranchir de l'influence des selfs parasites séries.

- Les éléments du schéma électrique équivalent s'expriment de façon simple à partir de la mesure des paramètres S_{ij} de la matrice de dispersion.

Ainsi, on exprime, tout d'abord, la matrice $[Y]$ par exemple entre première grille et drain.

$$Y_{11} = j\omega(Cgd_1 + Cgs_1)/y_0 \quad , \quad Y_{12} = -j\omega cgd_1/y_0$$

$$Y_{21} = (gm_1 - j\omega Cgd_1)/y_0 \quad , \quad Y_{22} \neq (gd + j\omega Cgd_1)/y_0$$

où y_0 est l'admittance caractéristique (20 ms). Ensuite, compte tenu des relations reliant la matrice $[S]$ à la matrice $[Y]$, on obtient en première approximation :

$$S_{11} \neq 1 - 2j\epsilon_{11}/y_0 \quad S_{12} \neq 2j\omega \frac{Cgd_1}{y_0 + gd}$$

$$S_{21} \neq -\frac{2gm_1}{y_0 + gd} \quad S_{22} \neq \frac{y_0 - gd}{y_0 + gd} (1 - 2j\omega\epsilon_{22}/y_0)$$

$$\begin{cases} \epsilon_{11} = [Cgs_1(y_0 + gd) + Cgd_1(y_0 + gd + gm_1)] / (y_0^2 - gd^2) \\ \epsilon_{22} = y_0 Cgd_1 (y_0 + gm_1) / (y_0^2 - gd^2) \end{cases}$$

Enfin, en inversant les relations précédentes, on déduit la valeur des éléments du schéma équivalent :

$$g_d \neq y_o \frac{(1 - |s_{22}|)}{(1 + |s_{22}|)}$$

$$g_{m1} \neq \frac{y_o}{2\omega} |s_{21}| \left(1 + \frac{g_d}{y_o}\right)$$

$$C_{gd1} \neq \frac{y_o}{2\omega} |s_{12}| \left(1 + \frac{g_d}{y_o}\right)$$

$$C_{gs1} \neq - \left[\frac{y_o}{2\omega} \varphi_{11} + C_{gd1} \left(1 + \frac{g_d}{y_o} + \frac{g_{m1}}{y_o}\right) \right] \left(1 + \frac{g_d}{y_o}\right)$$

Cette méthode est très proche à celle mise en oeuvre par YAQUINE [4] au laboratoire pour les TECS monogrilles sauf qu'il est nécessaire pour le bi-grille d'effectuer les mesures correspondant aux deux quadripôles définis sur les figures [II.16.a] [II.16.b].

Lors des mesures à l'analyseur de réseaux automatique, il importe de tenir compte des erreurs introduites par les imperfections de celui-ci et que l'on peut représenter par deux quadripôles d'erreurs fig. [II.17]. En appliquant la règle de MASON on obtient la matrice S_{ij} mesurée :

$$(S_{11})_m = e_{00} + \frac{s_{11} e_{10} e_{01} (1 - s_{22} e_{22}) + s_{21} s_{12} e_{10} e_{01}}{X}$$

$$(S_{21})_m = e_{30} + \frac{s_{21} e_{10} e_{32}}{X}$$

$$(S_{12})_m = e_{03} + \frac{s_{12} e_{01} e_{23}}{X}$$

$$(S_{22})_m = e_{33} + \frac{s_{22} e_{32} e_{23} (1 - s_{11} e_{11}) + s_{21} s_{12} e_{11} e_{32} e_{23}}{X}$$

$$X = 1 - s_{11} e_{11} - s_{22} e_{22} - s_{21} e_{12} e_{11} e_{22} + s_{22} s_{11} e_{11} e_{22}$$

Il apparaît donc que pour obtenir les paramètres (S_{ij}) du composant il est nécessaire de connaître les coefficients d'erreur (e_{ij}) . Ceux-ci peuvent être déterminés en utilisant quatre éléments de référence :

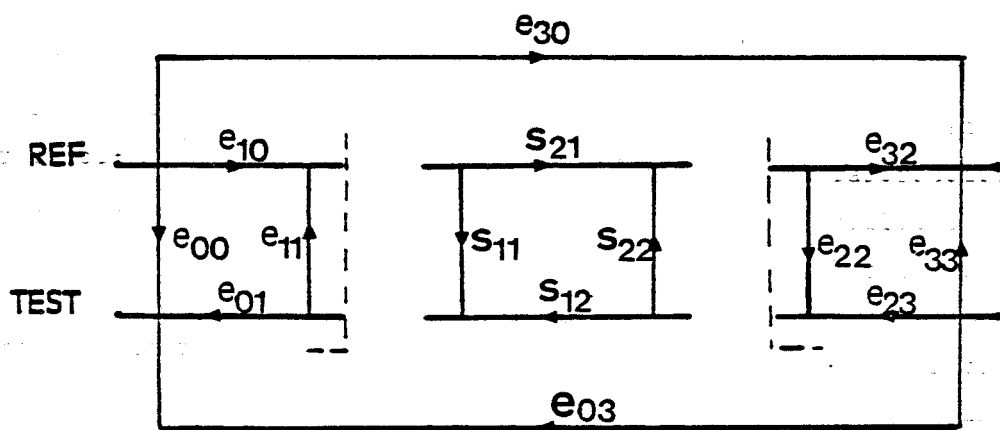


Fig. [II.17] : Schéma équivalent d'erreur d'un analyseur de réseaux à deux portes

EDS
LILLE

- Un court-circuit ;
- Un circuit-ouvert ;
- Une charge adaptée ;
- Une ligne de transmission.

Enfin, le déphasage et les pertes introduits par la monture de mesure peuvent être considérés en introduisant des éléments de référence à la place du composant.

II.5 - MESURE DES PARAMETRES DE DISPERSION EN HAUTES FREQUENCES

II.5.1 - Introduction

La mesure des paramètres S_{ij} en hautes fréquences du TEC bigrille considéré comme un hexapole permet de prévoir par exemple :

- Les performances en fonctionnement en mélangeur ;
- Le gain maximal disponible (MAG) en amplificateur à gain contrôlé, l'entrée du signal s'effectuant soit sur la 1ère grille, soit sur la 2ème grille et la grille non utilisée étant fermée sur une impédance convenable.

Elle permet en outre de compléter la connaissance des éléments du schéma électrique équivalent par la détermination des résistances et selfs de grilles, self de source, et self de drain.

Nous admettons que les valeurs des éléments déterminées à 500 MHz demeurent valables en hautes fréquences.

II.5.2 - Technique de mesure

Les mesures des paramètres (s_{ij}) s'effectuent à l'analyseur de réseau entre (2 - 16 GHz). Nous devons tenir compte des erreurs introduites d'une part, par l'analyseur de réseau et les transitions diverses, et d'autre part, par les lignes en structure microruban de part et d'autre du composant. Deux méthodes sont possibles :

- La technique de peeling [11] ;
- L'utilisation des éléments de référence dans le plan du composant [4] .

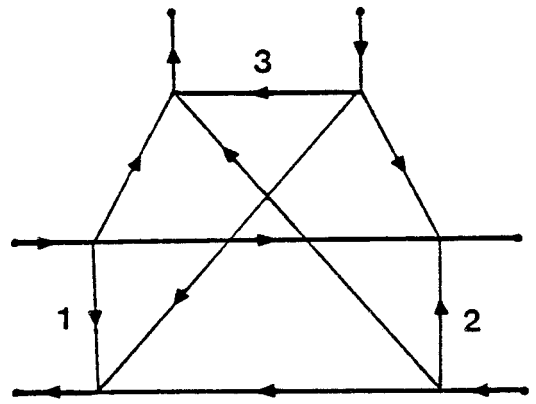
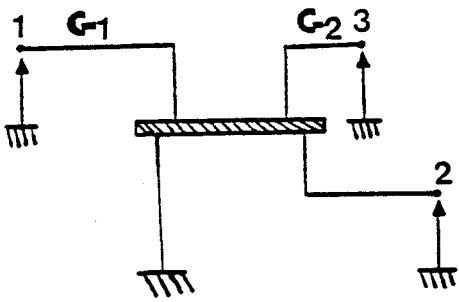


Fig. [II.18] : Bigrille considéré comme un hétérople en source commune

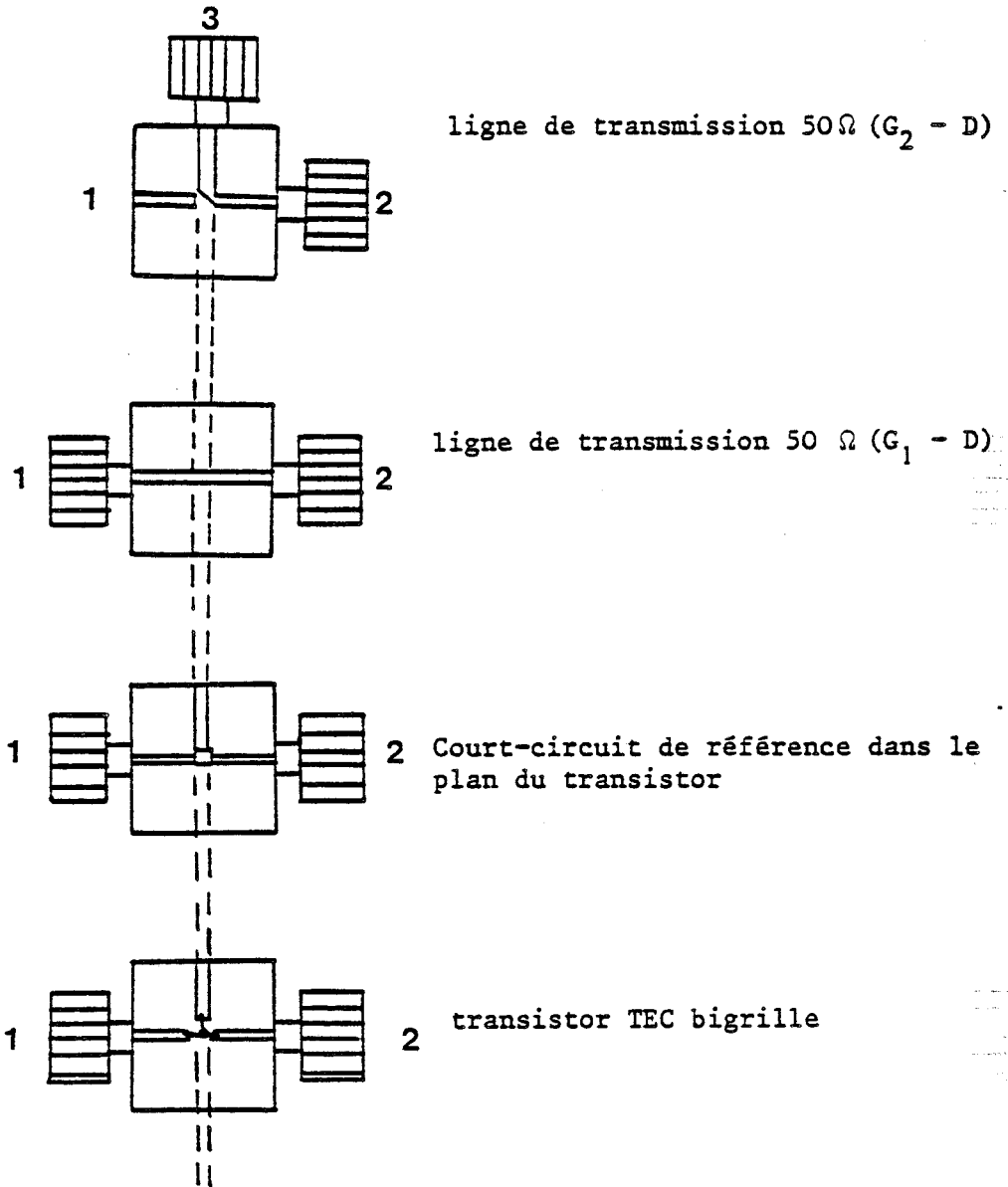


Fig. [II.19] : Calibration dans le plan du composant

En ce qui nous concerne, nous avons adopté la deuxième technique de mesure. Tout d'abord nous corrigeons les erreurs dues aux imperfections de l'analyseur de réseau en plaçant à ses portes des éléments de référence en APC7 (court-circuit, circuit ouvert, et charge adaptée coulissante). Ensuite, nous corrigeons les erreurs introduites par la monture de test en déterminant les coefficients des deux quadripôles de pertes supposés identiques correspondant à l'entrée et à la sortie de la monture. Cette correction se fait à l'aide des éléments de référence décrits en § II.2. La figure [II.19] résume cette technique de calibration dans le plan du composant.

II.5.3 - Détermination des selfs et des résistances de grilles parasites

Nous utilisons la méthode proposée par F. DIAMAND et M. LAVIRON [12] pour un monogridde.

Le principe consiste à mesurer les paramètres (Z_{ij}) du quadripôle équivalent à la tension V_{ds} nulle lorsque l'une des deux grilles est polarisée à $V_{gs} = + V_B$. La figure [II.20] illustre les deux cas de mesure possibles.

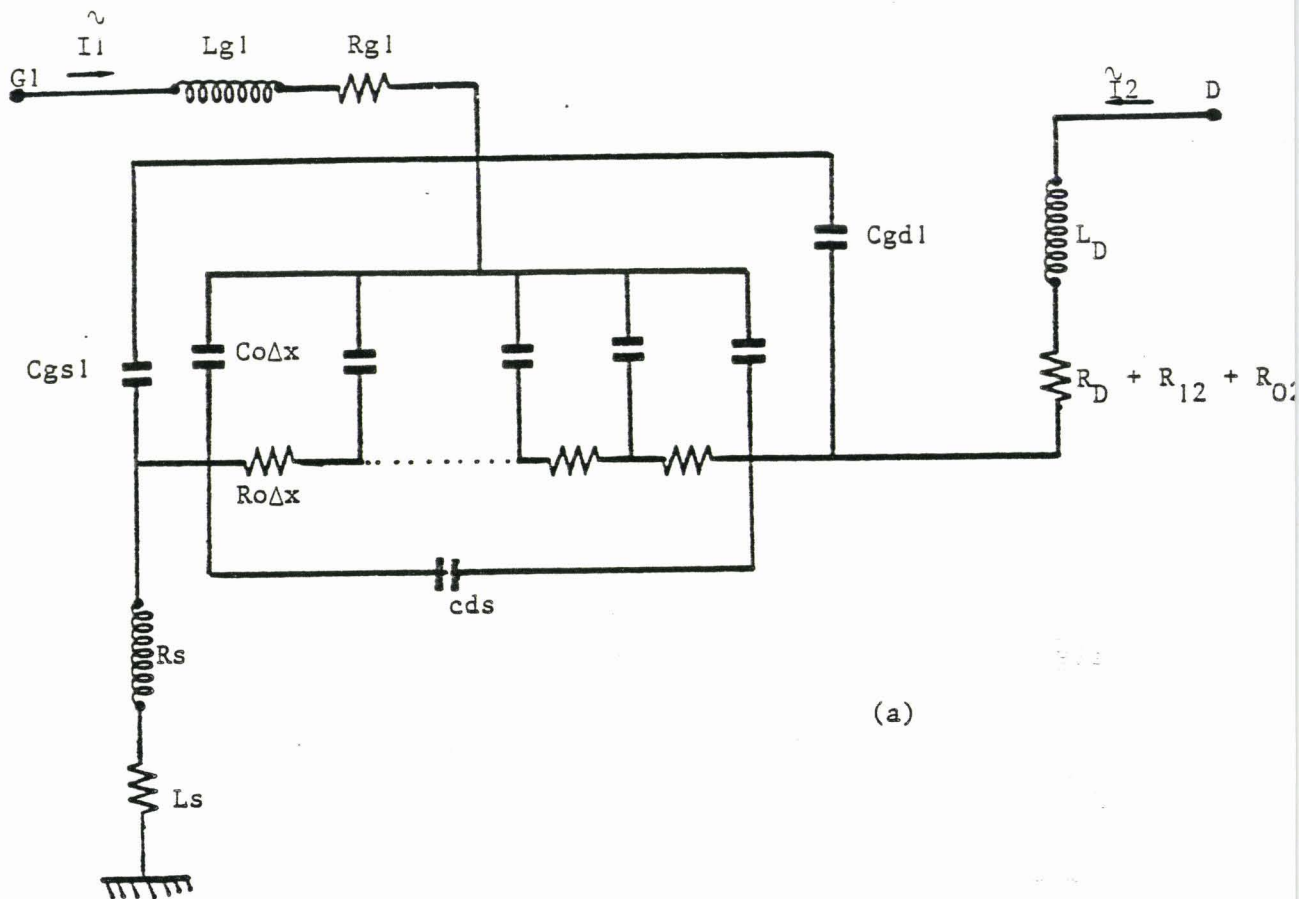
On montre (ANNEXE I) que les matrices $[Z]$ de ces deux quadripôles s'expriment par :

a) Quadripôle première grille-drain fig.[II.20.a]

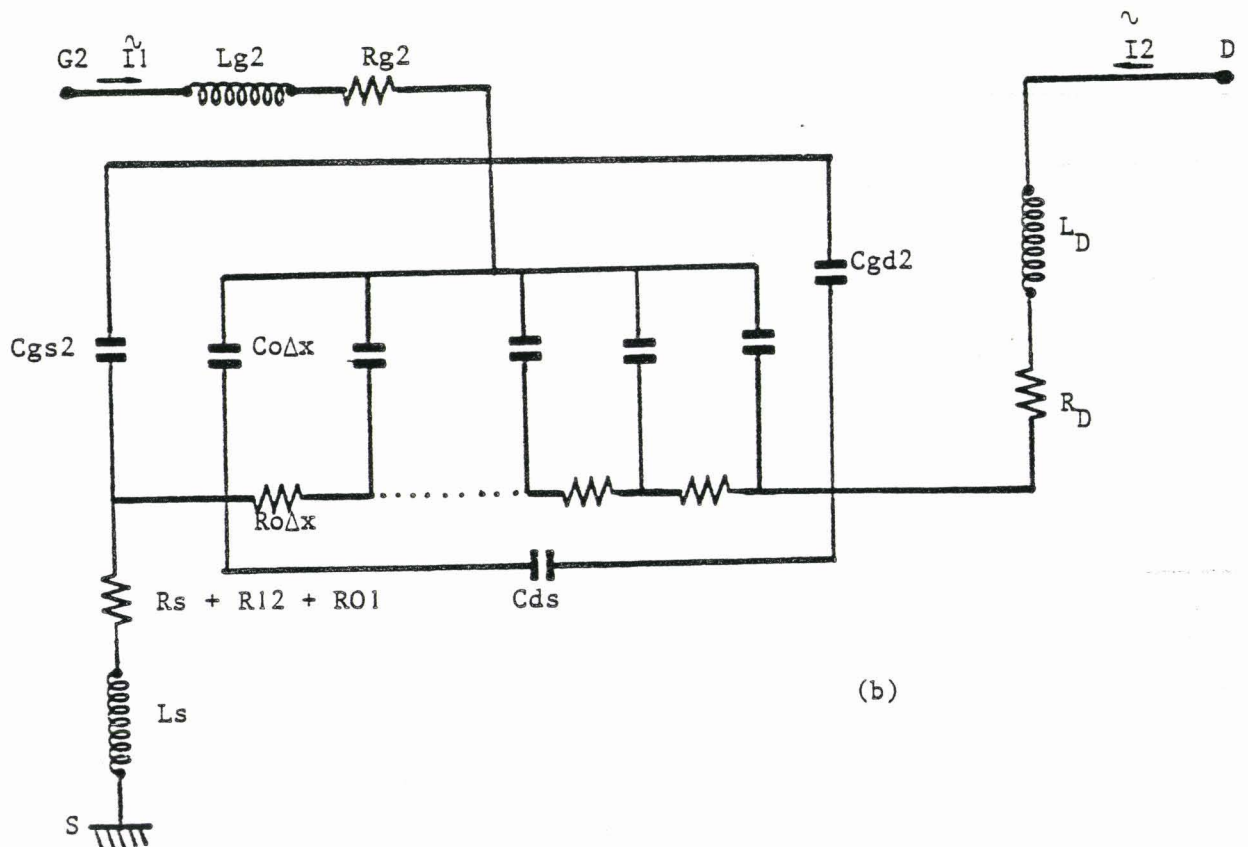
$$R [Z] = \begin{bmatrix} R_{g1} + R_s + \frac{C_{gd1} + C_{ds}}{C_{gs1} + C_{gd1}} \cdot R_{c1}(V_{gs1}), R_s + \frac{1}{2} \left(\frac{C_{c1} + 2C_{gds}}{C_{gs1} + C_{gd1} + C_{c1}} \right) \cdot R_{c1}(V_{gs1}) \\ R_s + \frac{1}{2} \left(\frac{C_{c1} + 2C_{gds1}}{C_{gs1} + C_{gd1} + C_{c1}} \right) \cdot R_{c1}(V_{gs1}), R_s + R_D + R_{12} + R_{02} + R_{c1}(V_{gs1}) \end{bmatrix}$$

$$J_m [Z] = \begin{bmatrix} \omega(L_s + L_{g1}) = \frac{1}{\omega(C_{gs1} + C_{gd1} + C_{c1})} & L_s \omega \\ L_s \omega & (L_s + L_D) \omega \end{bmatrix}$$

b) Quadripôle seconde grille-drain fig.[II.20.b]



(a)



(b)

Fig. II.20 : Schéma équivalent du bigrille à $V_{ds} = 0$
 a) deuxième grille ouverte
 b) première grille ouverte



$$R [Z] = \left[\begin{array}{l} R_{g_2} + R_s + R_{12} + R_{01} + \frac{C_{gd_2} + C_{ds}}{C_{gs_2} + C_{gd_2}} R_{c_2} (V_{gs_2}), \quad R_s + R_{12} + R_{01} + \frac{R_{c_2}}{2} (V_{gs_2}) \quad \left(\frac{C_{c_2} + 2C_{gd_2}}{C_{gs_2} + C_{gd_2} + C_{c_2}} \right) \\ R_s + R_{12} + R_{01} + \frac{1}{2} R_{c_2} (V_{gs_2}) * \left(\frac{C_{c_2} + 2C_{gd_2}}{C_{gs_2} + C_{gd_2} + C_{c_2}} \right), \quad R_s + R_{12} + R_{01} + R_D + R_{c_2} (V_{gs_2}) \end{array} \right]$$

$$J_m [Z] = \left[\begin{array}{l} \omega (L_s + l_{g_2}) - \frac{1}{\omega (C_{gs_2} + C_{gd_2} + C_{c_2})} \quad L_s \omega \\ L_s \omega \quad \omega (L_s + L_D) \end{array} \right]$$

Il suffit donc de mesurer, dans les deux configurations de la figure [II-20], les paramètres de la matrice [S] pour en déduire, par les relations classiques, ceux de la matrice [Z].

La détermination des résistances de grilles se fait par extrapolation, dans les deux cas de figure [II-20] de la courbe $R(Z_{11})$ en fonction de

$$\frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_B - V_{gs}}{W_{00}}}}$$

les autres résistances d'accès étant supposées connues.

Notons que cette méthode permet la détermination des autres résistances d'accès.

II.6 CONCLUSION

Nous présentons, fig. [II.21], le schéma électrique équivalent au TEC bigrille dont nous avons pu déterminer la valeur des éléments. L'ensemble des mesures précédentes permet la caractérisation complète du comportement de TEC bigrille du continu jusqu'à 16 GHz. Elles permettent de déterminer les performances des dispositifs microondes réalisés à partir de ce composant tel que : amplificateur à gain contrôlé, mélangeur etc...

Notons la redondance de certaines mesures autorisant ainsi un autocontrôle des résultats. Enfin les valeurs trouvées pour les éléments petit signal peuvent servir de valeurs initiales à la recherche des valeurs optimales des éléments d'un schéma équivalent plus complexe.

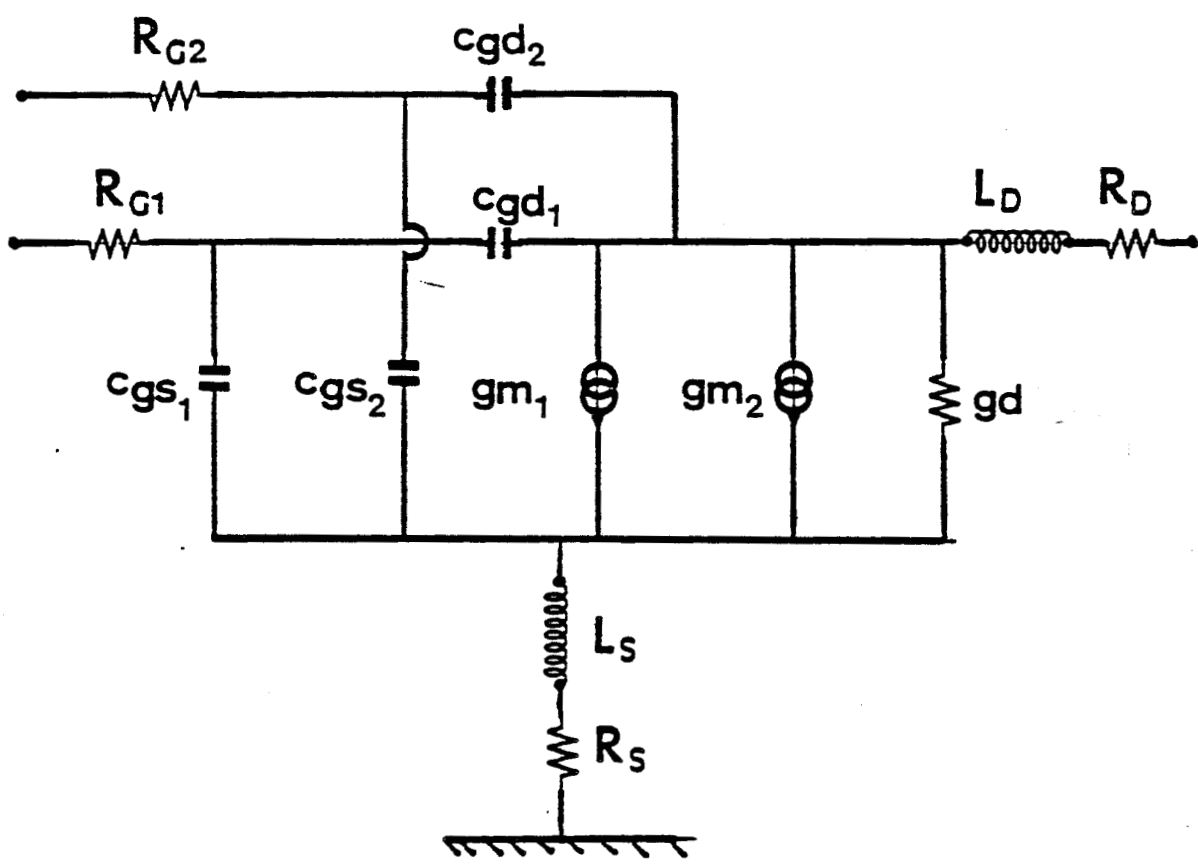


Fig. [II.21] : Schéma électrique équivalent du TEC bigrille obtenu expérimentalement



REFERENCES

- [1] H. FUKUI, Bell syst. techn. J, Vol. 58, p. 771 (1979)
- [2] A. CAPPY, Thèse de 3ème cycle Lille (1981)
- [3] H.K. HENRISCH, "Rectiling semiconductor contacts" Oxford Univ Press (clarendon) London and New York (1957)
- [4] R. YAQUINE, Thèse de 3ème cycle Lille (1982)
- [5] K. LEHOVEC, Applied physics letters, Vol. 25, n° 5, p. 279 (1974)
- [6] T.L. TENSLEY, J. phys. E : sci. Instr., Vol. 8, p. 52 (1975)
- [7] S.M. SZE, "Physics of semiconductor devices" 1ère Edition, p. 46 (1969)
- [8] R. SITES, H. WIEDER, IEEE Trans on Elect Dev, Vol. ED 27, n° 12 (1980)
- [9] A CAPPY, Thèse d'Etat (à paraître) Lille
- [11] M. PARISOT, M. BINET, A. RABIER, Acta Electronica, Vol. 23, n° 2, p. 137 (1980)
- [12] F. DIAMAND, Journées nationales microondes Toulouse (1982)

COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

=====

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord décrire notre méthode numérique de simulation et définir les différents éléments des deux schémas équivalents que nous avons adopté pour le bigrille ; ensuite nous donnerons les premiers résultats obtenus par notre modèle sur les grandeurs physiques et les paramètres petit signal en expliquant physiquement leurs évolutions. Enfin nous validerons ce dernier par une confrontation théorie-expérience faite sur quatre composants d'origines différentes.

III.1. SCHEMAS ELECTRIQUES EQUIVALENTS

La simulation sur ordinateur utilisant le modèle théorique s'effectue

- en introduisant les paramètres technologiques et géométriques du composant,
- en définissant les valeurs des potentiels de grilles,
- en imposant une valeur du courant drain-source,

le traitement numérique fournit alors la tension drain-source correspondante.

Par modification des potentiels de grilles et du courant de drain, il est possible d'en déduire la valeur des éléments du schéma équivalent. Un premier schéma électrique dit à éléments intrinsèques est couramment utilisé pour représenter le bigrille [1]. Nous le donnons fig. [III.1] et nous indiquons la définition de ses divers éléments :

$$- g_{m01} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{g1}} \right|_{V_{d1s}}$$

$$- g_{d01} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{d1s}} \right|_{V_{g1}}$$

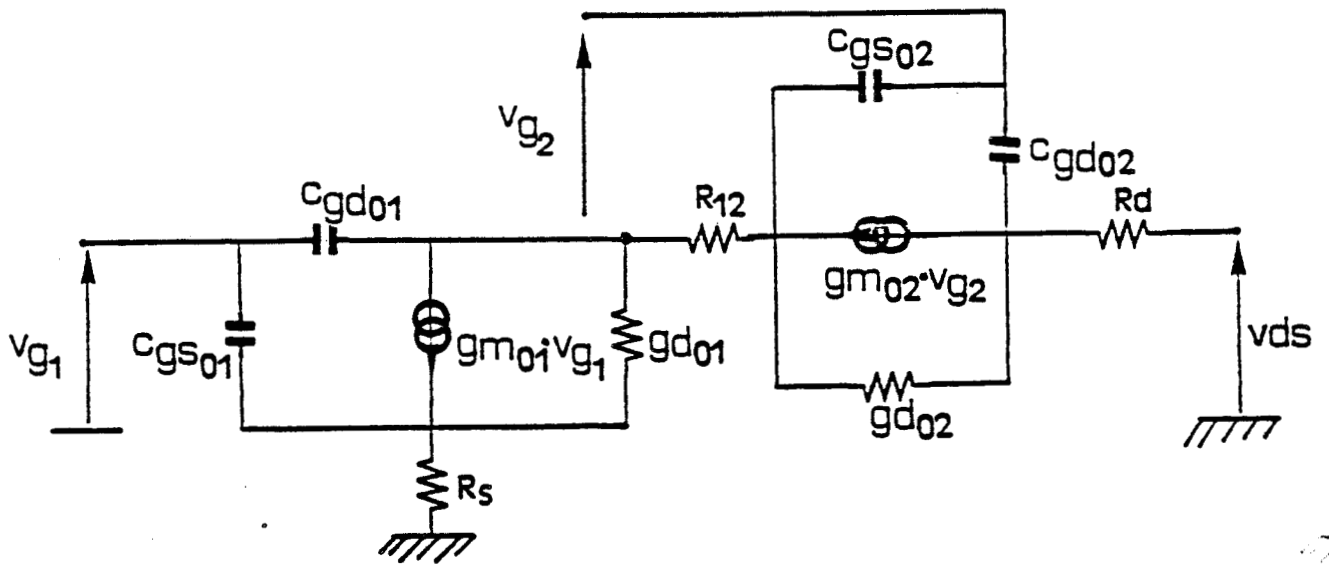


Fig. [III.1] : Schéma électrique intrinsèque du TEC bigrille.

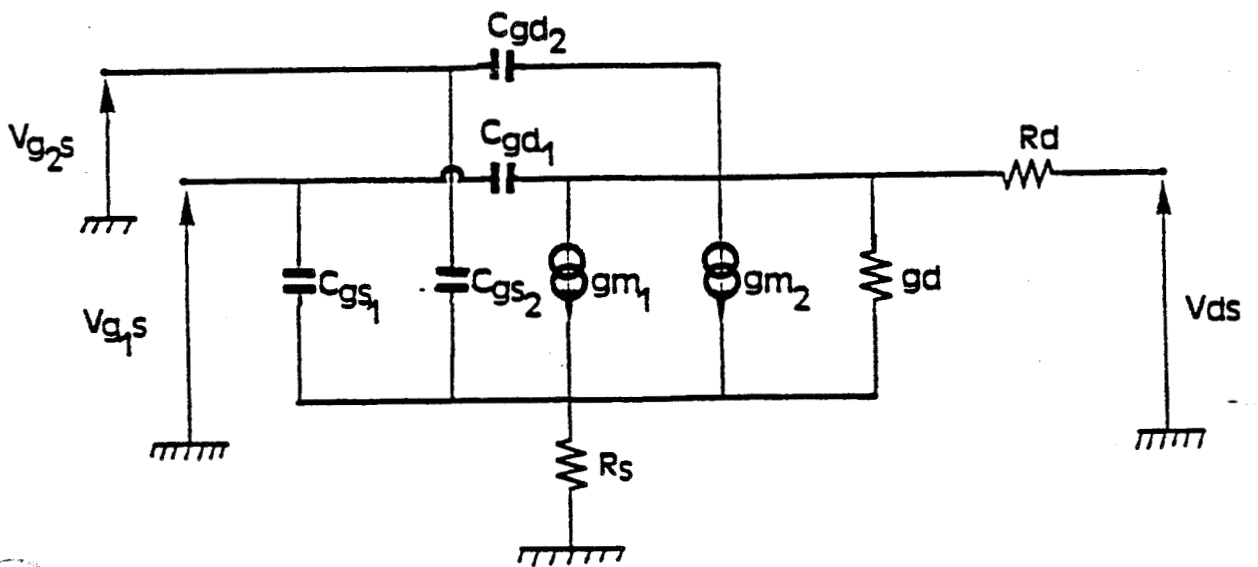


Fig. [III.2] : Schéma électrique extrinsèque du TEC bigrille.

$$- g_{m02} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{g_2}} \right|_{V_{ds_2}}$$

$$- g_{d02} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds_2}} \right|_{V_{g_2}}$$

$$- C_{gs01} = \left. \frac{\partial Q_{g_1} - C_{gd01}(\partial V_{d_1s} + \partial V_{g_1})}{\partial V_{g_1}} \right|_{I_{ds}}$$

$$- C_{gd01} = \left. \frac{\partial Q_{g_1}}{\partial V_{d_1s}} \right|_{V_{g_1}}$$

$$- C_{gs02} = \left. \frac{\partial Q_{g_2} - C_{gd02}(\partial V_{ds_2} + \partial V_{g_2})}{\partial V_{g_2}} \right|_{I_{ds}}$$

$$- C_{gd02} = \left. \frac{\partial Q_{g_2}}{\partial V_{ds_2}} \right|_{V_{g_2}}$$

Par ailleurs, nous proposons une autre représentation plus globale dite à éléments extrinsèques donnée sur la fig. [III.2]. Nous indiquons également le mode de définition des divers paramètres de ce schéma :

$$- g_{m1} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{g_1s}} \right|_{V_{ds}, V_{g_2s}}$$

$$- g_{m2} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{g_2s}} \right|_{V_{ds}, V_{g_1s}}$$

$$- g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{g_1s}, V_{g_2s}}$$

$$- C_{gd1} = \left. \frac{\partial Q_{g_1}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{g_1s}, V_{g_2s}}$$

$$- C_{gs1} = \left. \frac{\partial Q_{g_1} - C_{gd1} \cdot (\partial V_{ds} + \partial v_{g_1s})}{\partial V_{g_1s}} \right|_{I_{ds}, V_{g_2s}}$$

$$- C_{gd2} = \left. \frac{\partial Q_{g_2}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{g_1s}, V_{g_2s}}$$

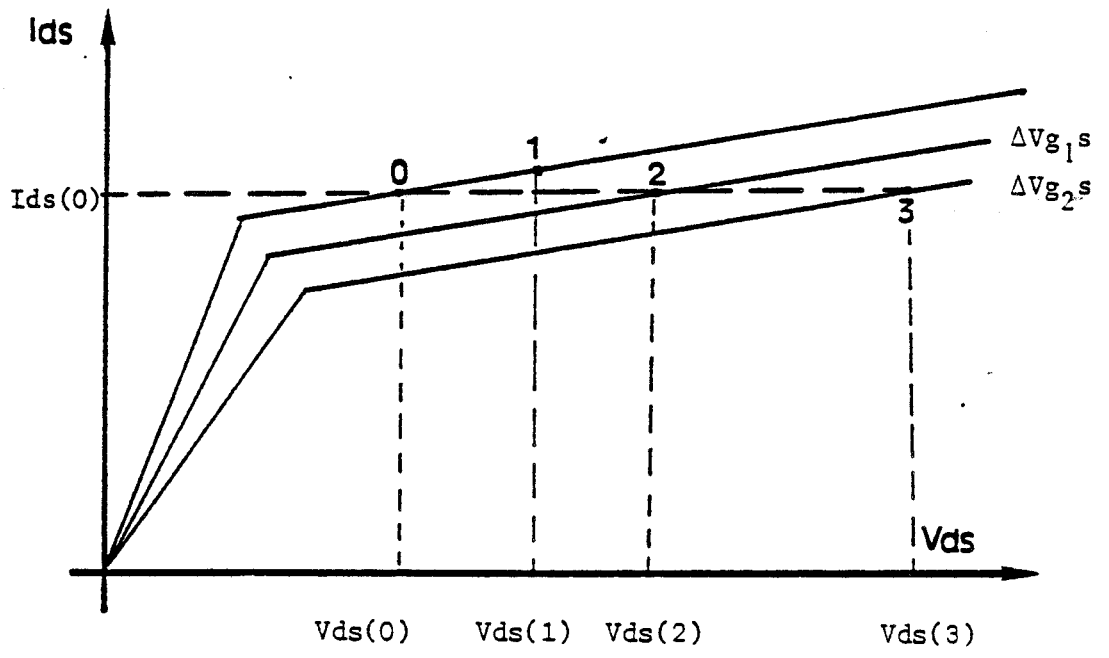


Fig. [III.3] : Principe numérique du calcul des paramètres petit signal.



$$- C_{gs2} = \frac{\partial Q_{g2} - C_{gd2} \cdot (\partial V_{ds} + \partial V_{g2s})}{\partial V_{g2s}} \Big|_{I_{ds}, V_{g1s}}$$

La détermination de ces divers paramètres nécessite le calcul de quatre points de fonctionnement dont trois correspondent à la même valeur du courant drain comme l'indique la fig. [III.3]. En remplaçant les équations aux dérivées partielles par des équations aux différences finies, il est possible d'en déduire les diverses valeurs comme l'indique l'annexe I.

La connaissance des paramètres des deux schémas équivalents permet de déterminer les performances en amplificateur microondes (fréquence de transition, gain en puissance maximum disponible) vues par chacune des deux grilles :

$$- FT_1 = \frac{F_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2}}$$

$$- MAG_1 = 10 \cdot \log \left[\left(\frac{FT_1}{F}\right)^2 \cdot \left(\frac{g_{mO2}}{g_{dO2}} + 1\right) \cdot \frac{4g_{dO1} \cdot (R_{i1} + R_s + \pi \cdot L_s \cdot FT_1)}{\quad} \right]$$

$$- FT_2 = F_2$$

$$- MAG_2 \neq 10 \log \left[\left(\frac{FT_2}{F}\right)^2 \cdot \frac{4g_{dO2} \cdot (R_{i2} + \pi \cdot FT_2 \cdot L_s + 1/g_{dO1})}{\quad} \right]$$

où $F_1 = g_{mO1}/2\pi C_{gsO1}$, $F_2 = g_{mO2}/2\pi C_{gsO2}$.

L'organigramme présenté sur la fig. [III.4] donne un résumé de notre procédure numérique.

En conclusion

Notre modèle numérique est relativement simple et peut être traité même sur calculateur de table. Il permet la détermination des caractéristiques statiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{g1s}, V_{g2s})$ et, pour chaque point de fonctionnement, les éléments des deux schémas équivalents décrits précédemment.

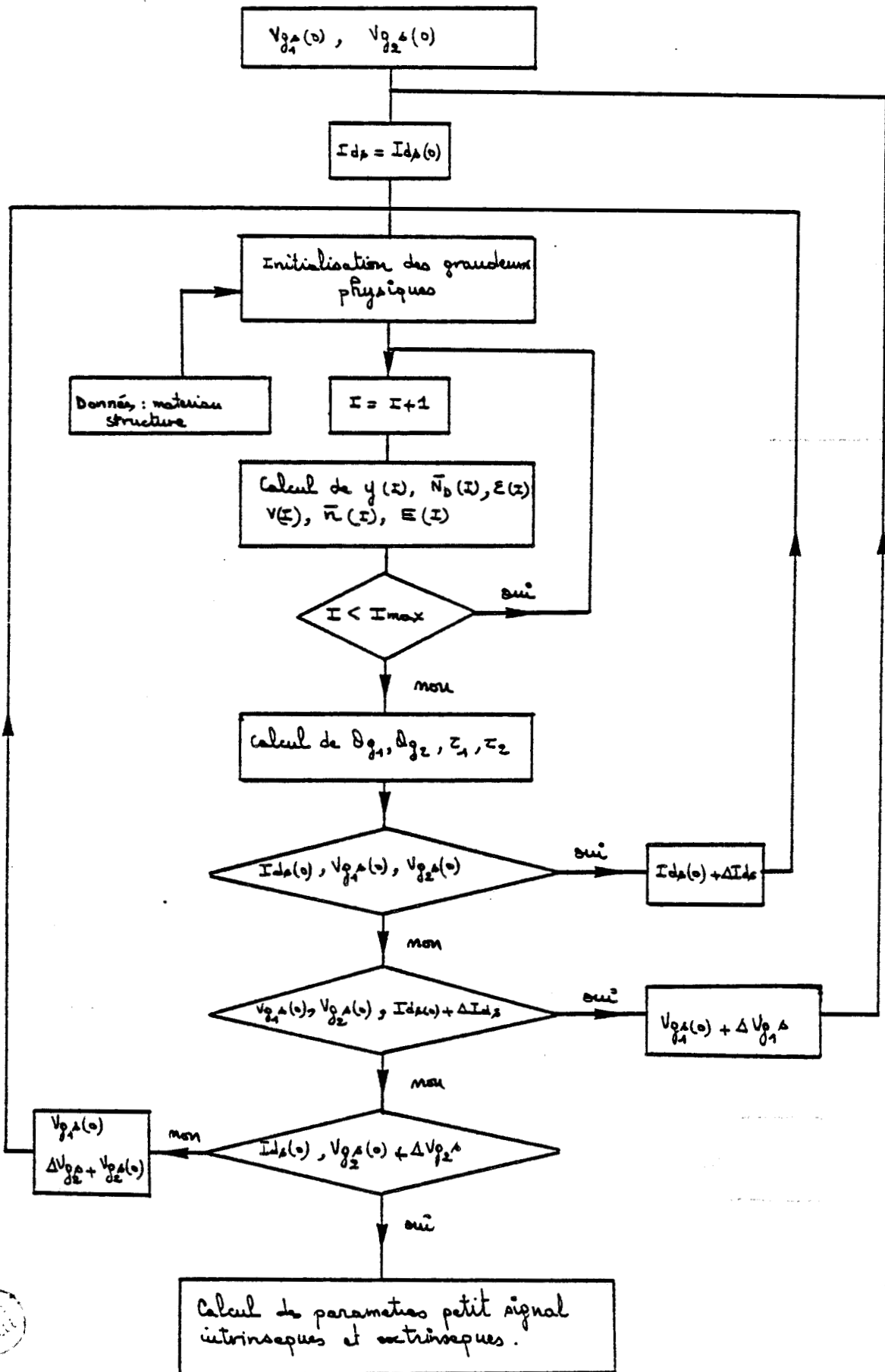


Fig. [III.4] : Organigramme de la méthode numérique permettant d'obtenir les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{g1s}, V_{g2s})$.

Le schéma électrique intrinsèque permet de comprendre le comportement physique du bigrille en suivant la répartition de la tension drain-source dans le canal. Il permet aussi de calculer les performances en amplificateur microondes vues par chacune des grilles.

Le schéma électrique extrinsèque permet de comprendre le comportement global du composant en vue de ses diverses applications. Cependant il ne permet pas de prévoir les performances en amplificateur pour des fréquences relativement importantes ($F > 6$ GHz).

Notons par ailleurs que pour optimaliser la structure, le traitement numérique a été fait le plus souvent sur un ordinateur IRIS 80 pour lequel le calcul de cinquante points de fonctionnement nécessite environ une heure.

III.2 RESULTATS DE SIMULATION

III.2.1 Evolution des grandeurs physiques dans le canal

La fig. [III.5] représente dans un cas typique, les évolutions dans le canal conducteur des grandeurs :

- a) champ électrique $E(x)$ ainsi que le terme de relaxation $\frac{\bar{\epsilon}(x) - \epsilon_0}{\bar{v}(x) \tau_\epsilon(\epsilon)}$
- b) vitesse moyenne des porteurs $\bar{v}(x)$
- c) énergie moyenne $\bar{\epsilon}(x)$
- d) mobilité moyenne $\bar{\mu}(\epsilon)$
- e) densité relative moyenne de charges libres $\bar{n}(x)/\bar{ND}(x)$
- f) épaisseur du canal conducteur $y_c(x)$.

On remarque que la vitesse moyenne des porteurs dans le canal peut atteindre des valeurs très élevées, de l'ordre de $3 \cdot 10^5$ (m/s) sous les grilles avant de diminuer rapidement pour atteindre 10^5 (m/s) à l'extrémité de celles-ci. Cette évolution est reliée à celle de l'énergie. En effet, dans les zones

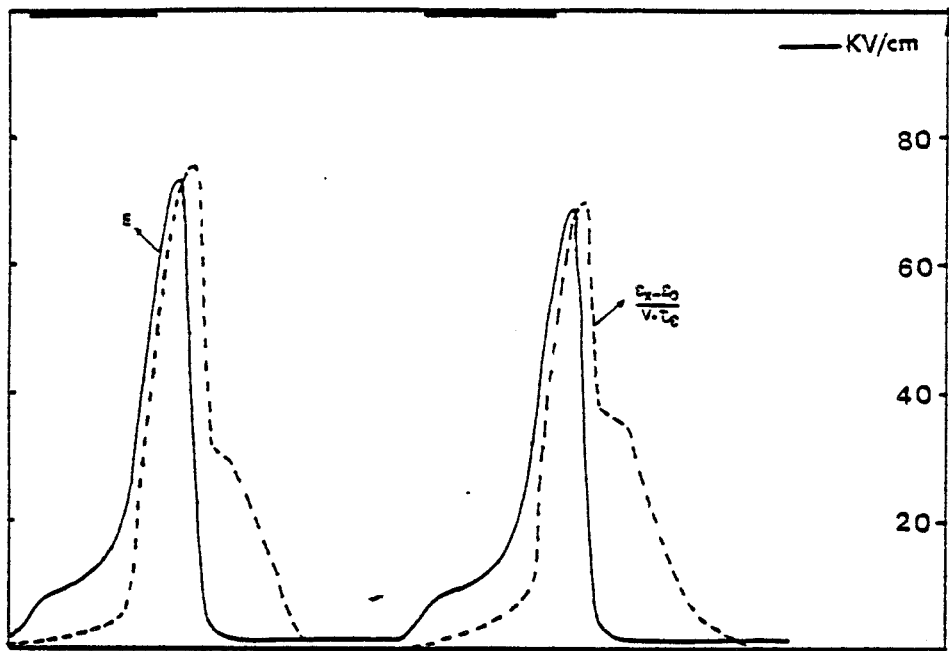


Fig. [III.5.a] : Evolution du champ électrique et du terme de relaxation dans le canal.

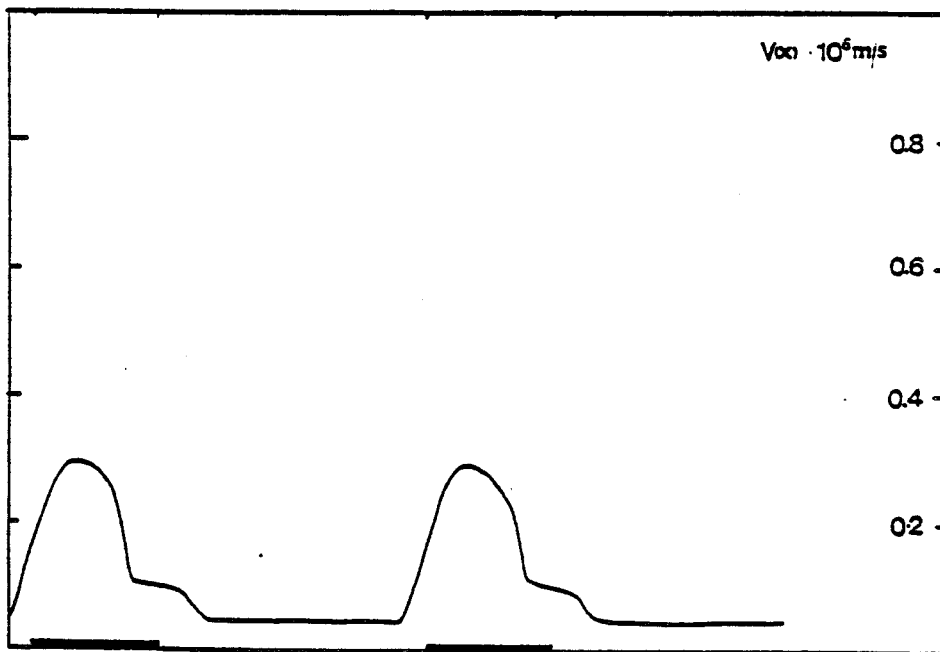


Fig. [III.5.b] : Evolution de la vitesse moyenne des porteurs dans le canal.

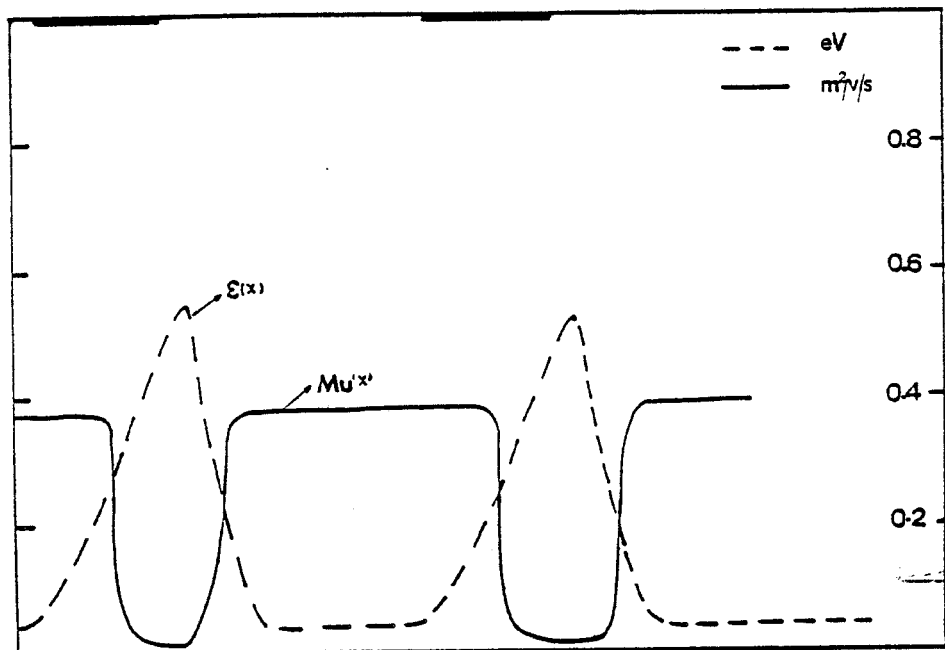


Fig. [III.5.c] : Evolution de l'énergie et de la mobilité moyenne dans le canal.



Fig. [III.5.d] : Evolution de la densité moyenne des porteurs dans le canal.



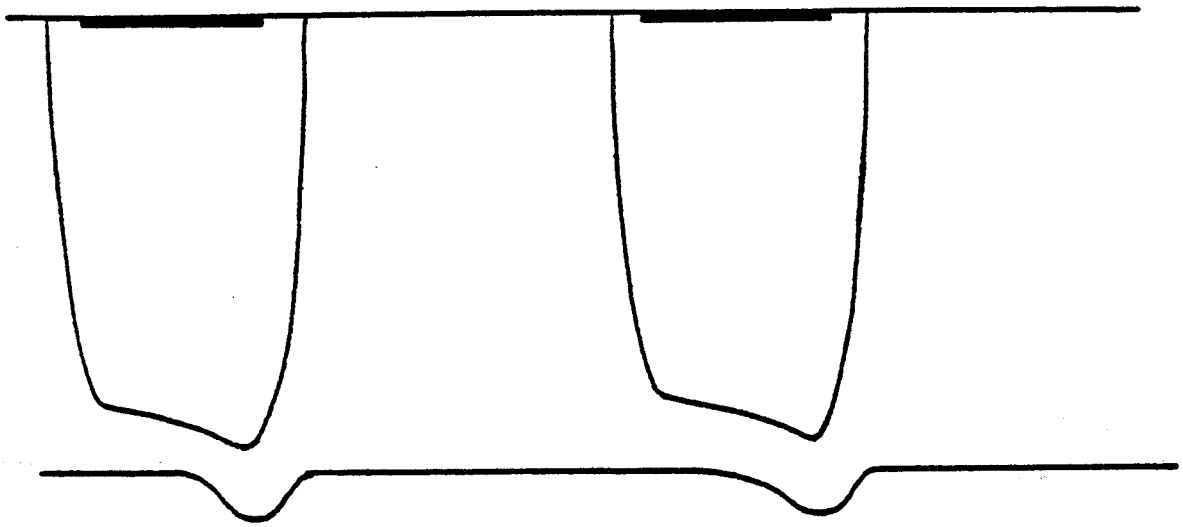


Fig. [III.5.e] : Représentation de l'épaisseur du canal conducteur.

BUS
LILLE

à vitesse élevée, l'énergie moyenne reste inférieure à 0.33 eV (valeur pour laquelle il y a passage des porteurs de la vallée Γ à la vallée L) et la mobilité reste proche de sa valeur en champ faible bien que le champ électrique soit de l'ordre de 7 à 10 Kv/cm. Ainsi la conjugaison d'un champ fort et d'une mobilité importante confère aux porteurs une vitesse moyenne bien supérieure à celle qu'ils peuvent atteindre en champ uniforme ($V_p \approx 1.3 \cdot 10^5$ m/s).

Dans ces zones, seule la force électrostatique $qE(x)$ est prépondérante ; l'énergie des porteurs croît pratiquement proportionnellement en fonction du champ électrique.

Lorsque l'énergie moyenne atteint 0.33 eV, les porteurs transfèrent en majorité dans les vallées L et X et la diminution de la mobilité et de la vitesse moyenne est instantanée. Il en découle deux conséquences :

- Une augmentation de la densité moyenne de porteurs libres qui s'accompagne de la formation d'un domaine à champ élevé.
- Une injection des porteurs dans la couche tampon liée à la présence de ce domaine.

A la sortie des grilles où le canal conducteur s'élargit brusquement, pour satisfaire à la continuité du courant, la densité moyenne des porteurs libres devient inférieure à celle des impuretés ce qui se traduit par une phase de décroissance du champ électrique.

Les porteurs perdent alors plus d'énergie par interaction qu'il en gagnent, ceci s'accompagne par un retour des électrons dans la vallée principale et par une augmentation de la mobilité moyenne. Cette phase ne se termine que lorsque l'énergie moyenne retrouve sa valeur de thermalisation.

Notons en particulier que lorsque l'espace intergrille devient faible, cette phase peut ne pas se terminer et les porteurs peuvent rentrer chauds sous la deuxième grille.



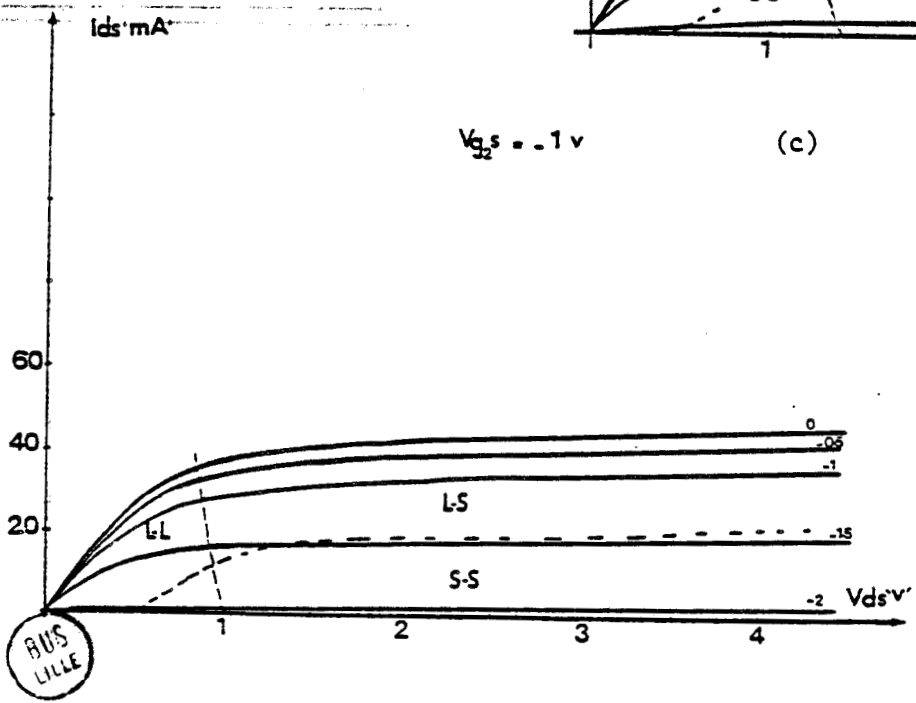
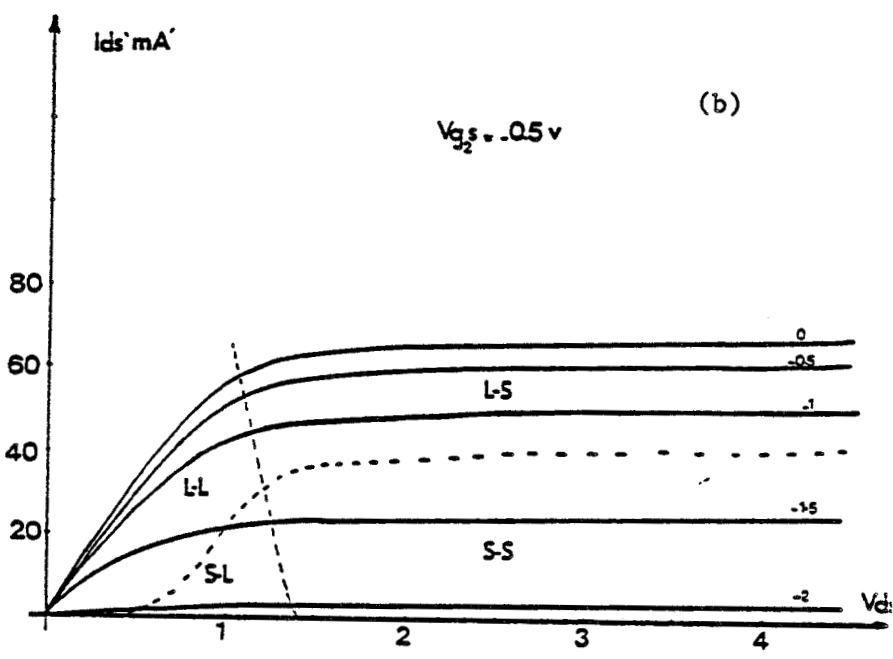
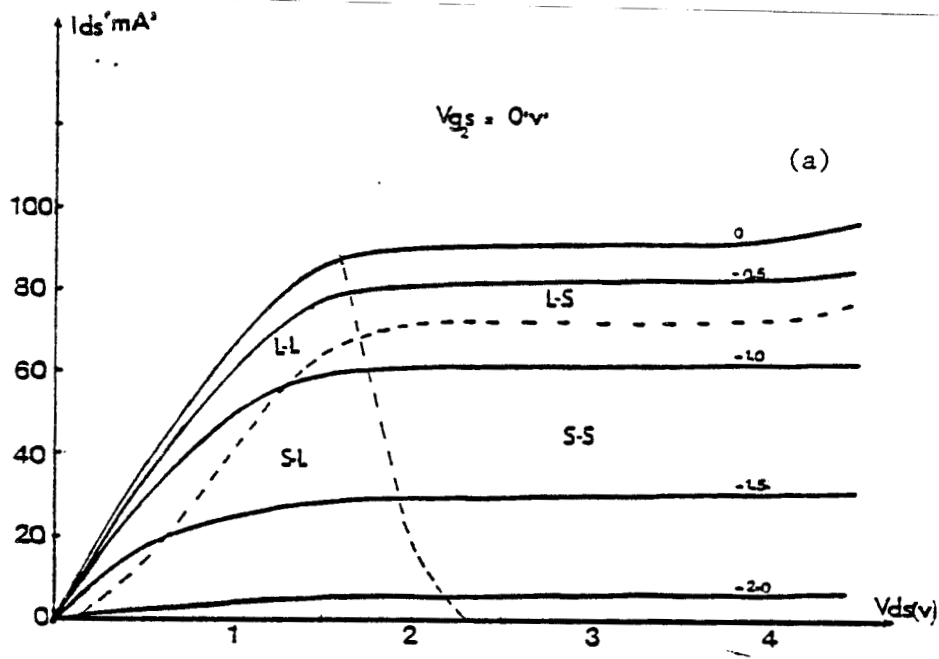


Fig. [III.7] : Evolution de la caractéristique statique en fonction des polarisations des grilles.



ETUDE PARAMETRIQUE DE LA STRUCTURE

=====

IV.1. INTRODUCTION

Le modèle théorique que nous avons élaboré ayant été validé peut être à présent utilisé pour la recherche des structures optimales autorisant les performances les meilleures. Ainsi, nous nous proposons d'étudier l'influence des conditions de fonctionnement et des paramètres technologiques de la structure semi-conductrice sur les caractéristiques petits signal, et en déduire les conséquences sur les performances en amplificateur microonde comme le gain, la bande passante et la linéarité.

La structure de base prise comme référence est présentée sur la figure [IV.1]. Lorsque les tensions de pincement (W_{01} et W_{02}) sont modifiées la comparaison sera effectuée à tensions relatives

$$\left(\frac{V_{B1} - V_{g1s}}{W_{01}}, \frac{V_{B2} - V_{g2s}}{W_{02}} \right)$$

identiques. Pour simplifier les explications le bigrille sera souvent considéré comme résultant de l'association en montage cascade de deux transistors mono-grilles.

IV.2. INFLUENCE DE LA DISTANCE INTERGRILLE X

La simulation numérique effectuée à distance intergrille variable a permis de mettre en évidence l'existence d'un effet nouveau se manifestant essentiellement lorsque les deux canaux situés sous les deux grilles sont ouverts. Initialement lorsque les deux grilles sont suffisamment écartées l'une de l'autre, les porteurs devenus chauds au cours de leur passage sous la première grille ont la possibilité de se thermaliser avant d'entrer sous la seconde. Par contre, si on réduit l'écartement entre les deux grilles à

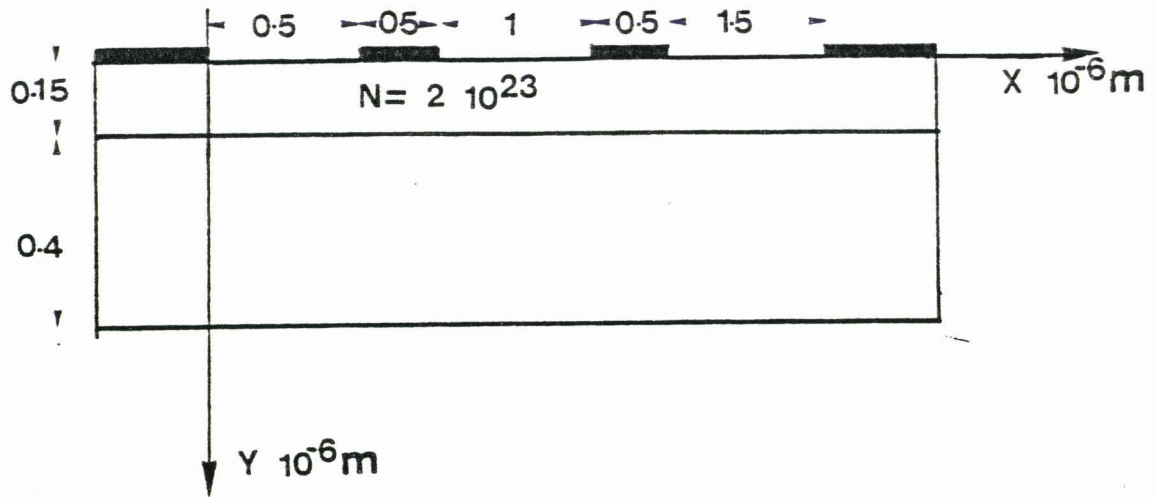


Fig. [IV.1] : Structure prise comme référence dans le calcul numérique.



une valeur inférieure à $0.6 \mu\text{m}$, les porteurs ne peuvent se thermaliser sur une aussi courte distance et ils entrent donc chauds sous la seconde grille. Cet effet a des conséquences assez importantes sur les paramètres petit signal dans ces cas particuliers de polarisation. Il s'accompagne sur les éléments extrinsèques du schéma électrique équivalent :

- d'une diminution faible de la transconductance de la deuxième grille gm_2 ,
- d'une forte diminution de la conductance du canal gd ,
- d'une légère modification de la transconductance de la première grille gm_1 .

La fig. [IV.2] présente l'évolution spatiale de l'énergie des porteurs pour deux écartements de grilles ($X = 1 \mu\text{m}$ et $X = 0.4 \mu\text{m}$) dans un cas particulier de polarisation ($V_{g_1s} = V_{g_2s} = 0$ volt) et le tableau ci-dessous donne les valeurs correspondants des éléments petit signal et de leur variation relative.

	gm_1 (ms)	gm_2 (ms)	gd (ms)	gm_1/gd	gm_2/gd	MAG_1 (dB)
$X = 1 \mu\text{m}$	16	23	2.5	6.4	9.2	17
$X = 0.4 \mu\text{m}$	14	18	1.2	15.8	15	19
(Erreur %)	12	21	52		63	12

Nous interprétons cet effet en considérant le diagramme énergétique de l'Arseniure de gallium fig. [IV.3] : Lorsque les porteurs sont injectés chauds sous la deuxième grille, le passage de la vallée principale à la vallée satellite s'effectue beaucoup plus tôt lors de leur transit. Par conséquent deux cas peuvent se présenter :

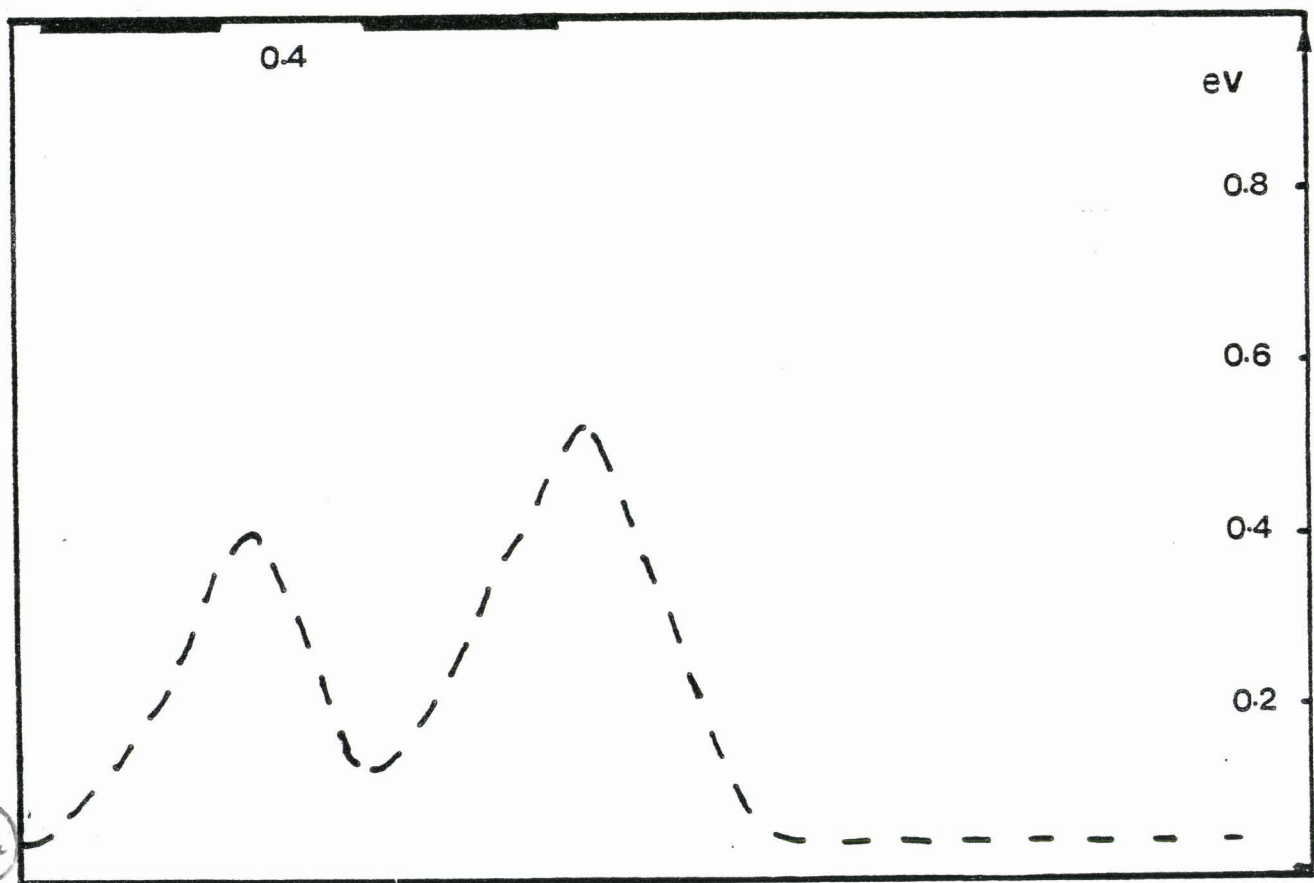
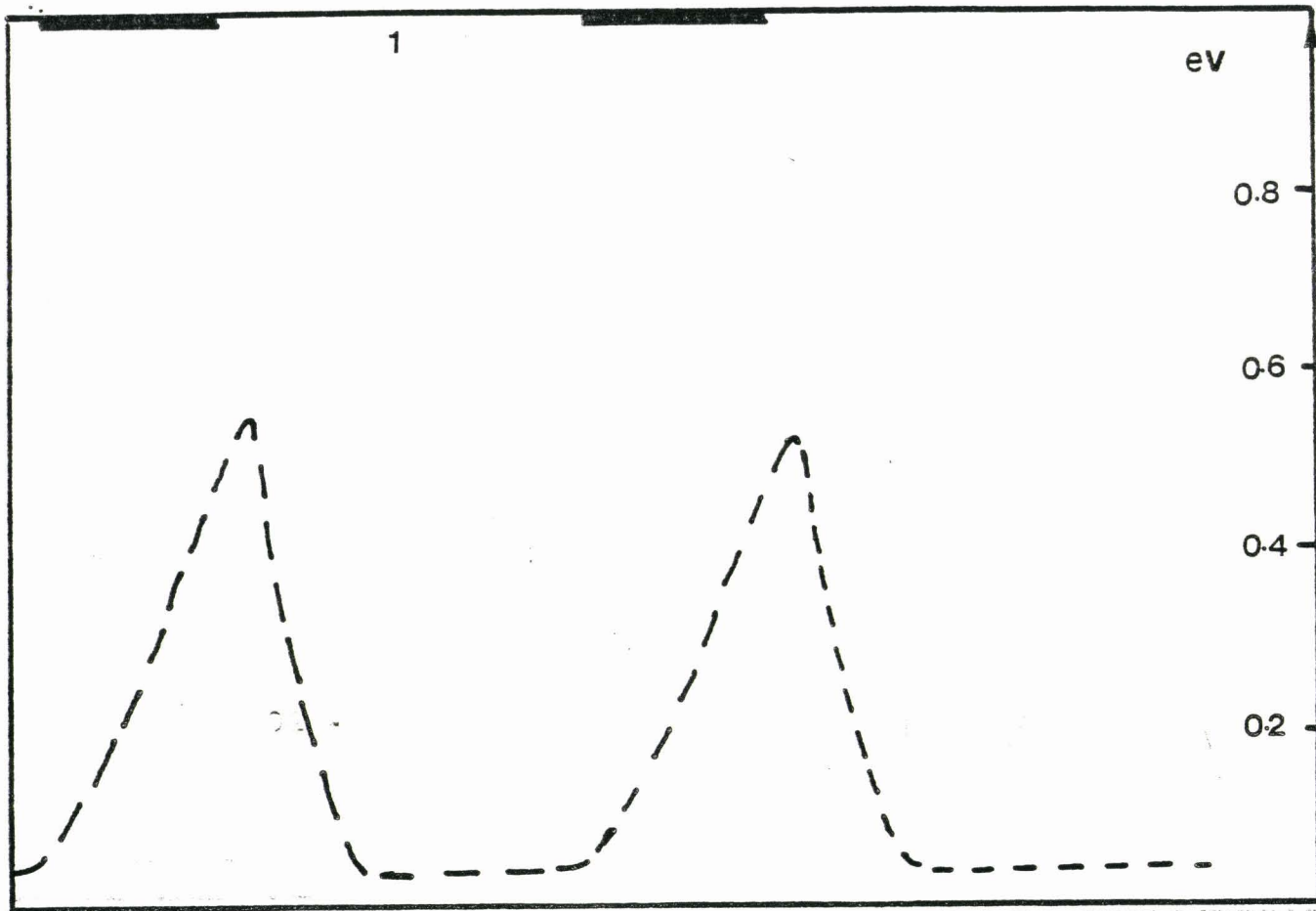


Fig. [IV.2] : Evolution spatiale de l'énergie des porteurs pour deux écartements de grilles.

BUS
LILLE

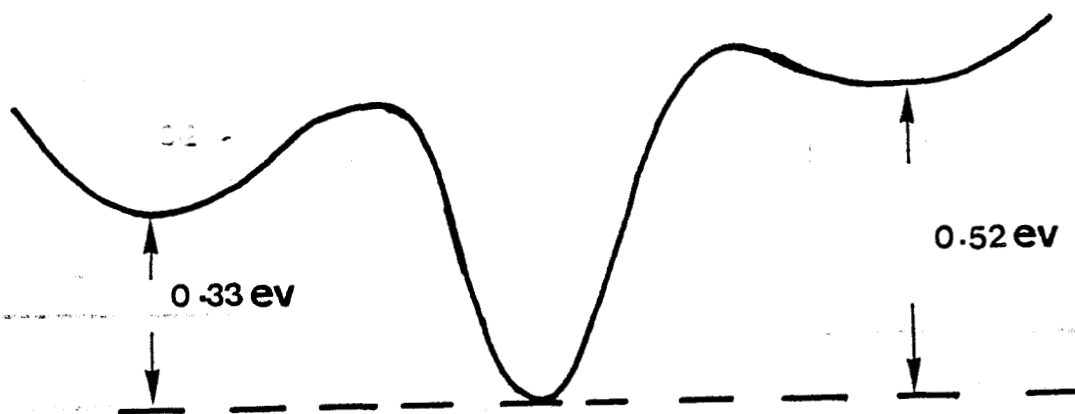


Fig. [IV.3] : Diagramme énergétique de l'Arséniure de gallium.

- Si le champ électrique dans le canal sous la deuxième grille est important (c'est le cas lorsque la deuxième grille est fortement pincée) les porteurs peuvent avoir une vitesse relativement importante bien qu'ils sont très énergétiques. Dans ce cas le rapprochement des grilles n'a pratiquement aucun effet.

- Si par contre le champ électrique dans le canal sous la deuxième grille est faible ($V_{g_2} \geq 0$ volt) les porteurs ne peuvent avoir une vitesse importante et transitent sous la deuxième grille avec une vitesse relativement faible. Ceci réduit considérablement les éléments intrinsèques $g_{d_{02}}$ et $g_{m_{02}}$ [1] et par conséquent la conductance et la transconductance globales g_d et g_m en supposant que la conductance intrinsèque de la première grille n'est pas affectée (ANNEXE II).

Ainsi la réduction de la distance intergrille a une valeur inférieure à $0.6 \mu\text{m}$ améliore sensiblement la conductance et le gain du composant.

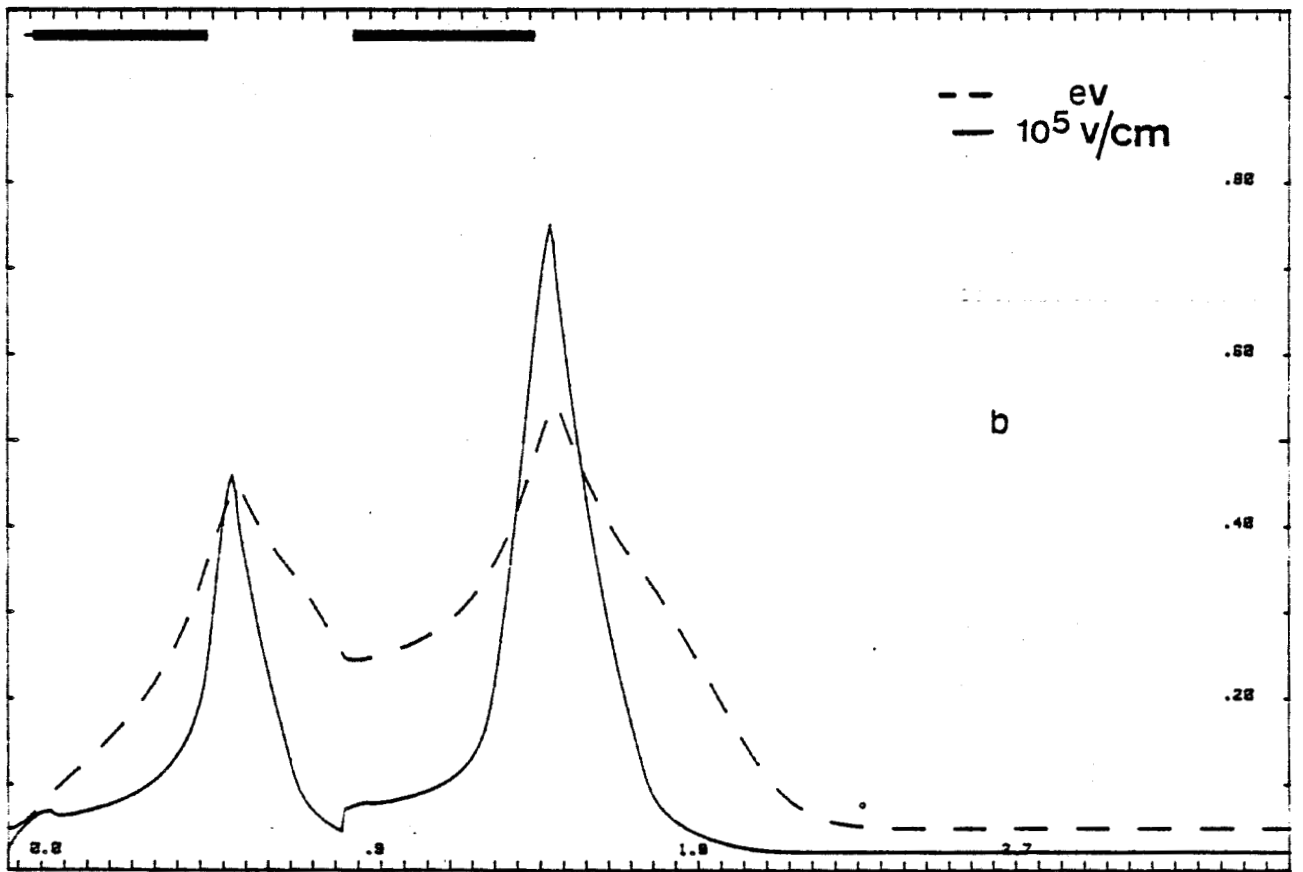
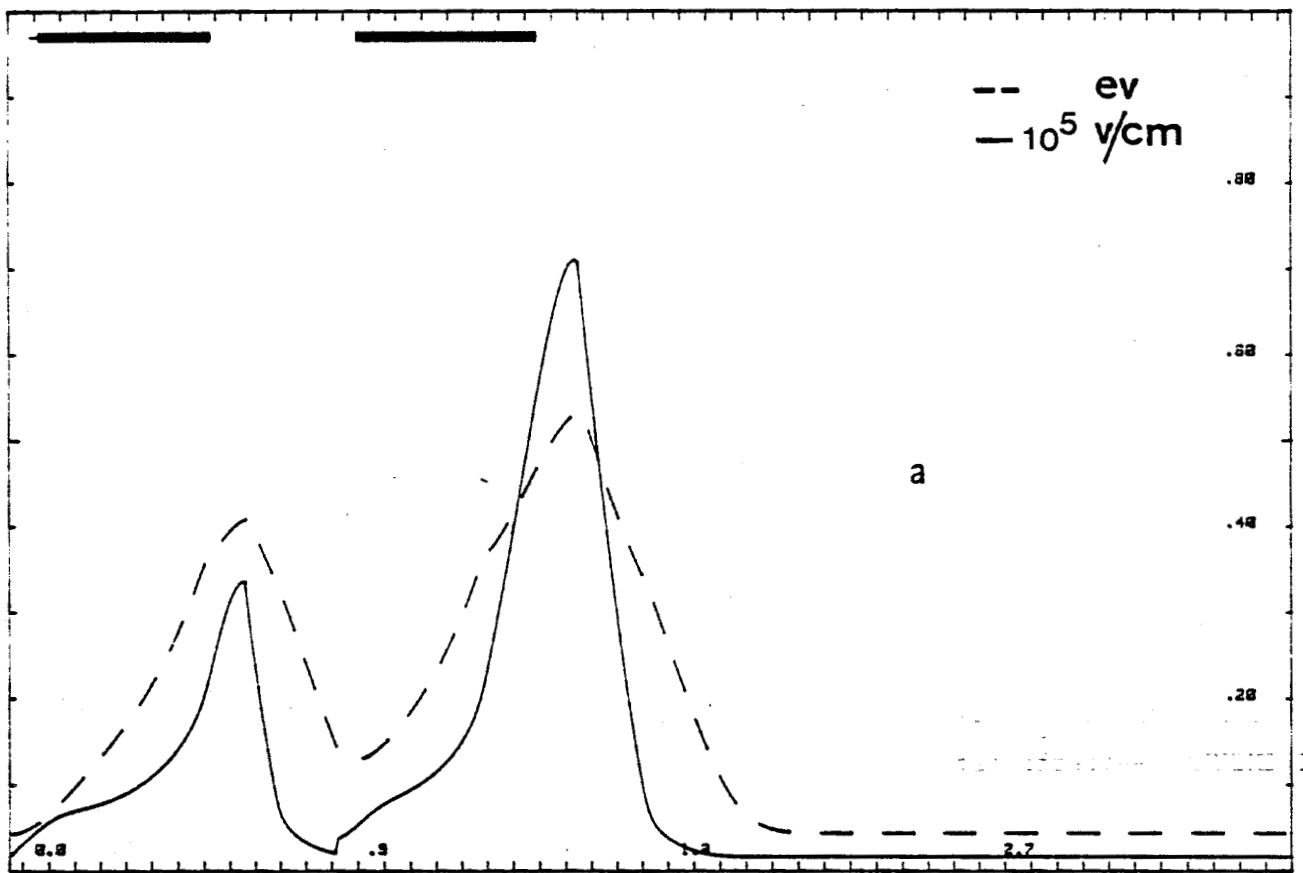
Ce résultat théorique tout-à-fait original a été mis en évidence expérimentalement. Il a fait l'objet d'une publication dans la revue Electronics Letters [2] en 1982. Son influence n'est pas négligeable dans certaines conditions de polarisation et elle doit être prise en compte dans la conception assistée par ordinateur des circuits intégrés monolithiques comportant des transistors à effet de champ.

IV.2.1. Influence du dopage

La fig. [IV.4] présente l'évolution spatiale de l'énergie des porteurs et du champ électrique correspondant à deux valeurs du dopage supposé uniforme, et pour des polarisations de grilles telles que l'effet des porteurs chauds se manifeste le plus. Les tension de pincement et la distance intergrille sont maintenues constantes ($W_{01} = W_{02} = 3.27$ volt, $X = 0.4 \mu\text{m}$).

Il apparaît que les porteurs se présentent beaucoup plus chauds à l'entrée de la deuxième grille lorsque le dopage est élevé. Ceci peut être expliqué par la présence d'un champ et d'une énergie plus élevés à l'extrémité de la première grille.





RUS
LILLE

Fig. [IV.4] : Evolution spatiale de l'énergie et du champ électrique pour deux valeurs de dopage. a) $N_D = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, b) $N_D = 3.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$;

IV.2.2. Confirmation expérimentale

Nous avons effectué une étude comparative des éléments petit signal pour plusieurs composants fournis par la Thomson CSF (DCM), ces composants ne diffèrent que par leur distance intergrille X .

Nous présentons les résultats obtenus dans deux cas typiques (DCM 61 ; $X = 1 \mu\text{m}$, et DCM 60, $X = 0.6 \mu\text{m}$ de la plaquette F 751 A). Il apparaît que :

- Les évolutions de g_{m1} , en fonction de V_{g1} s fig. [IV.5], sont très voisines.
- Les évolutions de g_{m2} , en fonction de V_{g2} s fig. [IV.6], sont proches au voisinage du pincement mais s'écartent légèrement lorsque le canal est ouvert à la fois sous la première et sous la deuxième grille.
- Les évolutions de g_d , en fonction de V_{g2} s fig. [IV.7], sont proches au pincement mais s'écartent très nettement à canal ouvert pour les deux grilles.
- L'évolution de g_d et C_{gd1} , en fonction de V_{g1} s fig. [IV.8], fait apparaître une rupture de pente de la courbe lorsque le canal est ouvert sous les deux grilles.

Ces résultats expérimentaux confirment parfaitement les sens d'évolution prévus par notre modèle théorique et constituent ainsi un des éléments de sa validation.

Signalons que l'influence de rapprochement des grilles que nous avons mis en évidence a été confirmé récemment grâce à un modèle bidimensionnel mis au point au Laboratoire par M. PERKISEK [3].

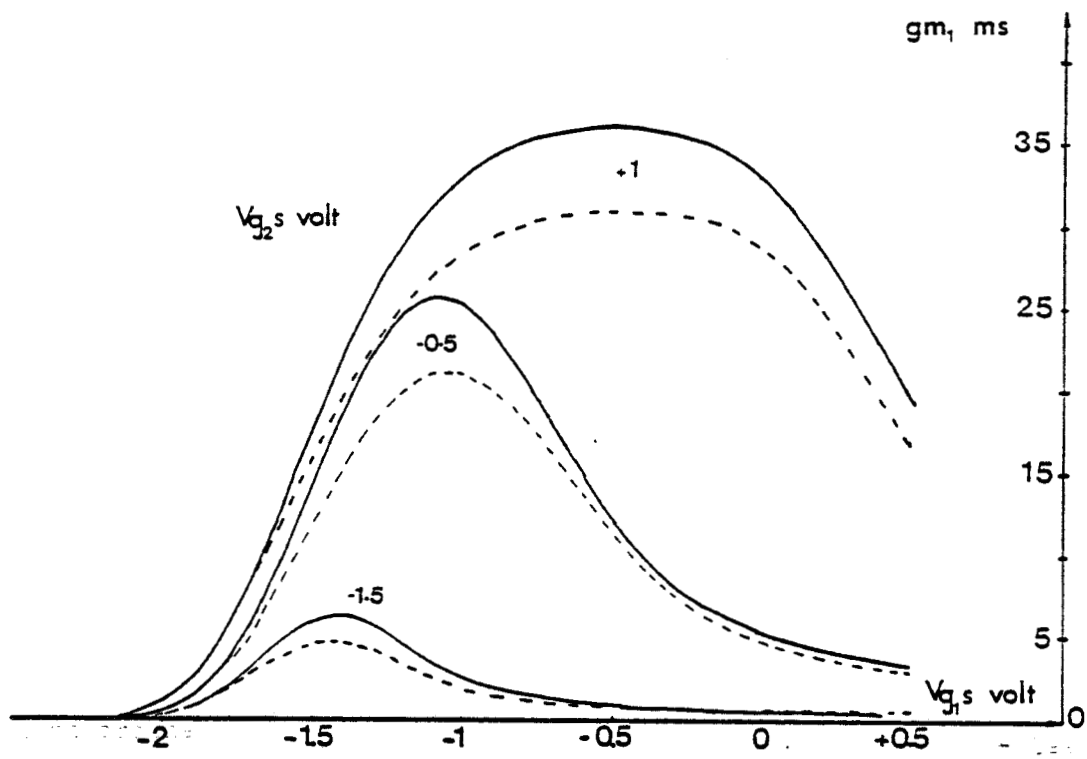


Fig. [IV.5] : Evolution expérimentale de gm_1 correspondant à deux transistors de distance intergrille différente :

—— DCM 61 ($X = 1 \mu\text{m}$), - - - - DCM 60 ($X = 0.6 \mu\text{m}$).

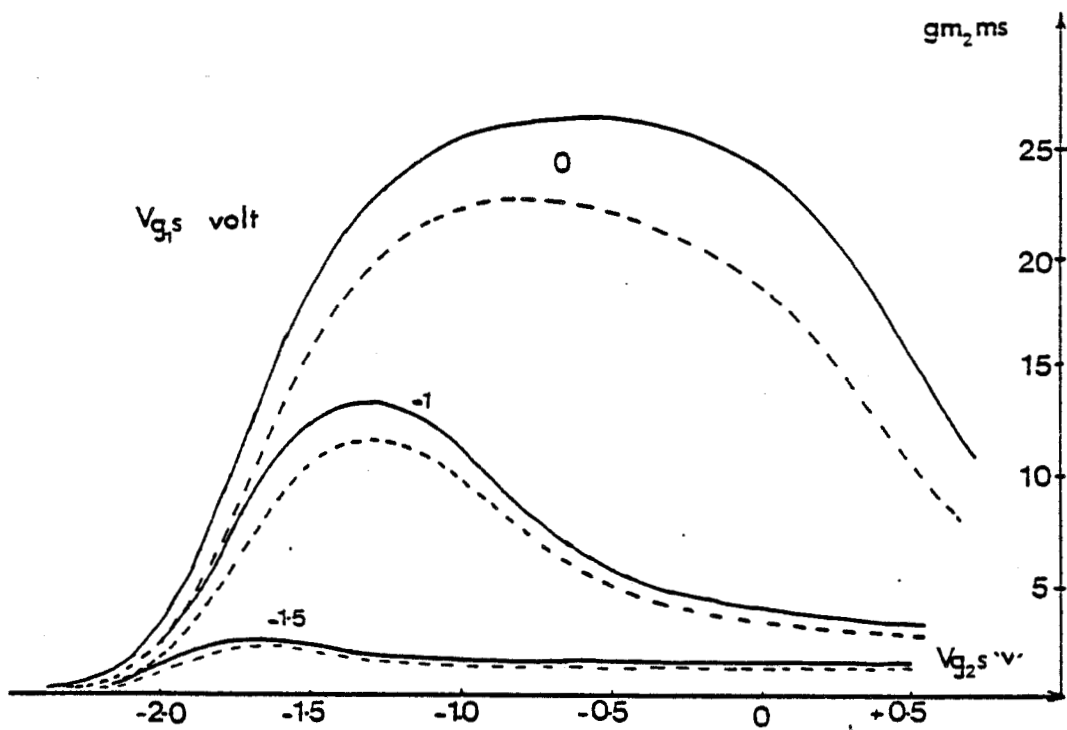


Fig. [IV.6] : Evolution expérimentale de gm_2 correspondant à deux transistors de distance intergrille différente :

—— DCM 61 ($X = 1 \mu\text{m}$), - - - - DCM 60 ($X = 0.6 \mu\text{m}$).

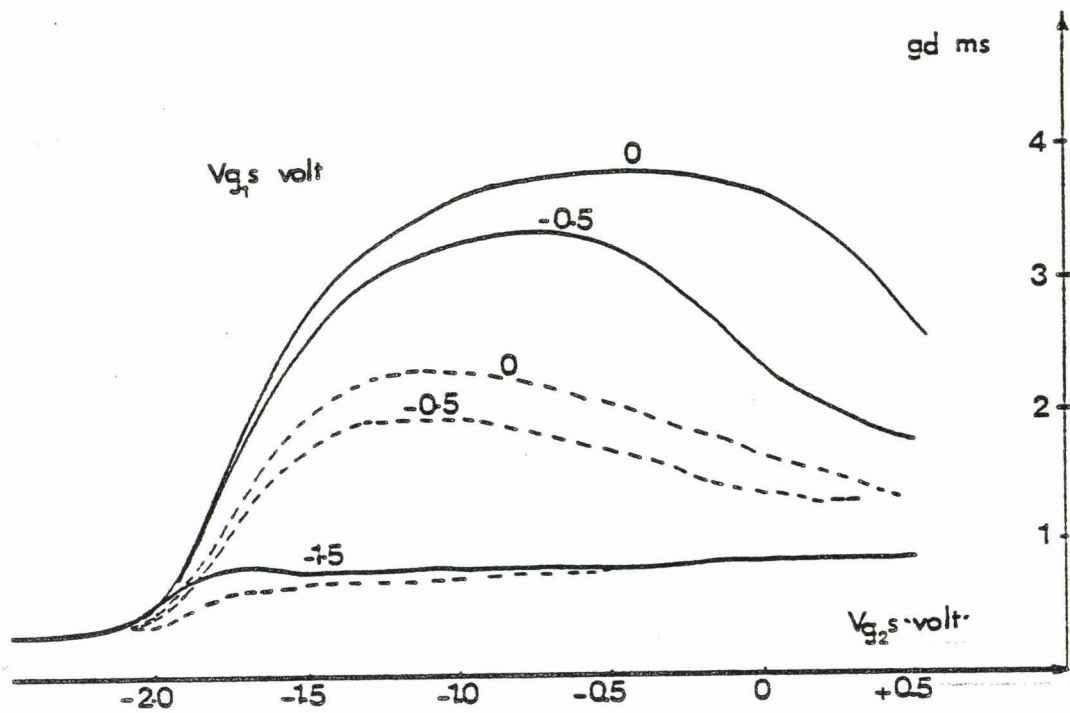


Fig. [IV.7] : Evolution expérimentale de gd en fonction de V_{g_2s} , correspondant à deux transistors de distance intergrille différente :
 — DCM 61 ($X = 1 \mu\text{m}$), - - - - DCM 60 ($X = 0.6 \mu\text{m}$).



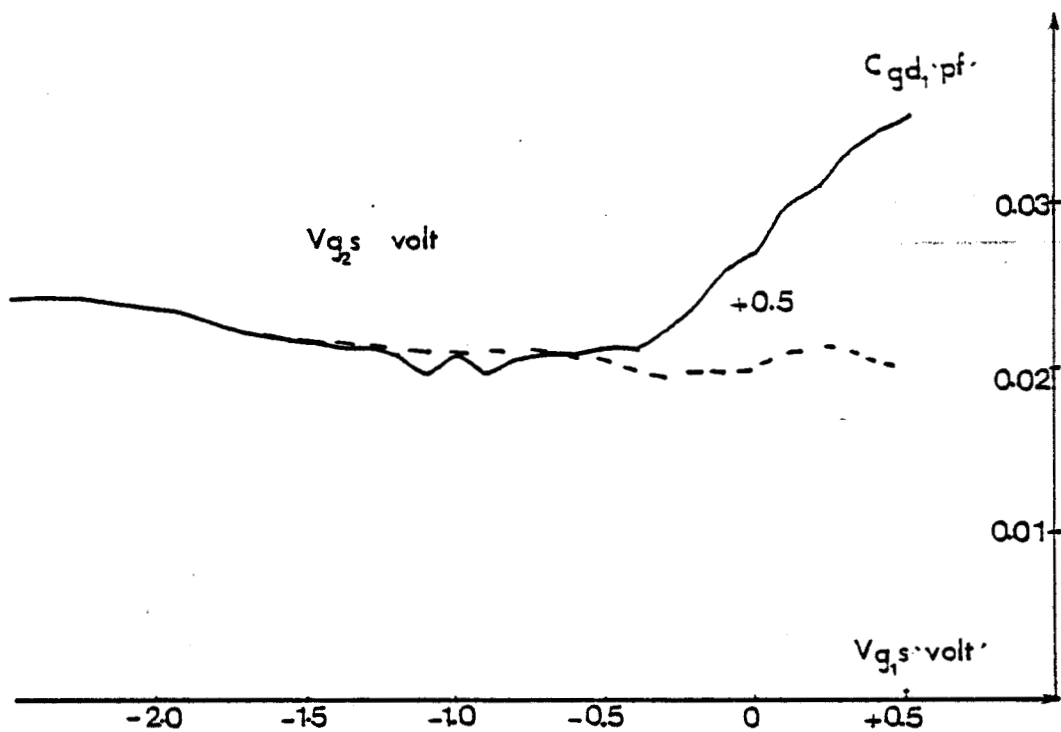
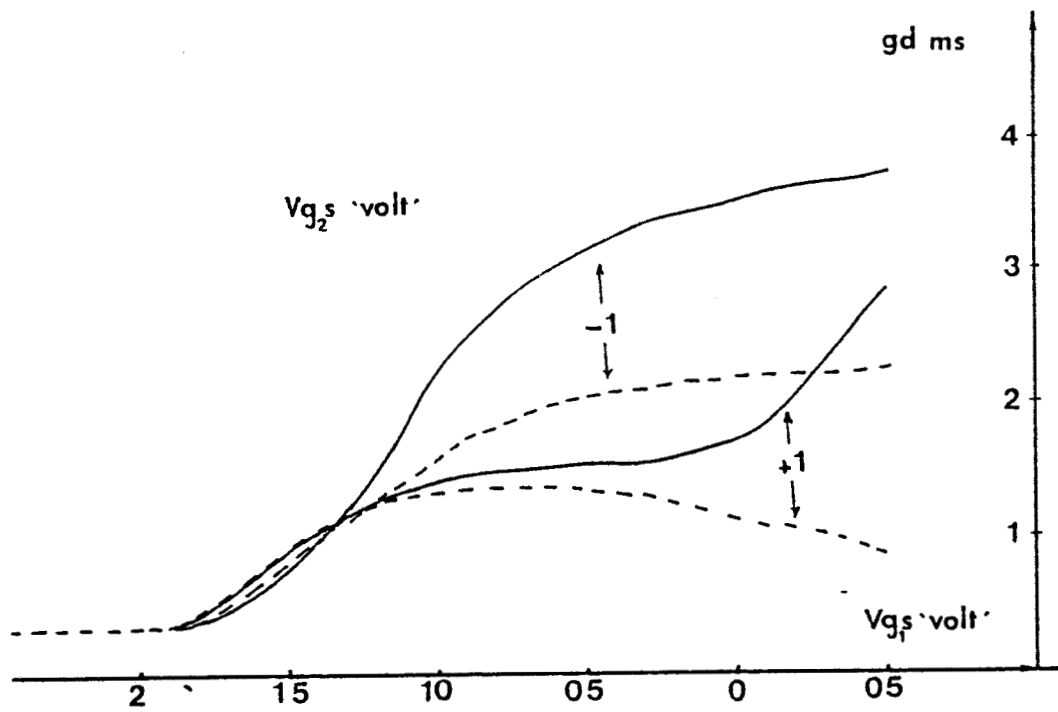


Fig. [IV.8] : Evolution expérimentale de gd et C_{gd} , en fonction de V_{g_1} , correspondant à deux transistors de distance intergrille différente : — DCM 61 ($X = 1 \mu\text{m}$), - - - DCM 60 ($X = 0.6 \mu\text{m}$).

IV.3. STRUCTURE A DEUXIEME GRILLE PLUS HAUTE fig. [IV.9]

IV.3.1. Eléments petit signal

Nous présentons sur la fig. [IV.10] une comparaison entre les évolutions de la transconductance gm_1 , en fonction de V_{g1s} , de deux structures ne différant que par la hauteur de la couche active sous la deuxième grille.

Il apparaît qu'à tension relative de commande donnée la structure à deuxième grille plus élevée réduit largement la zone de fonctionnement (linéaire-saturé) au profit de la zone (saturé-saturé). Ceci s'accompagne :

- D'une transconductance gm_1 plus élevée [4] car le second transistor perd une partie de sa faculté de contrôle du courant drain au profit du premier qui bénéficie, en outre, d'un report plus important de la tension drain-source totale ;
- D'une bonne linéarité de gm_1 .

La comparaison des conductances de sorties fig. [IV.11] fait apparaître des valeurs généralement plus faibles lorsque la seconde grille est plus haute.

IV.3.2. Performances en amplificateur microonde

Pour comparer les performances hautes fréquences des deux structures nous présentons fig. [IV.12] le gain maximum disponible à 10 GHz et la fréquence de transistor FT_1 , fig. [IV.13], qui s'exprime par (ANNEXE II) :

$$FT_1 = F_{01} / \sqrt{1 + \left(\frac{F_{01}}{F_{02}}\right)^2}$$

où F_{01} et F_{02} sont les fréquences de transition des deux transistors.

Il apparaît que la structure à deuxième grille plus haute améliore assez nettement le gain et la fréquence de transition. On peut expliquer ces résultats d'une part par la transconductance gm_1 plus élevée, d'autre part par la diminution de la capacité de la seconde grille C_{gs02} . On observe, en outre, qu'un point de polarisation égal à $I_{dss}/2$ semble favorable à la fois pour le gain et la fréquence de transition.

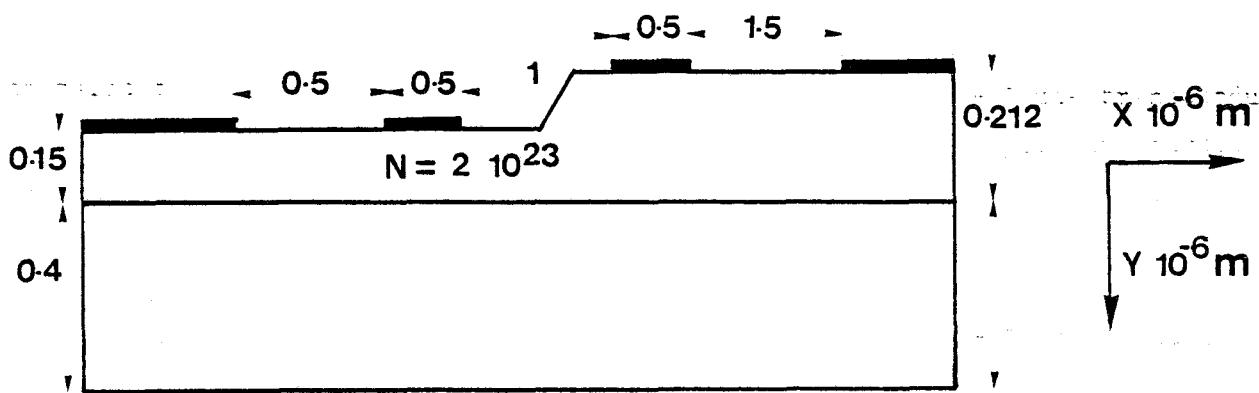


Fig. [IV.9] : Structure à deuxième grille plus haute.



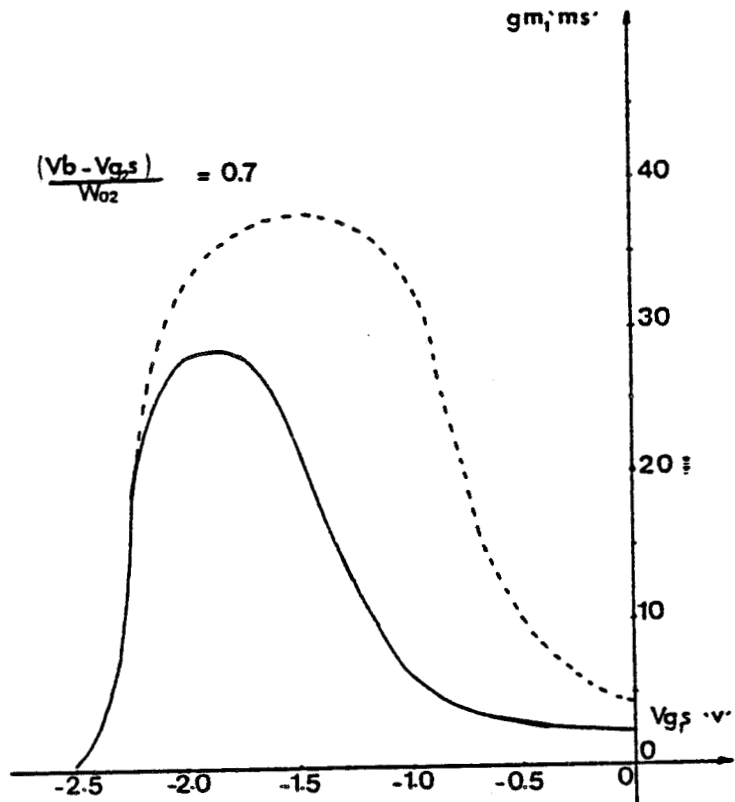
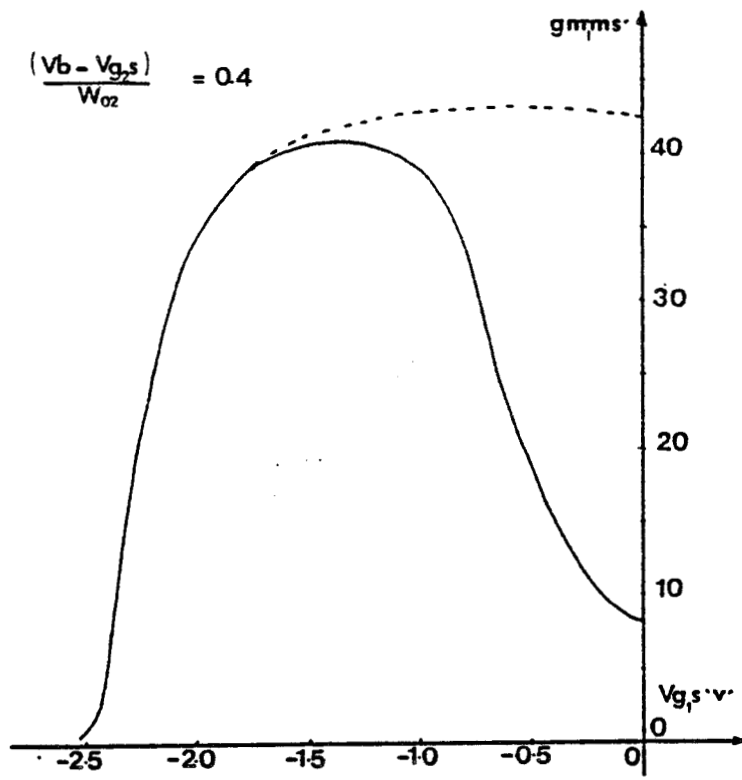


Fig. [IV.10] : Evolution de g_{m_1} en fonction de V_{G_1} :

- structure de référence,
- structure à deuxième grille plus haute.

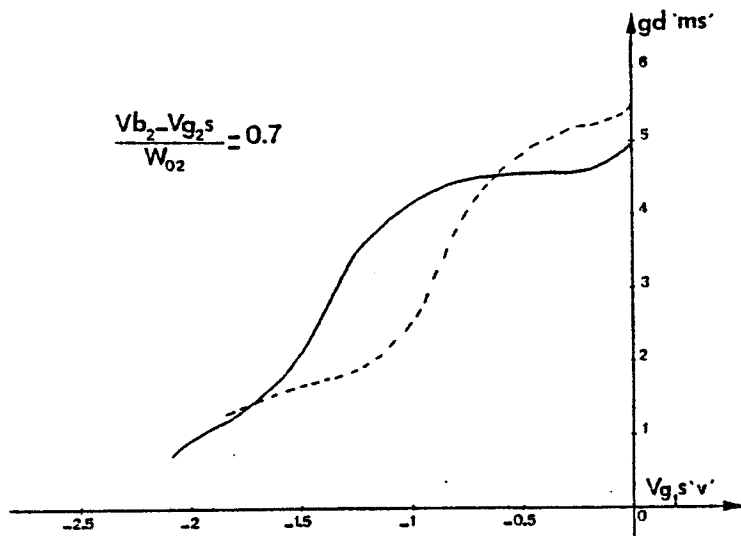
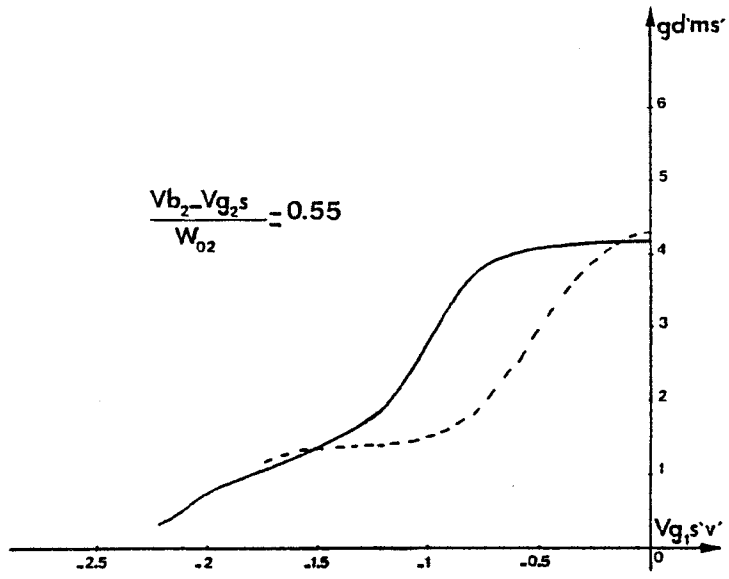
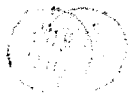


Fig. [IV.11] : Evolution de g_d en fonction de $V_{g_1, s}$:

- structure de référence,
- - - structure à deuxième grille plus haute.



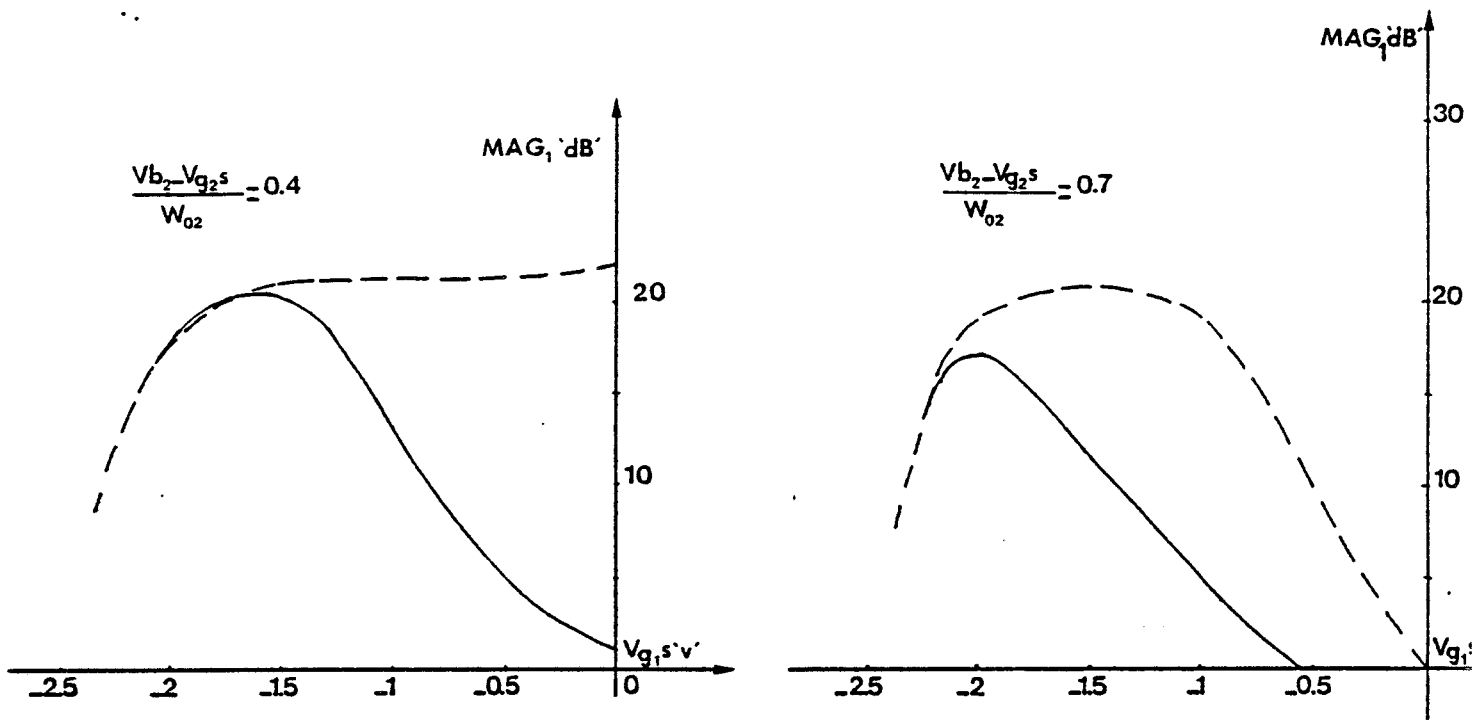


Fig. [IV.12] : Evolution du MAG₁, à 10 GHz, en fonction de V_{g₁} :
 ——— structure de référence,
 - - - - structure à deuxième grille plus haute.

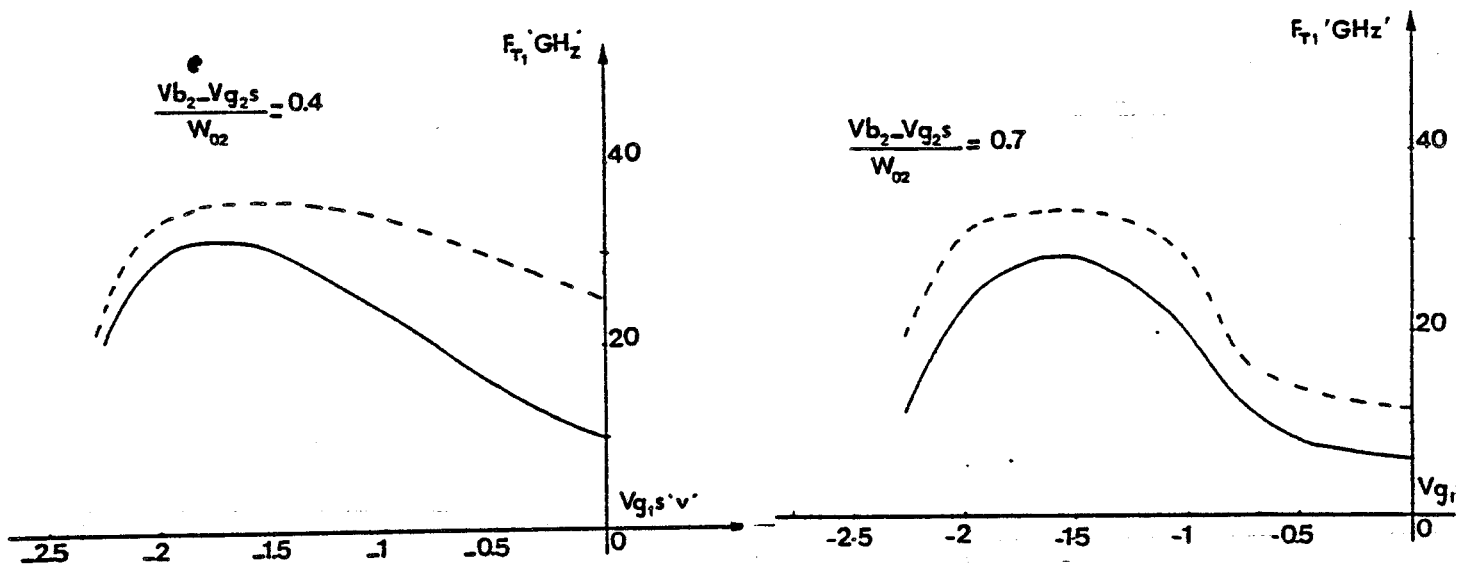


Fig. [IV.13] : Evolution de la fréquence de transition, FT₁, en fonction de V_{g₁} :
 ——— structure de référence, - - - - structure à 2ème grille plus haute



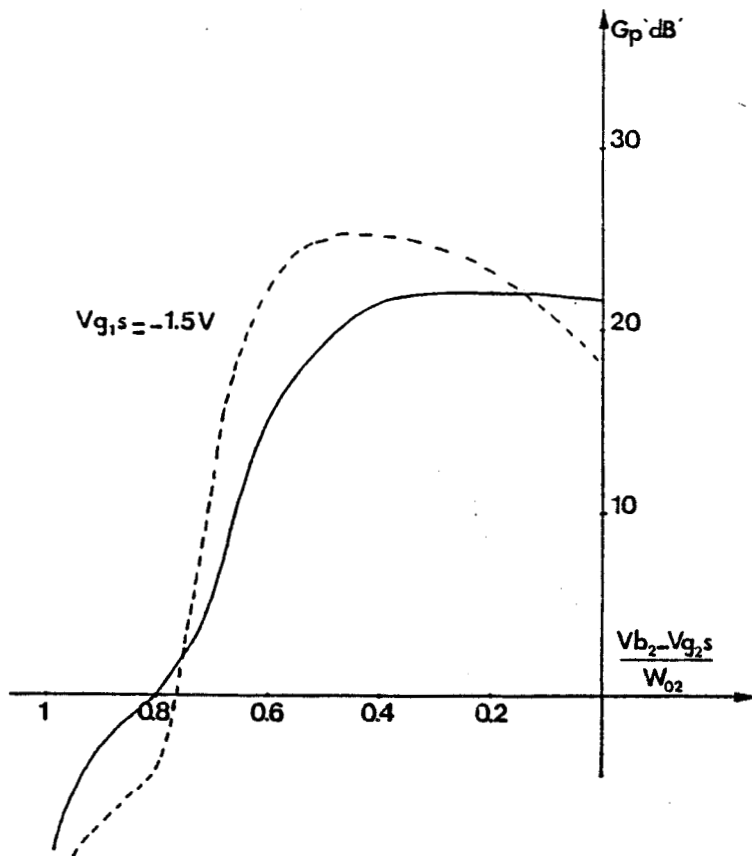


Fig. [IV.14] : Evolution du gain en puissance en fonction de la tension relative de commande :

— structure de référence, ---- structure à 2ème grille plus haute.

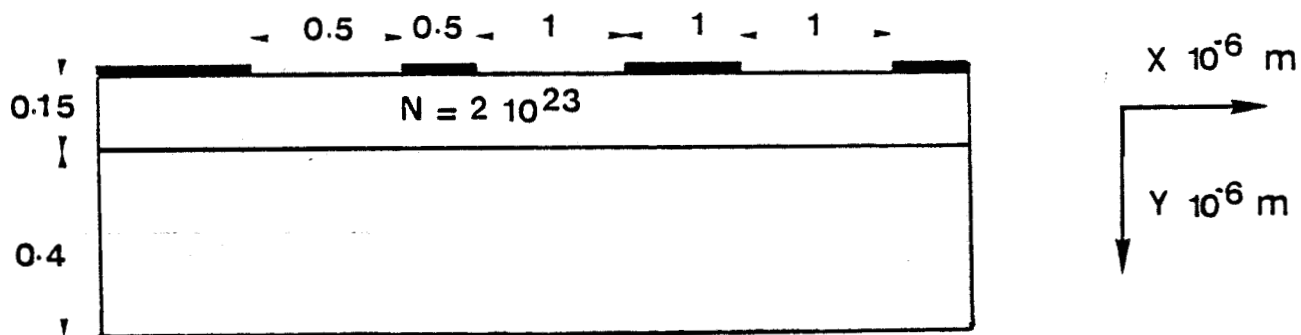


Fig. [IV.15] : Structure à deuxième grille plus longue.



Notons que la structure à seconde grille plus haut e semble réduire la stabilité à cause de la diminution de la capacité $C_{gs_{02}}$ (ANNEXE II).

Enfin nous présentons fig. [IV.14] l'évolution du gain en puissance en fonction de la tension relative de contrôle par la seconde grille. L'adaptation d'entrée et de sortie du transistor étant réalisée pour une tension nulle. Il apparaît que la structure à seconde grille plus haute présente un seuil de contrôle plus grand mais permet cependant une dynamique de contrôle plus importante.

IV.4. STRUCTURE A DEUXIEME GRILLE PLUS LONGUE fig. [IV.15]

IV.4.1. Eléments petit signal

Nous comparons, fig. [IV.16] les évolutions des transconductances gm_1 et gm_2 de deux structures ne différant que par la longueur de la seconde grille. Il apparaît que la structure à deuxième grille plus longue augmente la valeur et la linéarité de gm_2 et diminue la valeur et la linéarité de gm_1 en défavorisant le mode de fonctionnement (saturé-saturé). En effet le second transistor, à grille plus longue, d'une part présente un contrôle du courant drain plus important et d'autre part modifie en sa faveur la répartition de la tension drain-source total.

Les courbes de la conductance de sortie fig. [IV.17] montrent que celle-ci est beaucoup plus faible pour la structure à deuxième grille plus longue. Ceci est dû à la réduction de la conductance intrinsèque gd_{02} [1] (ANNEXE II).

IV.4.2. Performances en amplificateur microonde

Nous présentons fig. [IV.18] le résultat de la comparaison pour le gain maximum disponible et pour la fréquence de transition. Il apparaît, sur la structure à seconde grille plus importante, que :

- La fréquence de transition est plus faible à cause de l'augmentation de la capacité $C_{gs_{02}}$.

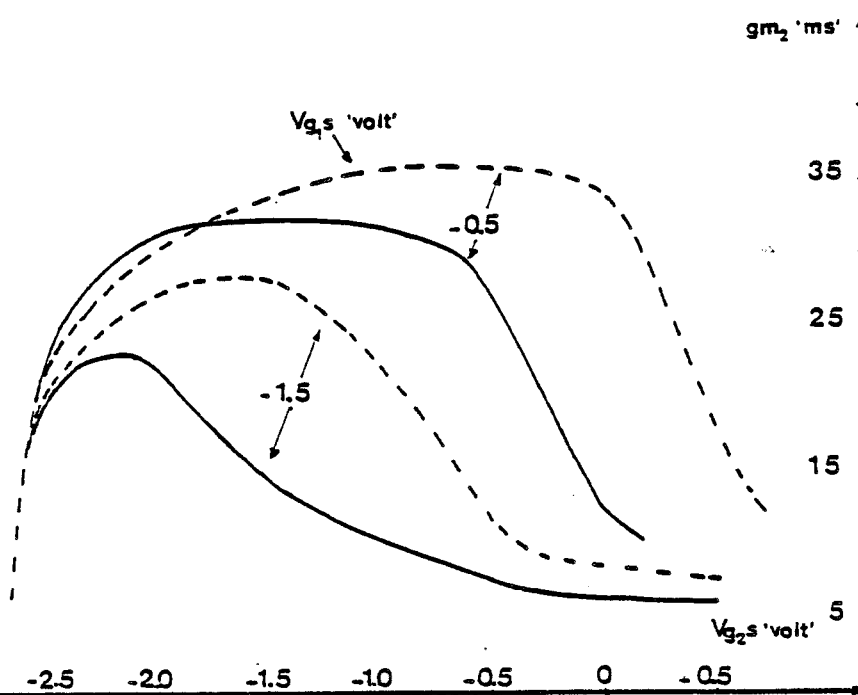
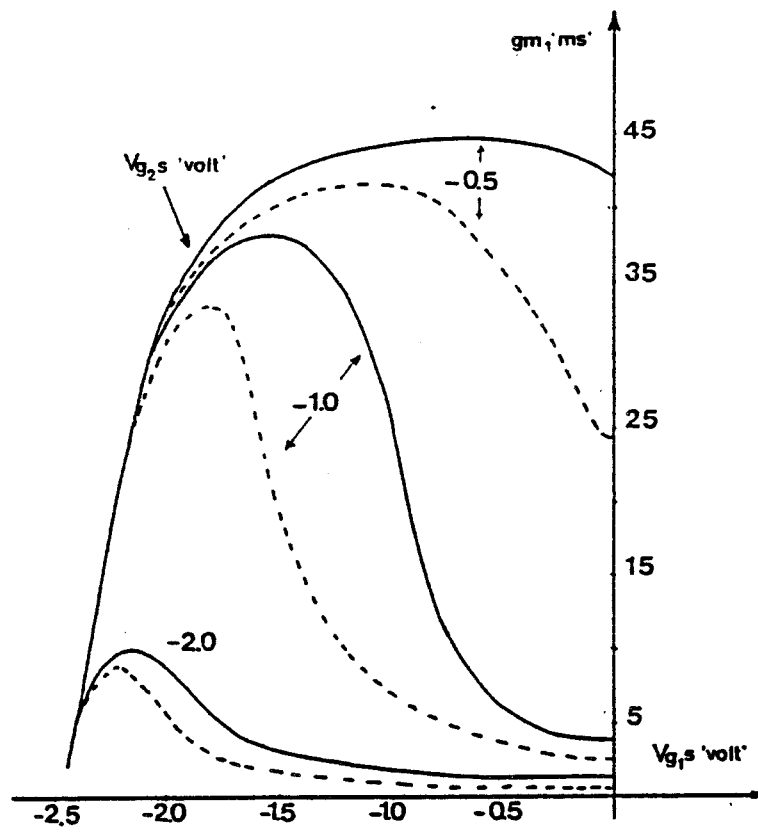


Fig. [IV.16] : Evolution des transconductances gm_1 et gm_2 :
 — structure de référence,
 - - - structure à seconde grille plus longue.

BUS
LILLE

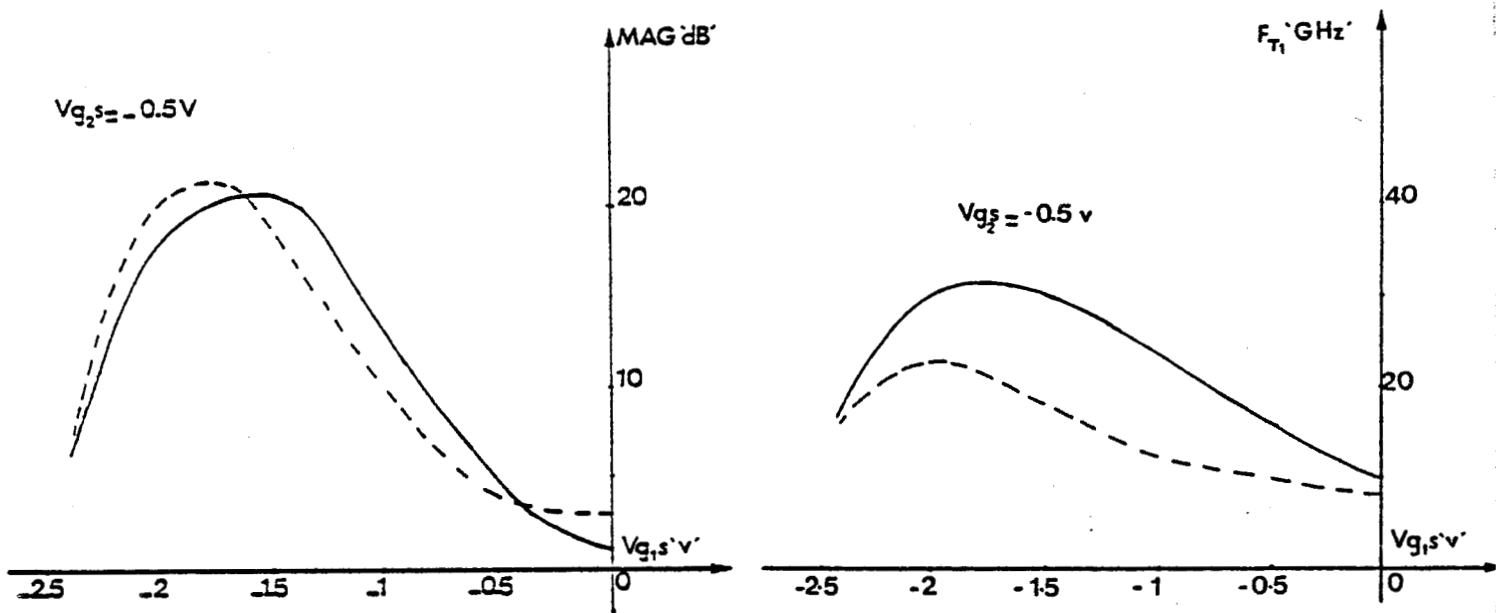


Fig. [IV.18] : Résultats de comparaison pour le MAG_1 et fréquence de transition F_{T1} :

- structure de référence,
- - - structure à seconde grille plus longue.

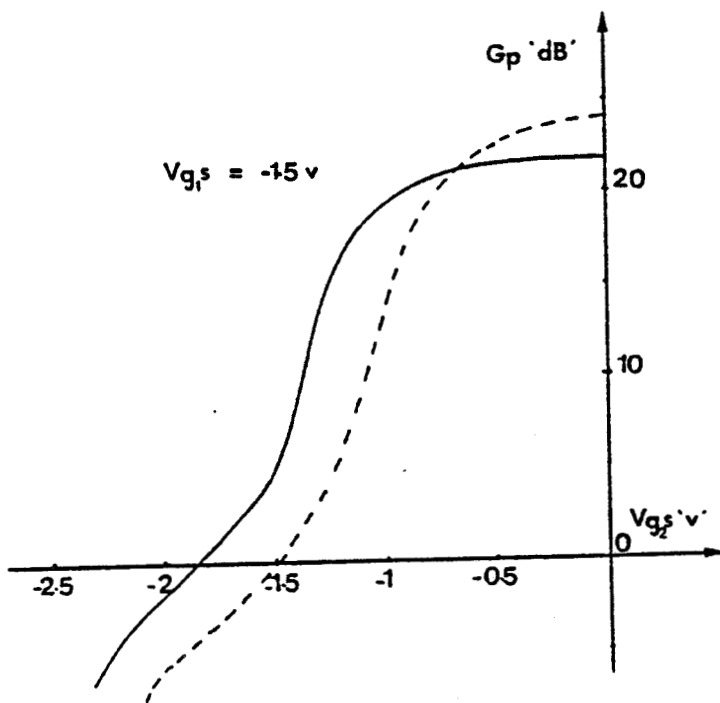


Fig. [IV.19] : Evolution du gain en puissance en fonction de V_{g_2} :

- structure de référence,
- - - structure à seconde grille plus longue.



- Le gain maximum disponible à 10 GHz reste sensiblement identique. En effet, celui-ci s'exprimant par le rapport (gm_1/gd) comme les grandeurs gm_1 et gd évoluent dans le même sens elles ont tendance à se compenser.
- La stabilité du système est améliorée grâce à l'augmentation de la capacité Cgs_{02} (ANNEXE II).
- La dynamique de contrôle de gain par la deuxième grille est améliorée comme le montre la fig. [IV.19].

En conclusion

La structure à seconde grille plus longue peut être utilisée :

- Dans l'amplification à gain contrôle grâce à sa dynamique de commandes plus importante.
- Dans la division de fréquence : On effectuerait le mélange avec le premier transistor et l'amplification des composantes résultantes à fréquences basses grâce au secone.

IV.5. STRUCTURE A PREMIERE GRILLE PLUS LONGUE fig. [IV.20]

IV.5.1. Eléments petit signal

Nous présentons sur la fig. [IV.21] une comparaison entre les paramètres gm_1 , gm_2 , gd de deux structures ne différant que par la longueur de la première grille. Il apparaît qu'une première grille plus longue :

- augmente la linéarité de gm_1 et diminue celle de gm_2 en exaltant le mode de fonctionnement (saturé-saturé). En effet le premier transistor modifie à son profit la répartition de la tension Vds et contrôle fortement le courant de drain.
- diminue la conductance de sortie gd globale par suite de la réduction de celle du premier transistor (ANNEXE II).

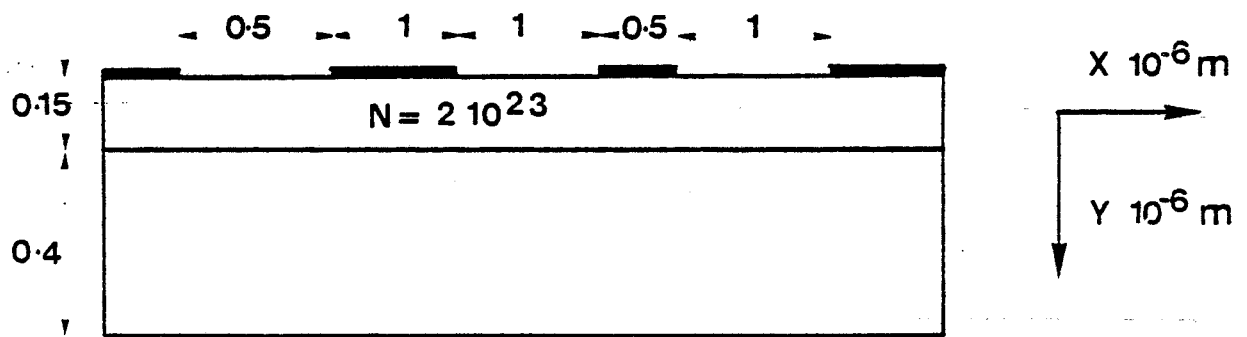


Fig. [IV.20] : Structure à première grille plus longue.



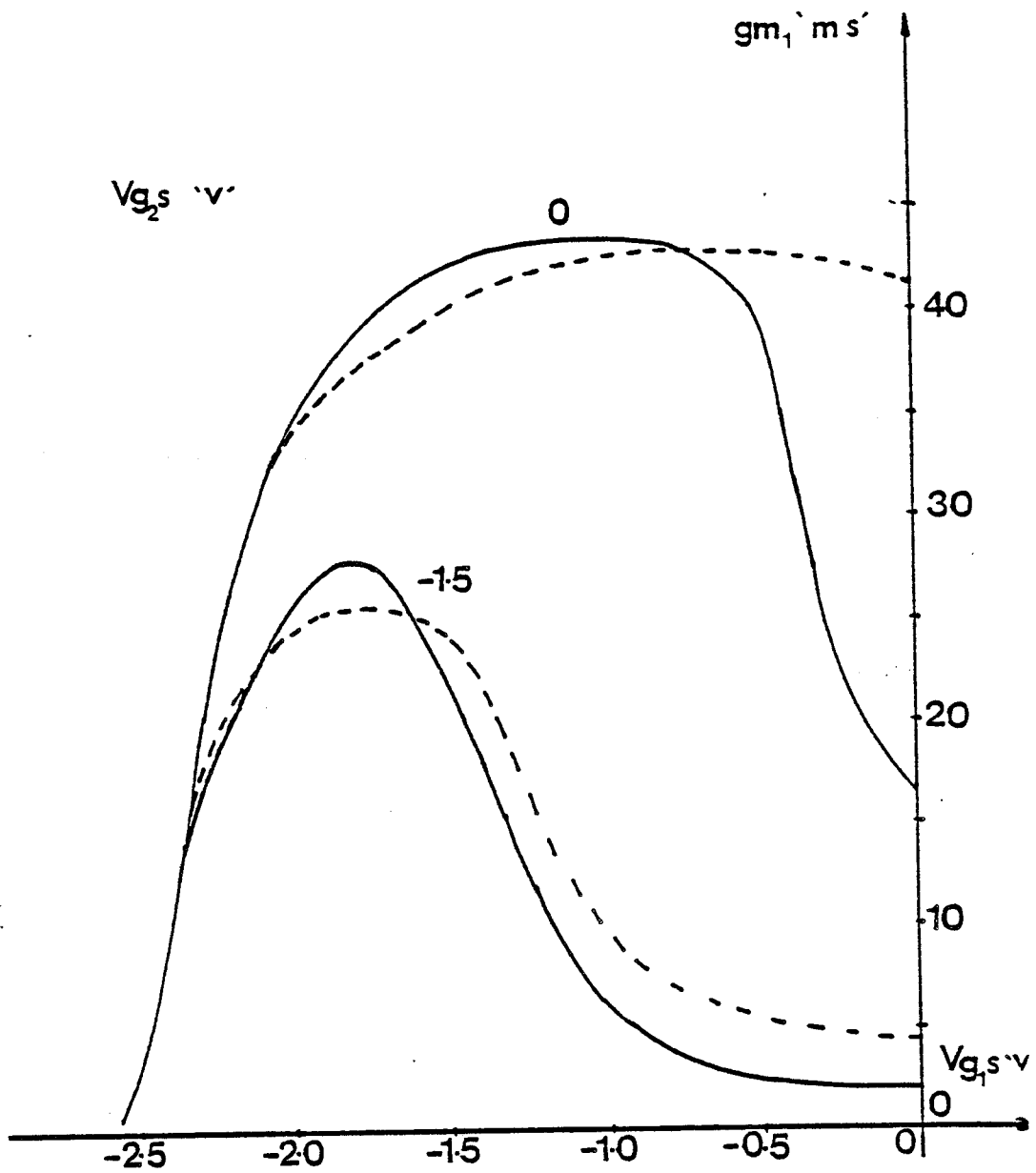


Fig. [IV.21.a] : Evolution de g_{m1} en fonction de V_{g1} s :

- structure de référence,
- - - structure à première grille plus longue.



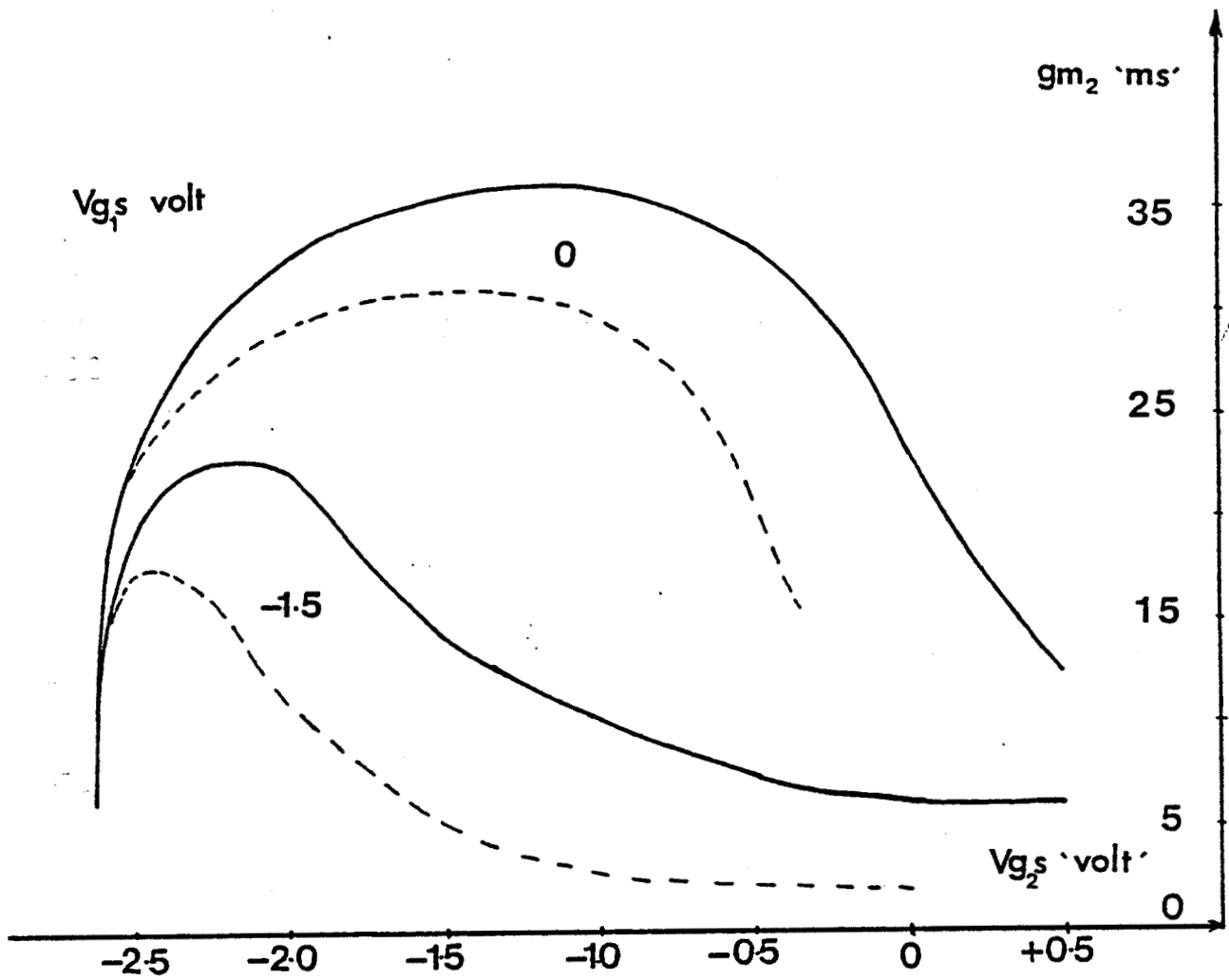


Fig. [IV.21.b] : Evolution de g_{m2} en fonction de V_{g2} :

- structure de référence,
- - - structure à première grille plus longue.



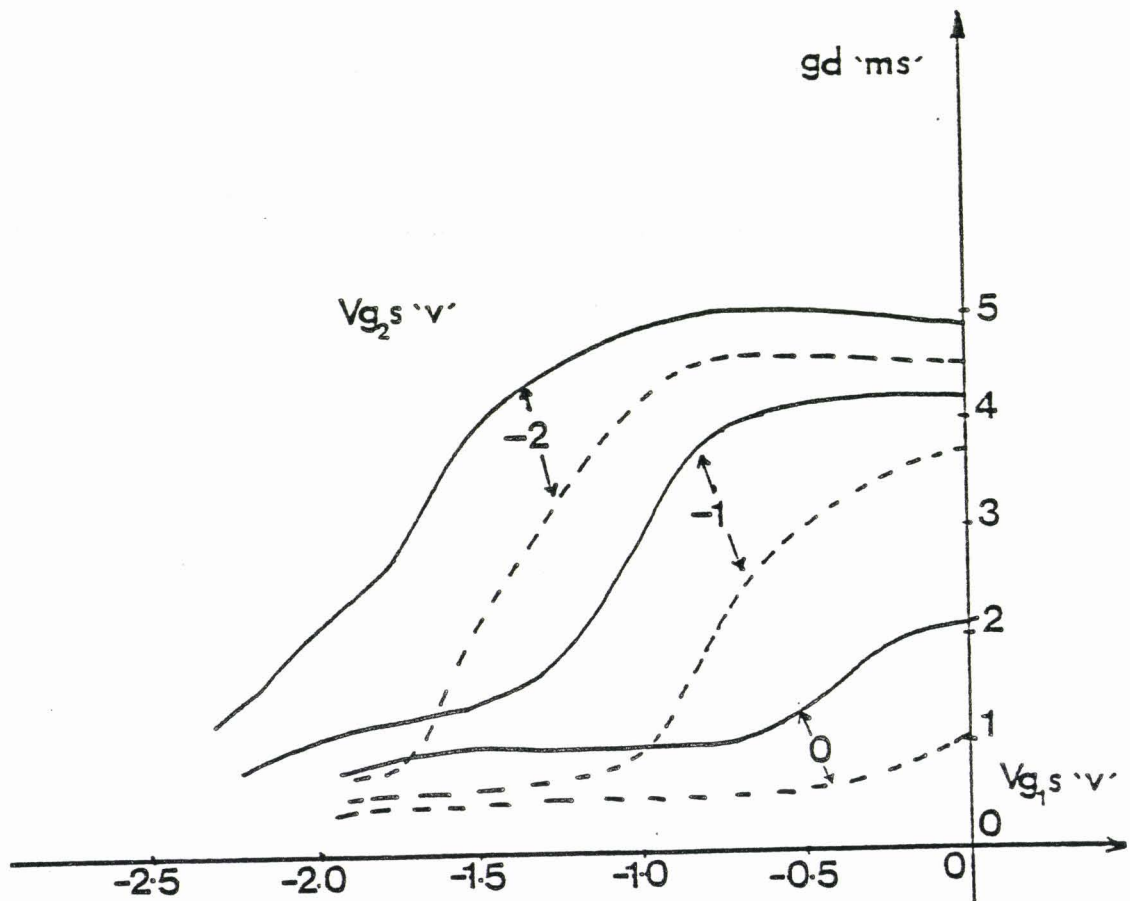


Fig. [IV.21.c] : Evolution de gd en fonction de V_{g1s} :

- structure de référence,
- - - structure à première grille plus longue.



IV.5.2. Performances en amplificateur microonde

Les valeurs obtenues pour le MAG et la fréquence de transition fig. [IV.22] montrent que la structure à première grille plus longue :

- diminue la fréquence de transition à cause de l'augmentation de C_{gs01}
- diminue le gain maximum disponible
- améliore la linéarité du gain.

En ce qui concerne le contrôle du gain par la deuxième grille, fig. [IV.23] on note un seuil plus élevé et une dynamique moins importante.

IV.6. INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE

La montée en fréquence nécessite la réduction des longueurs de grille mais aussi de la hauteur du canal. Dans ces conditions, on observe en pratique des variations importantes du dopage liées au processus de fabrication de la couche active. Par ailleurs, la réalisation des circuits intégrés par utilisation de l'implantation ionique conduit à des profils de dopage dont la forme peut être fortement modifiée. Dans ces conditions il était nécessaire de tenir compte de telles inhomogénéités dans notre modèle théorique. Notre modèle d'étude a été présenté au Chapitre I.

Nous considérons ici l'influence sur le fonctionnement de trois profils très différents afin de montrer les influences extrêmes fig. [IV.24] :

- profil de dopage plat (a),
- profil de dopage type delta (croissant) (b),
- profil de dopage décroissant (c).

Cette étude étant faite à tension de pincement constante définie par S.M. SZE [5] :

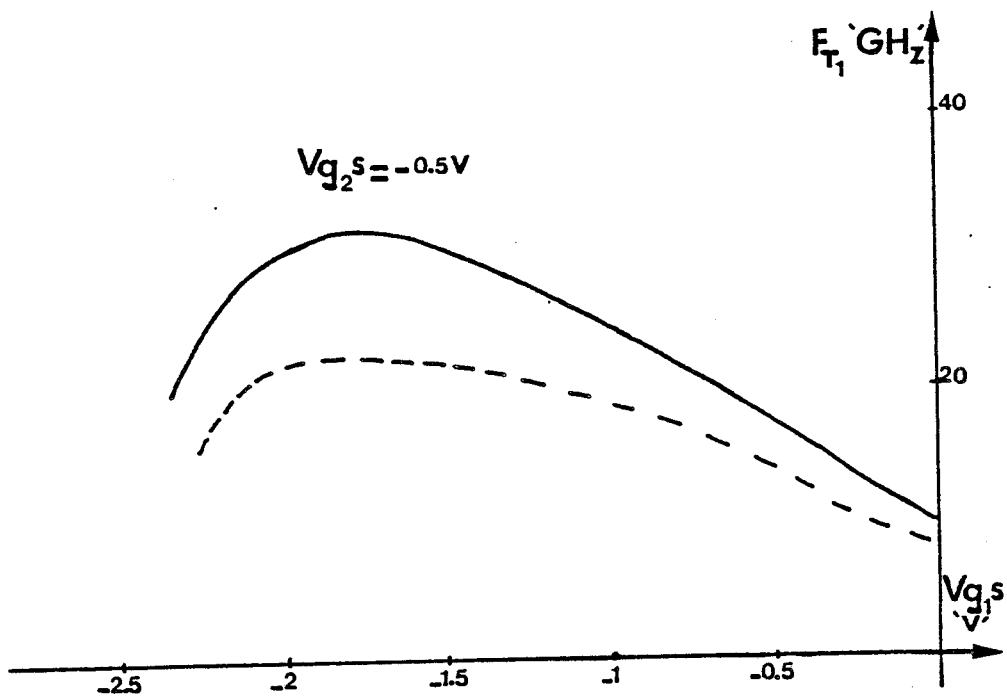
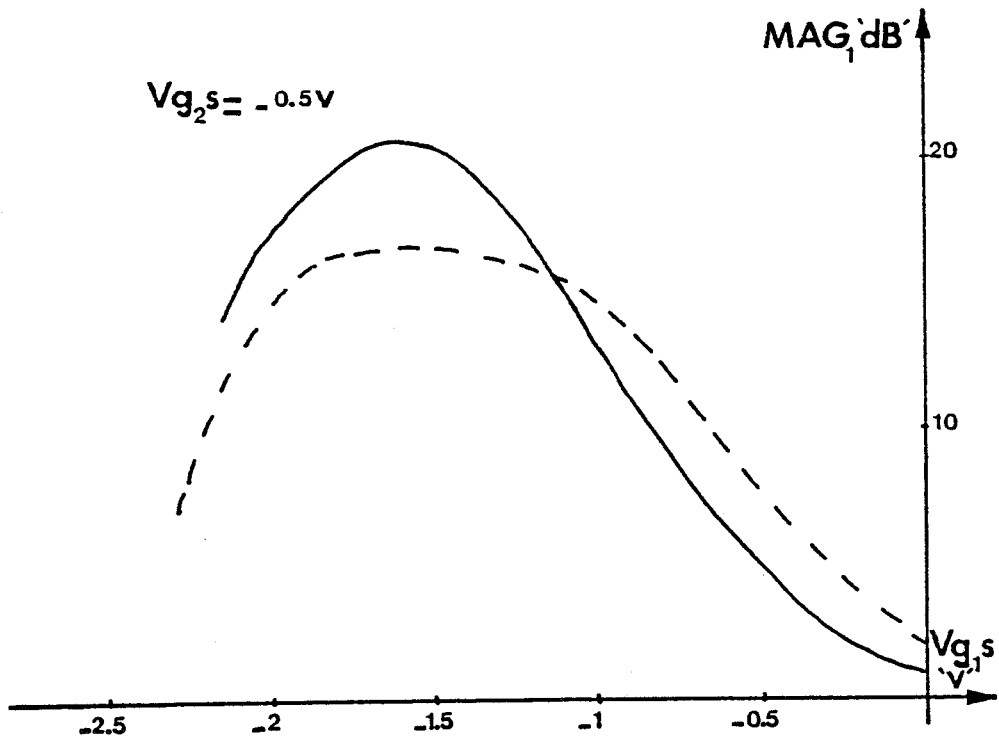


Fig. [IV.22] : Evolution du MAG et de la fréquence de transition de deux structures :

- structure de référence,
- - - - structure à première grille plus longue.

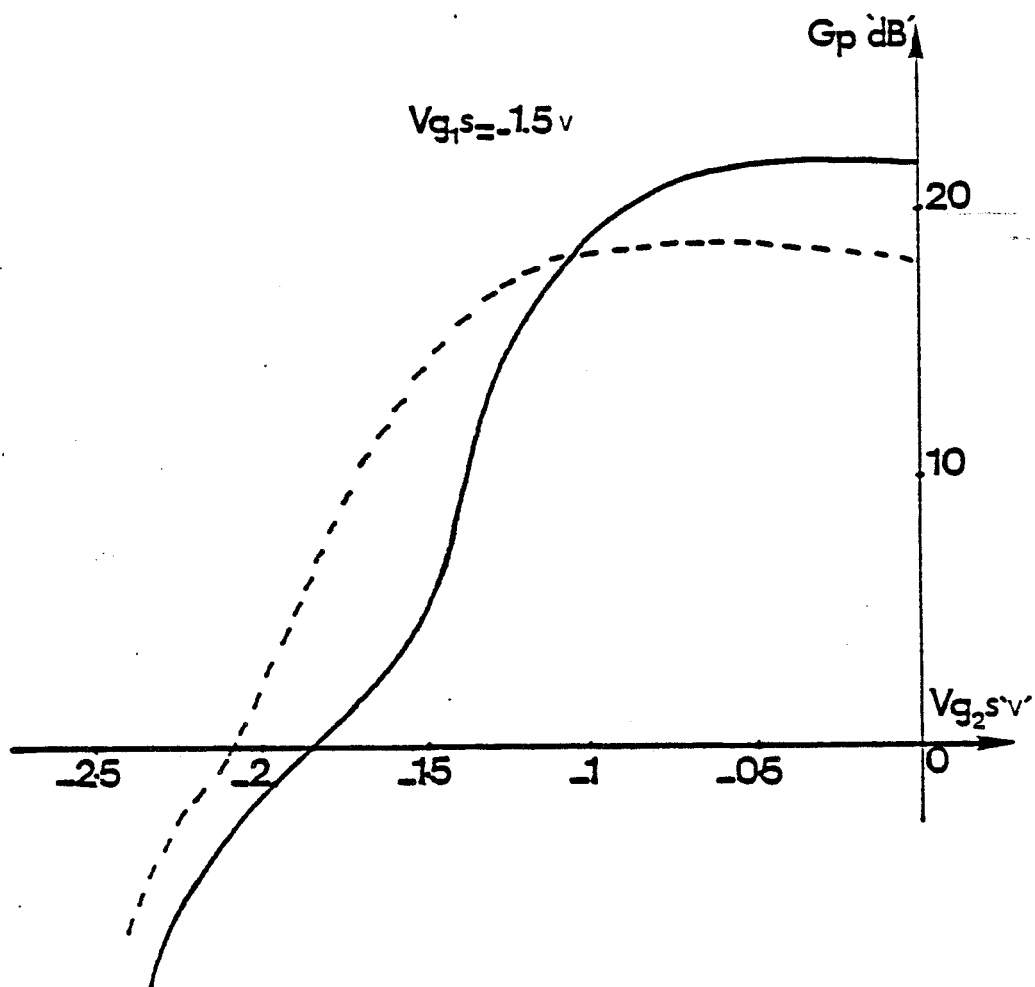
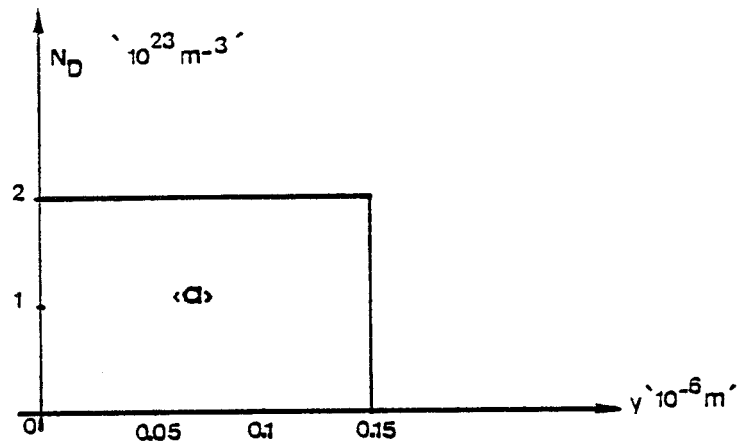


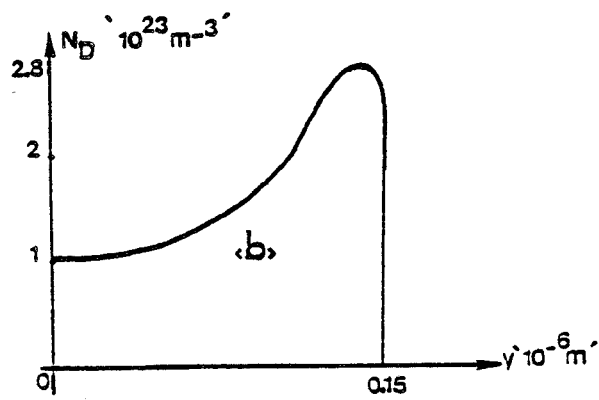
Fig. [IV.23] : Courbe de contrôle du gain par la deuxième grille :

- structure de référence,
- - - structure à première grille plus longue.

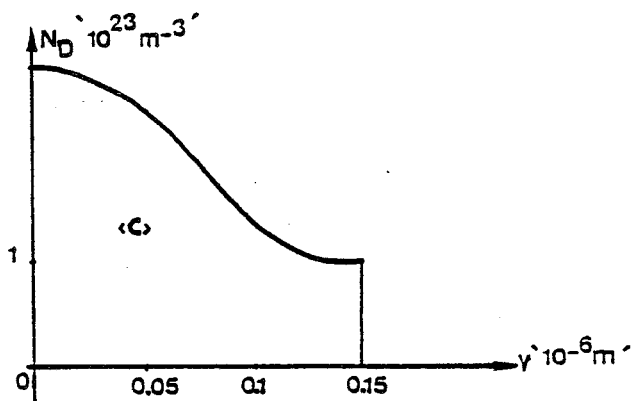




plat



delta



décroissant

Fig. [IV.24] : Forme des profils de dopage considérés.



$$W_{00} = \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{\bar{A}} y N_D(y) dy$$

Nous présentons fig. [IV.25] les résultats obtenus pour la transconductance gm_1 . Il apparaît que le profil de dopage noté delta (b) s'avère intéressant puisqu'il permet d'améliorer la linéarité de la transconductance. Ce résultat rejoint les observations expérimentales et certains travaux théoriques [6], [7], [8], [9], [10], [11].

Remarquons cependant que les valeurs de gm_1 sont légèrement plus faibles car la charge totale

$$Q_0 = q \int_0^{\bar{A}} N_D(y) dy$$

dans le canal est plus faible.

Ces résultats intéressants se trouvent également au niveau des performances en amplificateur microonde. Il apparaît, fig. [IV.26], que le profil "delta" :

- améliore la linéarité du MAG, ceci confirme la linéarité de gm_1 , mais réduit la fréquence de transition à cause de la réduction de gm_{01} ,
- améliore la linéarité de contrôle du gain par la deuxième grille, mais réduit légèrement la dynamique de commande.

IV.7. CONCLUSION

Le tableau [IV.27] compare les résultats et sens d'évolution, obtenus pour les différentes structures étudiées, par rapport à la structure de base. Il apparaît que la structure optimale du point de vue linéarité de transfert, linéarité de commande et dynamique de contrôle doit comporter une seconde grille plus haute avec un profil de dopage de type delta fig. [IV.28]. Ce choix de la structure optimale rejoint divers résultats expérimentaux [4] et quelques prévisions théoriques [4], [7], [11].

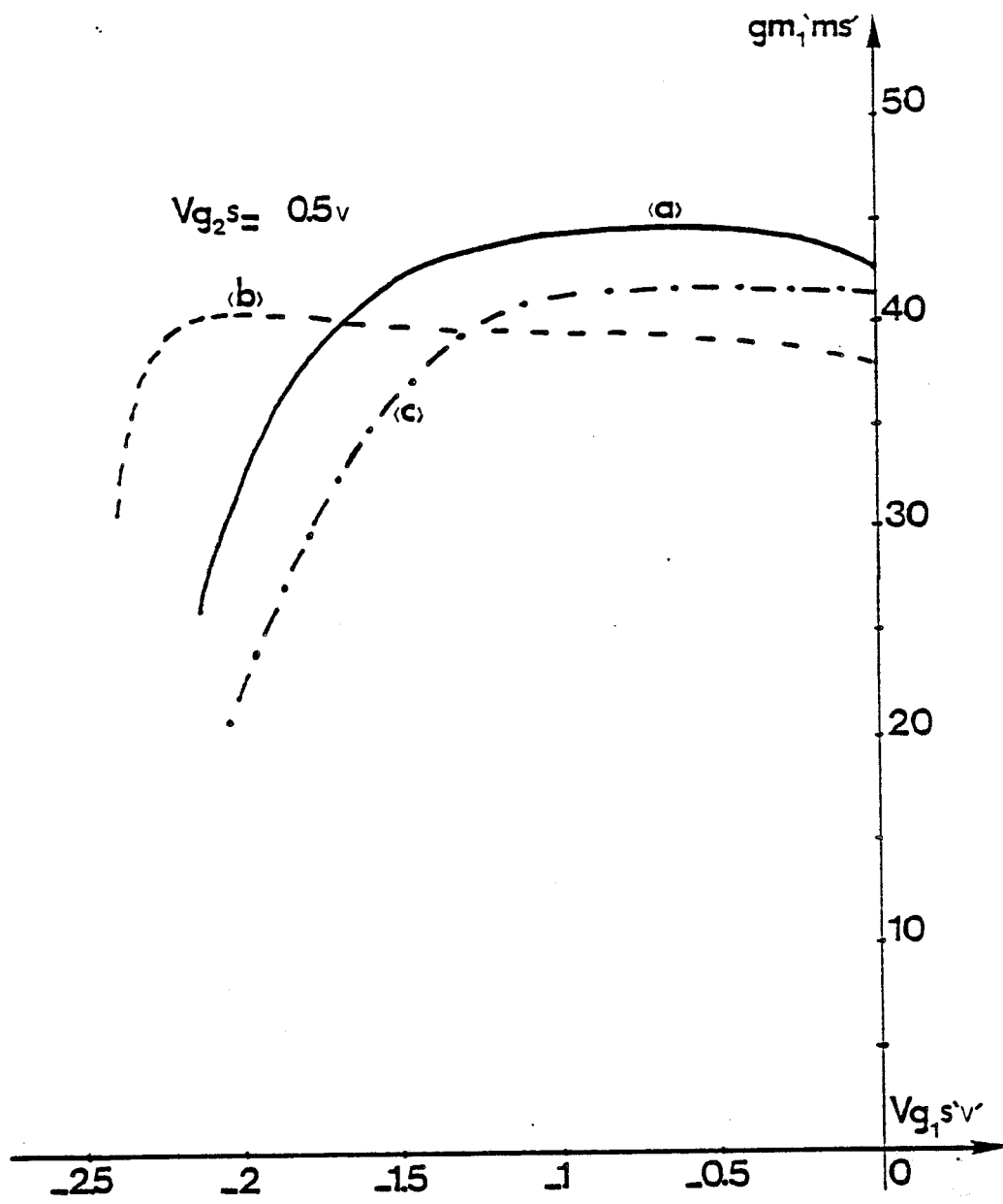


Fig. [IV.25] : Comparaison entre les transconductances obtenues par les trois profils de dopage distincts ($V_{g2s} = + 0.5 v$).

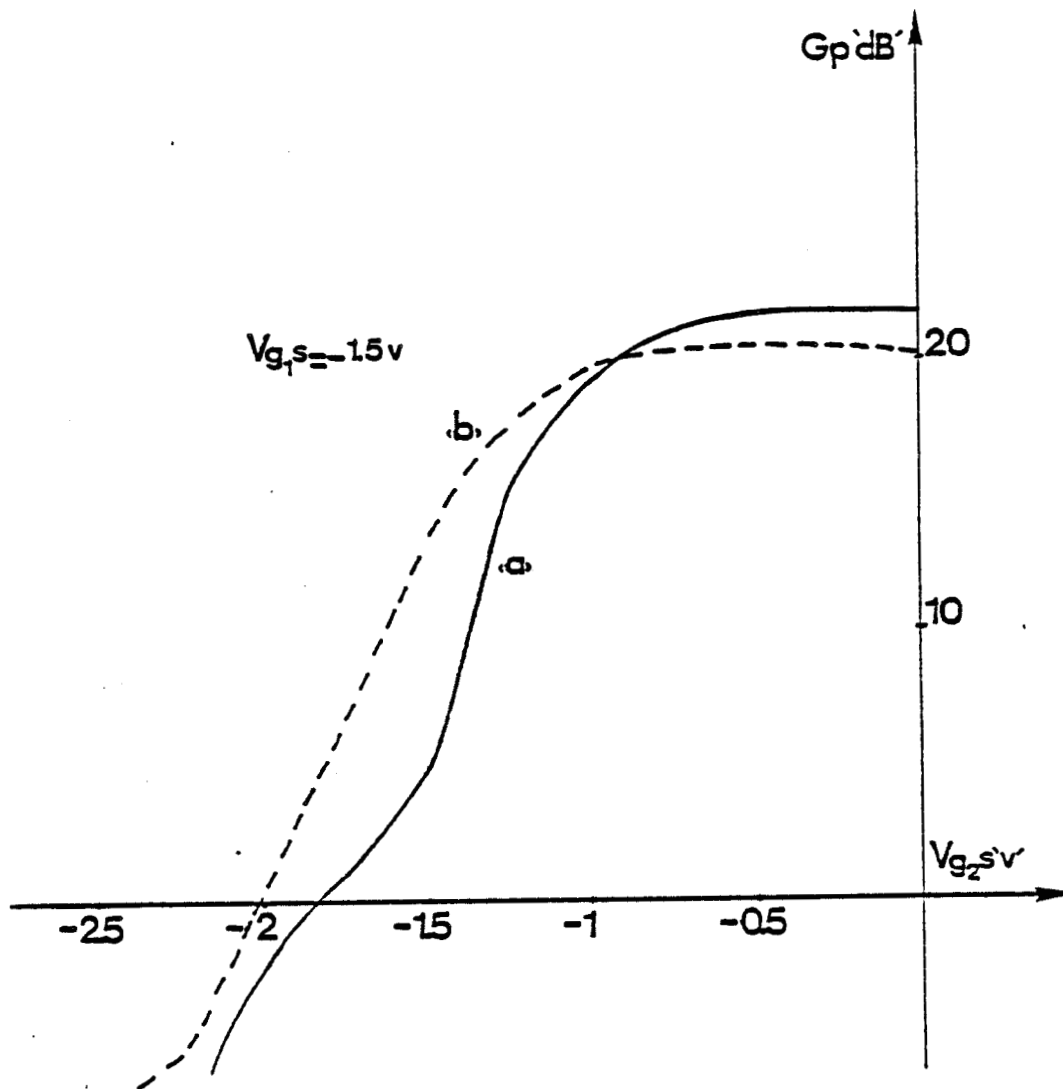
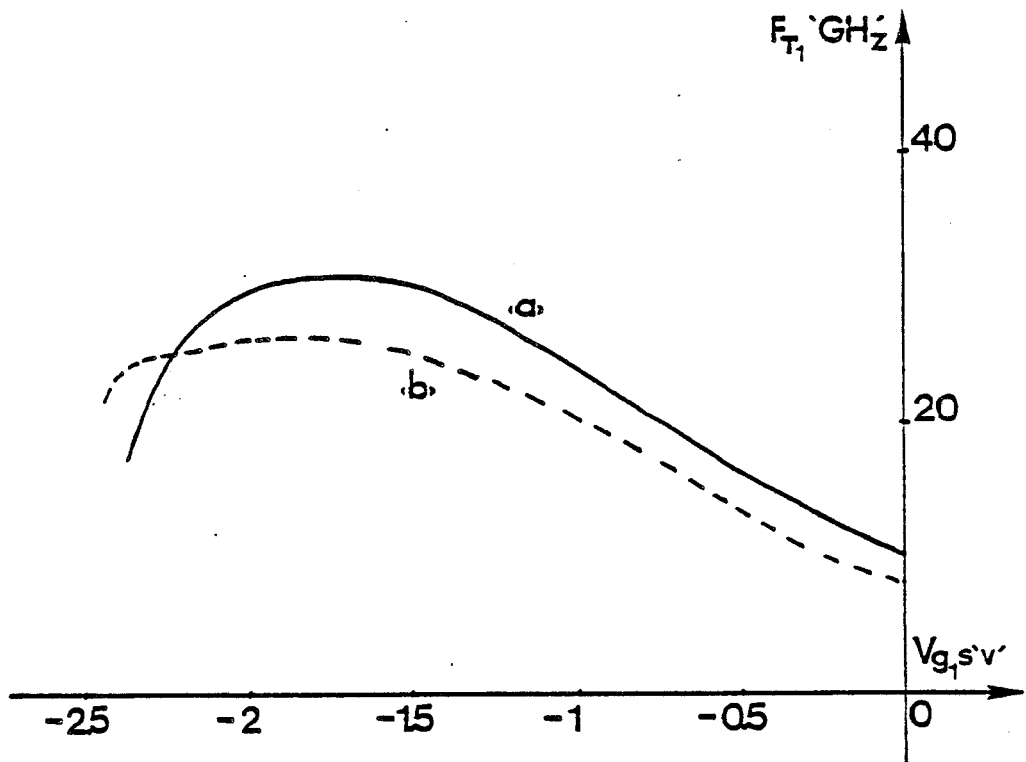
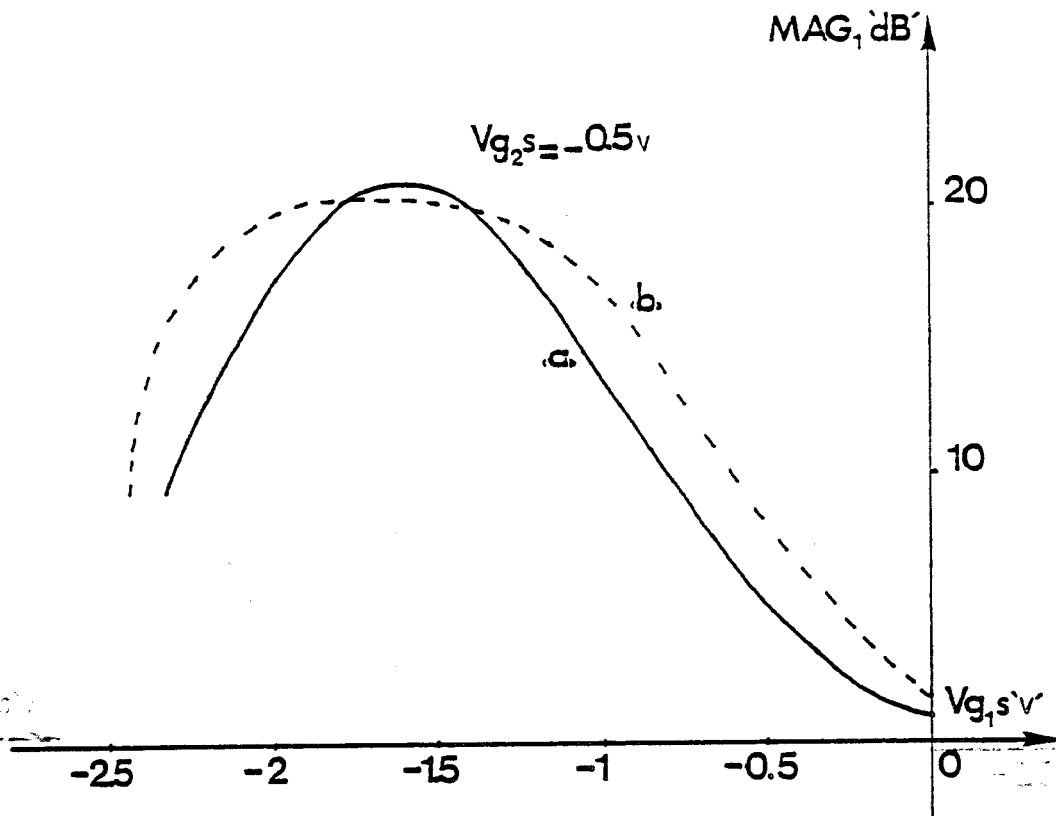


Fig. [IV.26.a] : Comparaison de MAG_1 et la fréquence de transition FT_1 obtenus par deux profils de dopage différents :

- a) profil uniforme,
- b) profil delta.


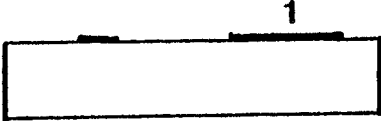
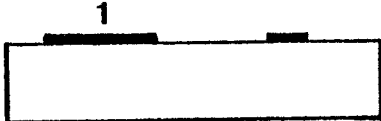





BUS
LILLE

Fig. [IV.26.b] : Courbe de contrôle du gain par la deuxième grille obtenue par deux profils de dopage différents :
 a) profil uniforme,
 b) profil delta.

Fig. [IV.27] : Tableau récapitulatif des résultats obtenus par différentes structures.

	gm_1	MAG_1	F_{T1}	linéarité de comman- -de	linéarité de transfert	dynamique de commande	applications possibles
	↗	↗	↗	↗	↗	↗	C.A.G
	↘	↔	↘	↔	↘	↗	melange
	↔	↘	↘	↗	↗	↘	
	↘	↔	↘	↗	↗	↔	C.A.G



Notre étude systématique comparée à celles déjà publiées [4], [12] est plus complète et plus précise car, d'une part elle est faite avec un modèle qui prend en compte les principaux phénomènes physiques se manifestant dans un TEC microonde. D'autre part elle considère l'influence de la structure sur des paramètres autres que les éléments petit signal, par exemple la linéarité de transfert, la linéarité et la dynamique de contrôle du gain par la deuxième grille, etc...

Une étude similaire consacrée à l'optimisation de la structure permettant d'avoir un bon facteur de bruit est en cours [13].

REFERENCES

- [1] A. CAPPY, Thèse de 3^{ème} Cycle, (1981).
- [2] E. ALLAMANDO, G. SALMER, M. BOUHES, E. CONSTANT, Electron Letters, Vol. 18, n° 18, p. 791 (1982).
- [3] M. PERNISEK, Thèse de 3^{ème} Cycle, Lille (1983).
- [4] S. ASAI, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-22, n° 10, p. 897 (1976).
- [5] S.M. SZE, Physics of Semi-conductor Devices, 2^{ème} Edition, p. 320.
- [6] G.W. TAYLOR, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-26, n° 3, p. 172 (1979).
- [7] M.S. SHUR, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-27, n° 2, p. 455 (1980).
- [8] J.A. HIGGINS, IEEE Trans on Elect. Dev., Vol. ED-27, n° 6, p. 1066 (1980).
- [9] J.M. DEKKERS, IEEE Trans. on Elect. dev., Vol. ED-28, n° 9, p. 1065 (1981).
- [10] R.E. WILLIAMS, D.W. SHAW, Electron. Letters, Vol. 13, p. 408 (1977).
- [11] R.A. PUCCEL, Electron. Letters, 14, p. 204 (1978).
- [12] T. FURUTSUKA, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-25, n° 6, p. 580 (1978).
- [13] N. RADHY, Thèse de 3^{ème} Cycle, Lille (à paraître).

CARACTERISTIQUES DU BIGRILLE EN MICROONDES ET
QUELQUES APPLICATIONS POTENTIELLES

=====

V.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous nous proposons de faire des mesures expérimentales sur le TEC bigrille pour mettre en évidence quelques applications nouvelles de ce composant. Nous allons tout d'abord donner quelques résultats de caractérisation en fréquences très élevées du NEC 463 et du Thomson LCR 8-4 en particulier nous comparons les résistances d'accès mesurées à 10 GHz avec celles mesurées en continu. Ensuite nous allons étudier l'influence d'une charge de la deuxième grille sur le fonctionnement en amplificateur et en modulateur de phase. Enfin nous allons montrer expérimentalement la possibilité de réaliser une détection synchrone de phase ou d'amplitude avec le bigrille.

Signalons cependant que la mise en évidence d'autres applications tels que mélangeur-descripteur ou multiplicateur-amplificateur a été faite au chapitre III à partir des évolutions des paramètres petit signal.

V.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX TYPQUES EN FREQUENCES TRES ELEVEES

V.2.1. Transistor NEC type 463

La caractérisation a été effectuée selon les méthodes exposées au Chapitre II. Le tableau ci-dessous présente une comparaison entre les valeurs des éléments d'accès mesurés à 10 GHz et ceux mesurés en continu. La bonne concordance observée confirme la validité de nos méthodes de caractérisation.

	Ls (nH)	Ld (nH)	Rg ₁ (Ω)	Rg ₂ (Ω)	Rs (Ω)	Rd (Ω)	R ₁₂ (Ω)
10 GHz	0.12	0.3	2.5	2.1	3.5	3.4	6
continu					3.2	3.2	6.5

Nous présentons sur le fig. [V.1] l'évolution fréquentielle des coefficients de transmission ($|S_{21}|$ mesuré entre la première grille et le drain, et $|S_{23}|$ mesuré entre la seconde grille et le drain). Il apparaît que :

- Le coefficient de transmission $|S_{23}|$ sur la deuxième grille est plus petit que celui sur la première grille.
- Il est possible de modifier ces coefficients de transmission par modification de la tension de l'autre grille. On peut noter que le contrôle du $|S_{23}|$ devient très faible en fréquences élevées.
- La bande de fréquence d'utilisation est plus étendue sur la seconde grille.

La valeur plus faible de $|S_{23}|$ par rapport à $|S_{21}|$ est due à l'action de contre-réaction formée par l'impédance

$$y_s = (gd_{01} + j\omega cgd_{01})$$

qui apparait au niveau de la source du second transistor.

En basses fréquences, cette contre-réaction est variable par gd_{01} fonction de V_{g1s} , mais l'effet disparaît en fréquence élevée à cause de la présence de la capacité Cgd_{01} .

V.2.2. Transistor Thomson CSF LCR

Nous effectuons une comparaison entre les éléments d'accès mesurés à 10 GHz et ceux mesurés en continu dans le tableau ci-dessous. On constate, de nouveau un accord satisfaisant entre les deux méthodes de caractérisation.

	Ls (nH)	Ld (nH)	Rg ₁ (Ω)	Rg ₂ (Ω)	Rs (Ω)	Rd (Ω)	R ₁₂ (Ω)
10 GHz	0.2	0.4	2.8	2.6	2.3	2.4	4.6
continu					2	2	4.8

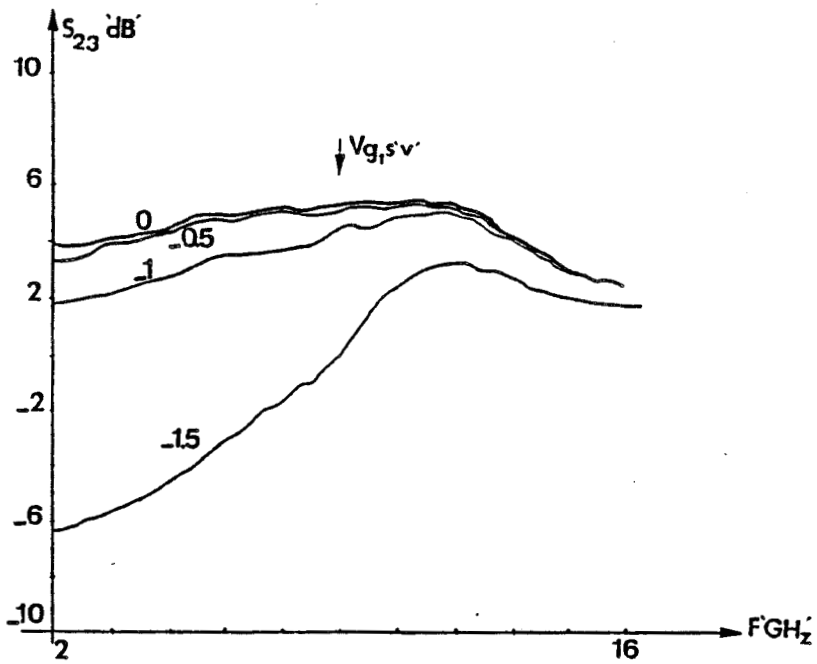
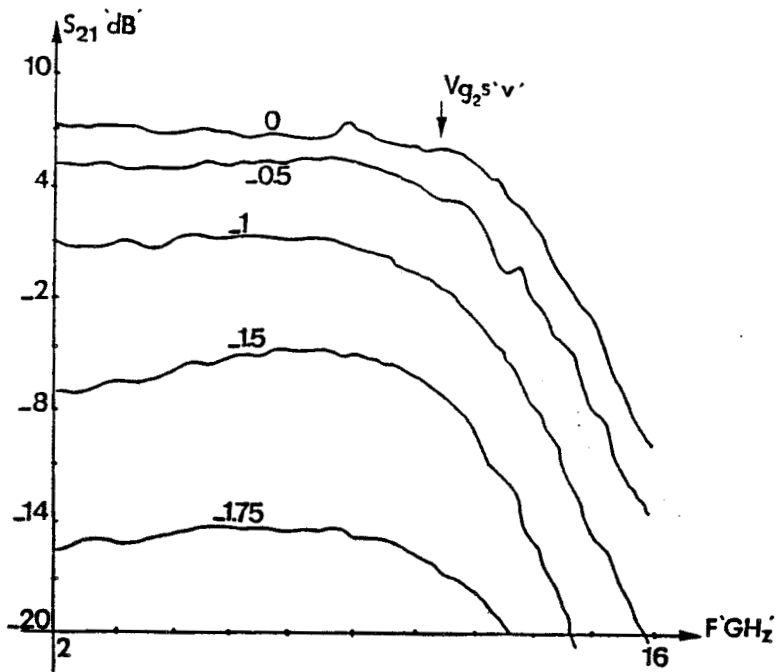


Fig. [V.1] : Evolution fréquentielle des coefficients de transmission $|S_{21}|$ et $|S_{23}|$ du NEC 463.



La fig. [V.2] présente les évolutions fréquentielles des modules des coefficients de transmission ($|S_{21}|$, et $|S_{23}|$) qui sont similaires en allure et en valeur à celles observées précédemment. Cependant la fréquence maximale d'utilisation paraît un peu plus faible tandis que le contrôle par la tension de polarisation de l'autre grille est beaucoup plus important.

On peut expliquer la décroissance fréquentielle rapide du $|S_{21}|$ par la valeur plus importante de la self de source (L_s).

V.3. INFLUENCE DE LA CHARGE DE LA DEUXIEME GRILLE SUR LE FONCTIONNEMENT EN AMPLIFICATEUR ET EN DEPHASEUR

V.3.1. Paramètres [S'] du quadripole équivalent

On montre [1], [2] que lorsque la deuxième grille est chargée par une impédance notée Z_3 , les paramètres S'_{ij} du quadripole résultant entre la première grille et le drain s'expriment par :

$$S'_{11} = S_{11} + S_{13} S_{31} / (1/\Gamma_3 - S_{33})$$

$$S'_{12} = S_{12} + S_{13} S_{32} / (1/\Gamma_3 - S_{33})$$

$$S'_{21} = S_{21} + S_{23} S_{31} / (1/\Gamma_3 - S_{33})$$

$$S'_{22} = S_{22} + S_{23} S_{32} / (1/\Gamma_3 - S_{33})$$

où $\Gamma_3 = (Z_3 - Z_0) / (Z_3 + Z_0)$ est le coefficient de réflexion de la charge Z_3 , avec Z_0 l'impédance caractéristique égale à 50Ω .

La connaissance des paramètres S'_{ij} permet classiquement [3] le calcul des performances en amplificateur, c'est-à-dire : le gain et le coefficient de stabilité K

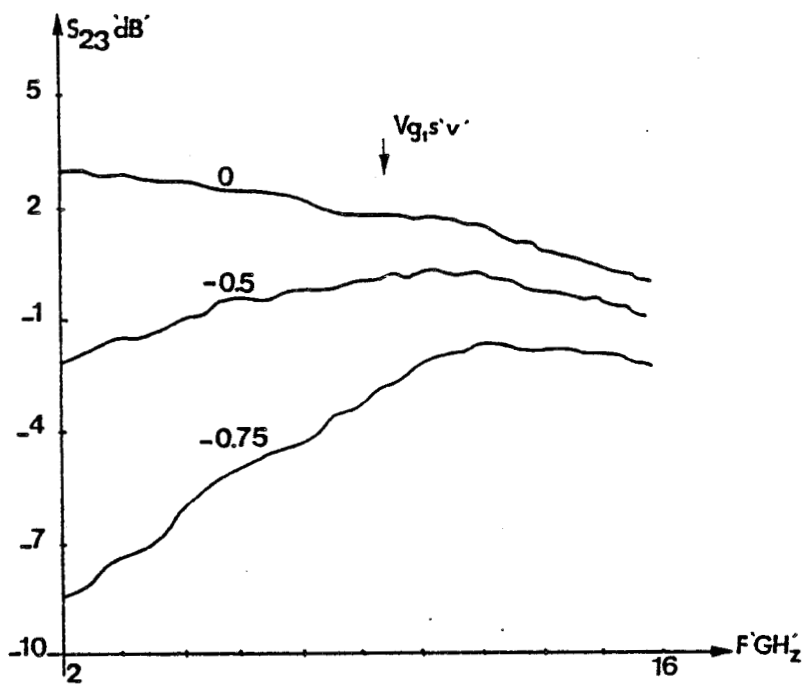
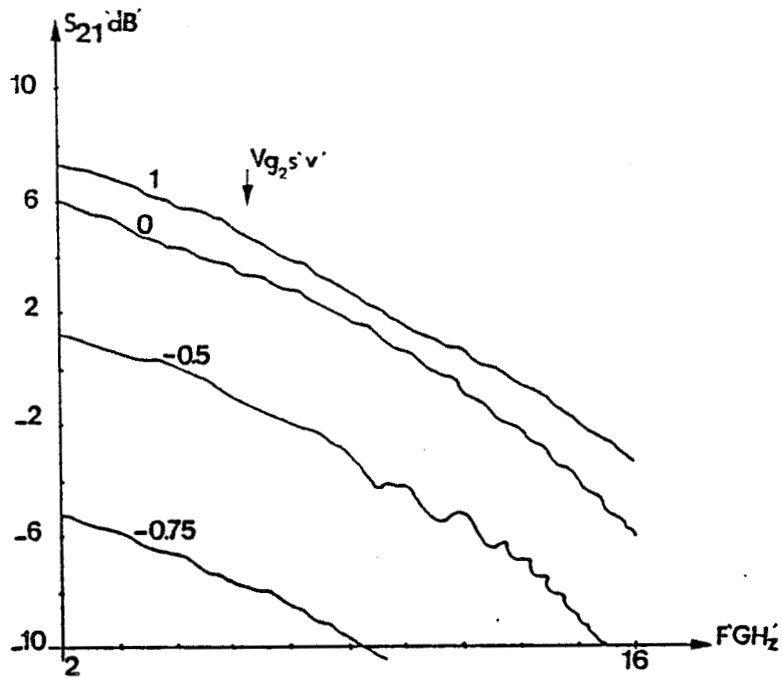


Fig. [V.2] : Evolution fréquentielle des coefficients de transmission $|S_{21}|$ et $|S_{23}|$ du THOMSON LCR 8-4.

$$K = \frac{1 + |S'_{11}| \cdot |S'_{22}| - |S'_{21}| \cdot |S'_{12}| - |S'_{11}|^2 - |S'_{22}|^2}{2 |S'_{12}| \cdot |S'_{21}|}$$

- Si $K > 1$ le système est inconditionnellement stable et on peut déterminer le gain maximum disponible (MAG).

$$\text{MAG} = \left| \frac{S'_{21}}{S'_{12}} \right| (K + \sqrt{K^2 - 1})$$

et l'isolation sortie-entrée (G_i)

$$G_i = \left| \frac{S'_{12}}{S'_{21}} \right| (K + \sqrt{K^2 - 1})$$

Le signe (-) dans l'expression du MAG est utilisé si

$$1 - |S'_{11}| \cdot |S'_{22}| - |S'_{21}| \cdot |S'_{12}| + |S'_{11}|^2 - |S'_{22}|^2 > 0$$

- Si $K \leq 1$ le système n'est que conditionnellement stable et on peut déterminer le gain maximum à la limite de l'instabilité (MSG) en faisant $K = 1$ dans les relations précédentes.

$$\text{MSG} = \left| \frac{S'_{21}}{S'_{12}} \right|$$

Un programme auxiliaire du calcul numérique permet d'avoir les paramètres S'_{ij} , le MAG ou MSG pour toutes les charges passives de seconde grille que l'on caractérise par le coefficient de réflexion Γ_3 correspondant :

$$\Gamma_3 = R_3 \exp(j\phi_3) \quad (\text{où } 0 < R_3 \leq 1)$$

V.3.2. Résultats typiques et applications

a) Influence sur la valeur du gain

Nous présentons Fig. [V.3] l'influence de la charge de la seconde grille sur le MAG et le coefficient de stabilité K du NEC 463, à la fréquence de 10 GHz, dans le cas où $R_3 = 1$ (charge purement réactive).

Il apparaît que ces deux paramètres évoluent en sens inverse en fonction de la phase ϕ_3 et qu'avec des valeurs de ϕ_3 convenables on peut avoir un gain plus important que celui obtenu avec une charge Z_3 égale à 50Ω ($\Gamma_3 = 0$). A titre d'exemple une phase $\phi_3 = 150^\circ$ permet d'obtenir un gain égal à 17 dB avec un coefficient de stabilité égal à 1.5.

b) Influence sur le contrôle de gain

La Fig. [V.4] présente l'évolution du gain en puissance en fonction de la tension continue V_{g_2} dans le cas où la deuxième grille est chargée, d'une part par l'impédance caractéristique ($\Gamma_3 = 0$), d'autre part par un coefficient de réflexion défini par ($R_3 = 1, \phi_3 = 150^\circ$). Il apparaît que l'usage d'une charge distincte de 50Ω permet d'améliorer:

- la valeur du gain en puissance,
- la dynamique de commande par la seconde grille.

Elle améliore donc les performances de l'amplificateur à gain contrôlé.

c) Influence sur le déphasage sortie-entrée, application au modulateur de phase

Certains auteurs [4], [5] ont utilisé le TEC bigrille comme modulateur de phase microonde en utilisant deux TECs bigrilles attaqués par des composants en quadrature de phase du signal d'entrée. La modulation du gain de l'un ou des deux composants par la tension V_{g_2} produit un déphasage entre le signal somme des deux sorties et l'un des deux signaux d'entrée, Fig. [V.5].

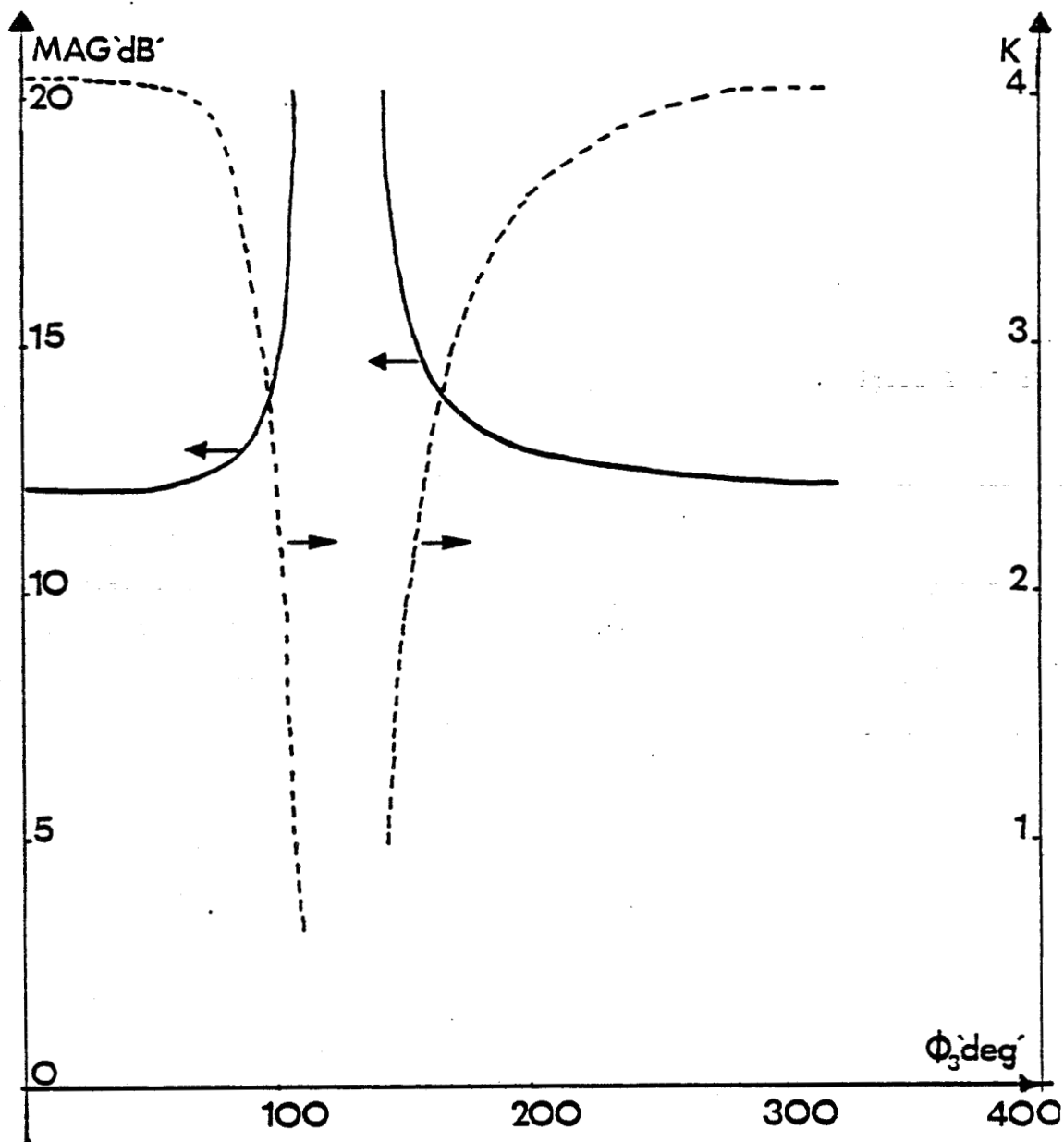


Fig. [V.3] : Influence de la charge de la seconde grille sur le MAG et le coefficient de stabilité.

BUS LILLE

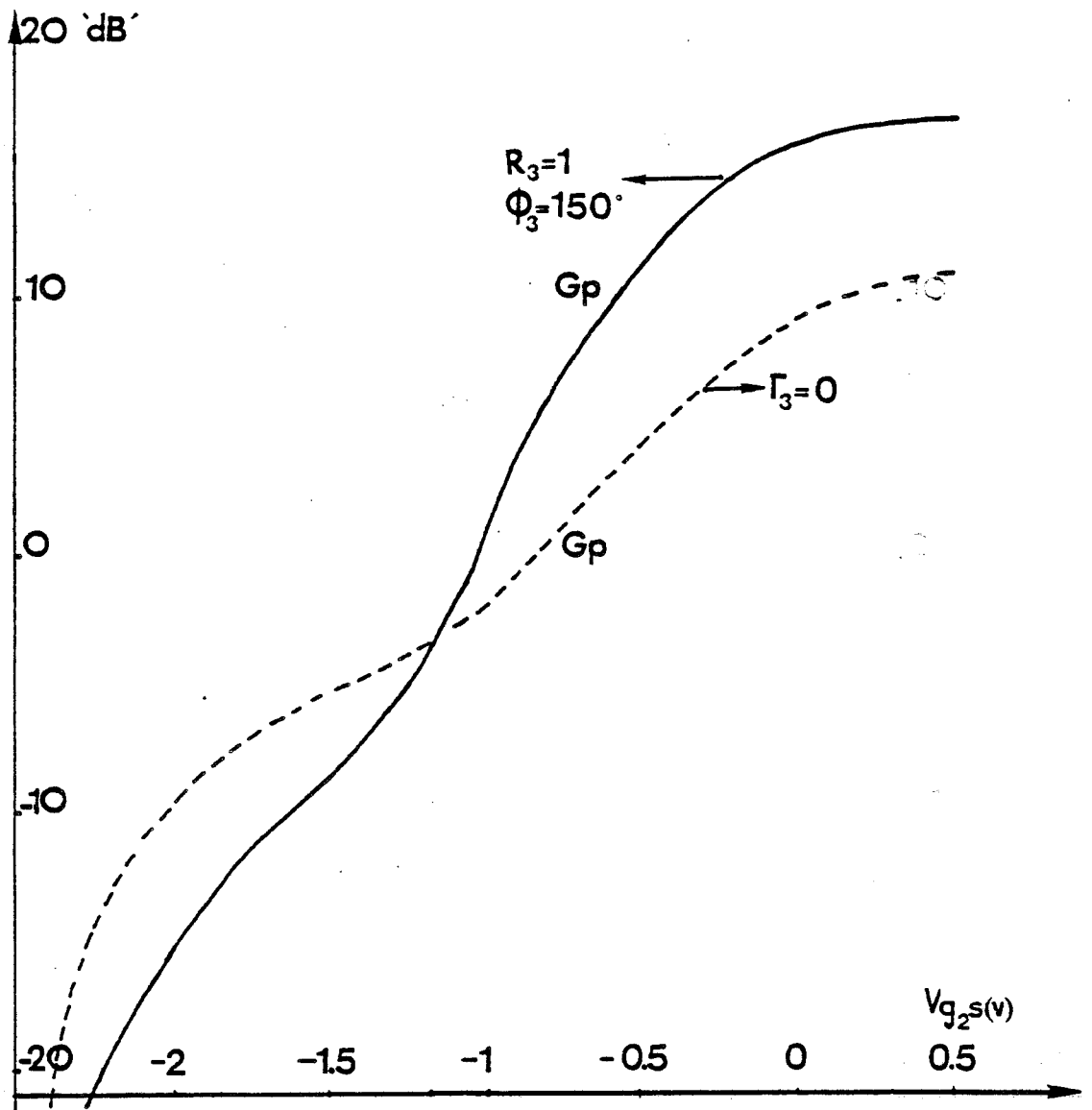


Fig. [V.4] : Evolution du gain en puissance en fonction de la tension V_{g_2s} .



10



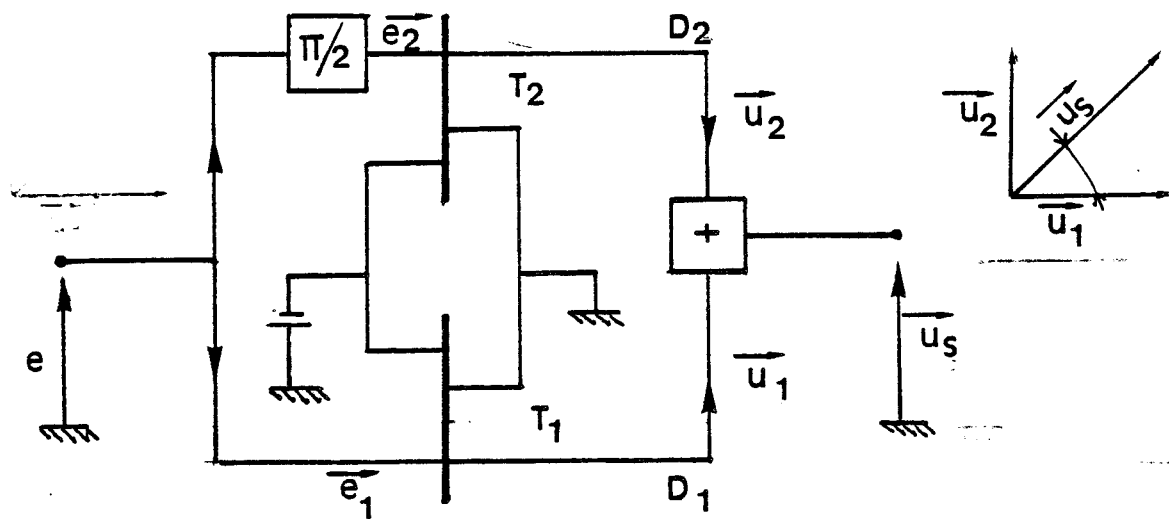


Fig. [V.5] : Schéma typique d'un modulateur de phase utilisant deux TEC bigrilles.



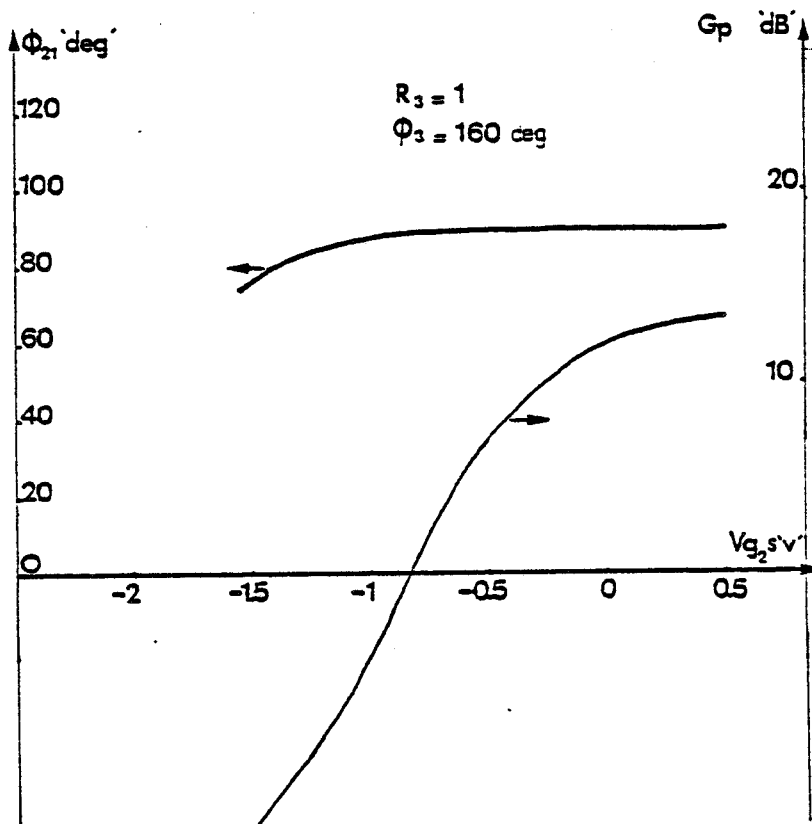
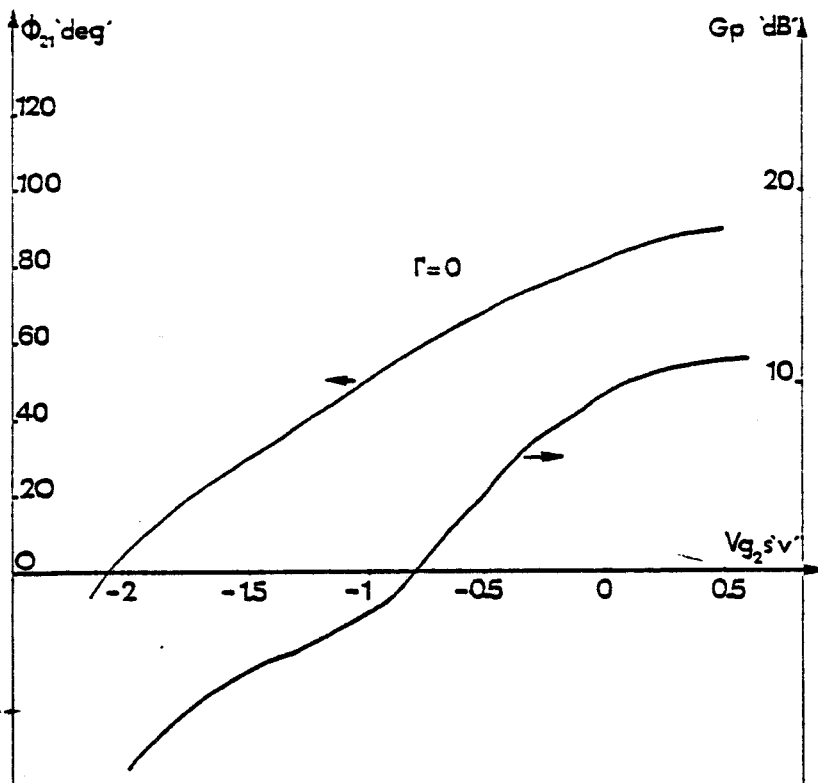


Fig. [V.6] : Evolution de la phase ϕ_{21} et du gain en puissance en fonction de V_{g_2} , pour deux charges de la deuxième grille.

Le bon fonctionnement de ce système requiert des composants introduisant une phase ϕ_{21} du coefficient de transmission dépendant très peu de la tension continue V_{g_2s} .

Nous avons trouvé théoriquement que cette phase ϕ_{21} dépendait de la valeur de l'impédance de charge de seconde grille et qu'il en était de même pour son évolution en fonction de la tension continue V_{g_2s} . C'est bien ce qu'il apparaît sur la Fig. [V.6], la variation de ϕ_{21} avec V_{g_2s} est minimisée par un choix convenable de l'impédance de charge de seconde grille.

Comme par ailleurs cette charge améliore la dynamique de commande du gain, les performances en déphaseur risquent d'être nettement améliorées.

V.4. MISE EN EVIDENCE D'UNE APPLICATION A LA DETECTION SYNCHRONE

Un détecteur synchrone est un dispositif à deux entrées dont la composante continue du signal de sortie est sensible à la fois au déphasage et aux amplitudes des deux signaux d'entrée.

Nous allons montrer que le TEC bigrille permet de réaliser un tel dispositif.

Expression mathématique du courant drain-source

La figure [V.7] nous permet d'écrire :

$$i_{ds} + j\omega C_{gs_{02}} \cdot e = g_{m_{01}} v_1 + g_{d_{01}} (v_2 - e)$$

$$\text{soit } 1) \quad i_{ds} = g_{m_{01}} v_1 + g_{d_{01}} v_2 - (g_{d_{01}} + j\omega C_{gs_{02}}) \cdot e$$

$$\text{d'autre part } v_s = \frac{1}{g_{d_{02}}} (i_{ds} - g_{m_{02}} \cdot e) + (v_2 - e) = -Z_0 i_{ds}$$

soit
$$\text{ids} \left[Z_0 + \frac{1}{g_{d02}^d} \right] + v_2 = e(1 + g_{m02}/g_{d01}^d)$$

d'où 2)
$$e = \frac{1 + g_{d02}^d Z_0}{g_{m02} + g_{d02}^d} \text{ids} + \frac{g_{d02}^d}{g_{m02} + g_{d02}^d} v_2$$

en négligeant $Z_0 g_{d02}^d$ devant 1 et en remplaçant "e" dans l'équation 1) on aura :

$$\text{ids} \left[1 + \frac{g_{d01} + j\omega C_{gs02}}{g_{m02} + g_{d02}^d} \right] = g_{m01} v_1 + \left\{ g_{d01} - g_{d02}^d \frac{g_{d01} + j\omega C_{gs02}}{g_{m02} + g_{d02}^d} \right\} v_2$$

où encore :

3)

$$\text{ids} \neq g_{m01} v_1 + g_{d01} v_2$$

Le point de fonctionnement étant choisi afin que g_{m01} et g_{d01} dépendent peu de v_1 , et fortement de v_2 . Ce qui nous permet d'écrire :

$$g_{m01} \neq \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} g_n \exp(jn \omega t)$$

$$g_{d01} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} g_{dn} \exp(jn \omega t)$$

avec :

$$v_1(t) = V_1 \exp j(\omega t + \Delta\phi)$$

$$v_2(t) = V_2 \exp (j \omega t)$$

En remplaçant l'ensemble dans l'équation 3) on aura :

$$ids = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} V_1 g_n \exp j[(n+1)\omega t + \Delta\phi] + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} g_{dn} V_2 \exp[j(n+1)\omega t]$$

Après filtrage seul la composante continue (terme correspondant à $n = -1$) est considérée. Soit :

$$\Delta Ids = V_1 g_{-1} \exp j\Delta\phi + g_{d-1} V_2$$

où encore en prenant la partie réelle du signal:

$$\Delta Ids = a.V_1 \cos(\Delta\phi) + b.V_2 \quad (4)$$

Le courant drain dépend donc du déphasage et des amplitudes des deux signaux d'entrée.

Notons en particulier qu'en utilisant un limiteur d'amplitude, le TEC bigrille permet de réaliser un démodulateur de phase.

V.4.1. Détection de phase

La figure [V.8] présente la variation du courant drain en fonction du déphasage $\Delta\phi$, la fréquence du travail étant égale à 6 GHz.

Dans la démodulation de phase on se limite à la zone où ΔIds évolue linéairement en fonction de $\Delta\phi$. Dans le cas du TEC bigrille cette zone s'étend approximativement de -135° à -45° .

Dans cette zone linéaire on définit la sensibilité du détecteur ($\Delta Ids/\Delta\phi$),

$$\Delta Ids/\Delta\phi \approx 2.5 \text{ micro A/deg}$$

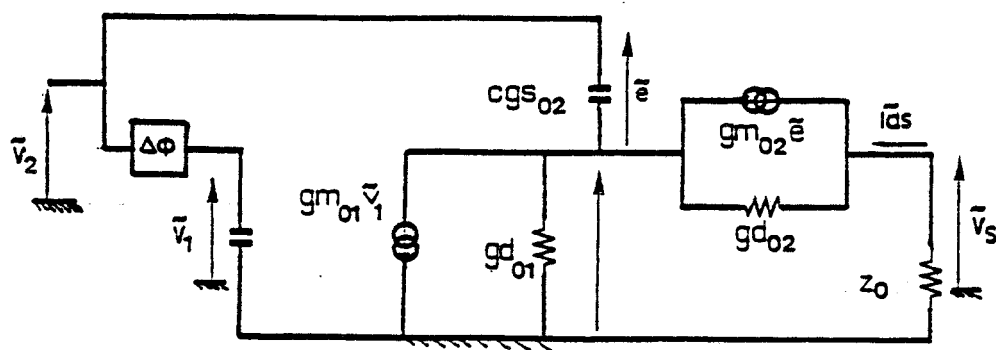


Fig. [V.7] : Schéma du principe d'un détecteur de phase utilisant un TEC bigrille.

SHS
LILLE

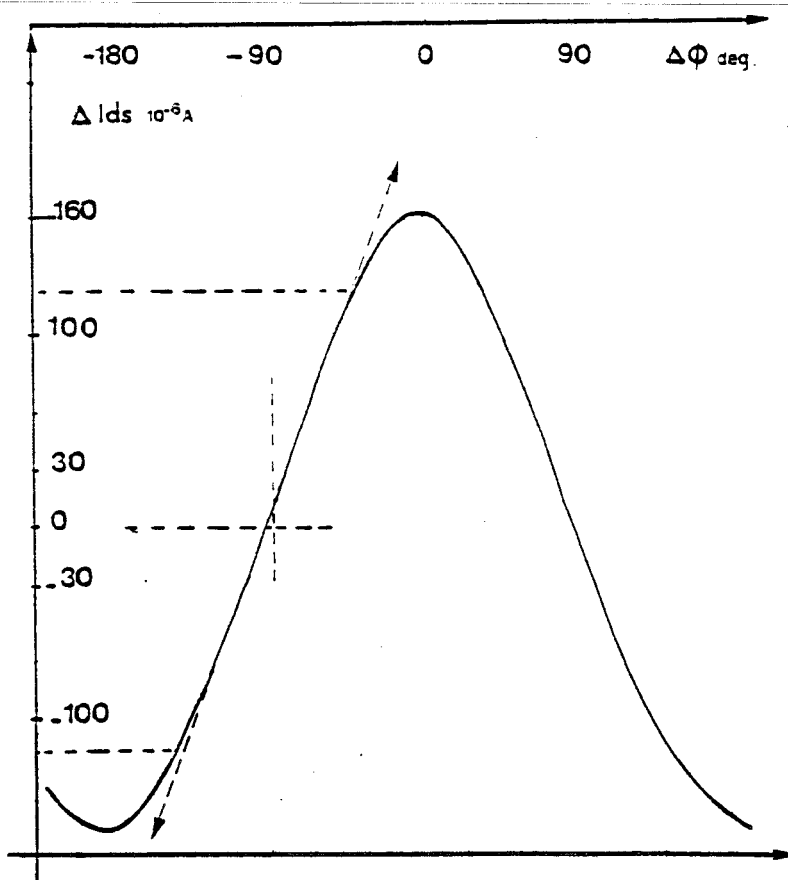


Fig. [V.8] : Variation du courant drain en fonction du déphasage.

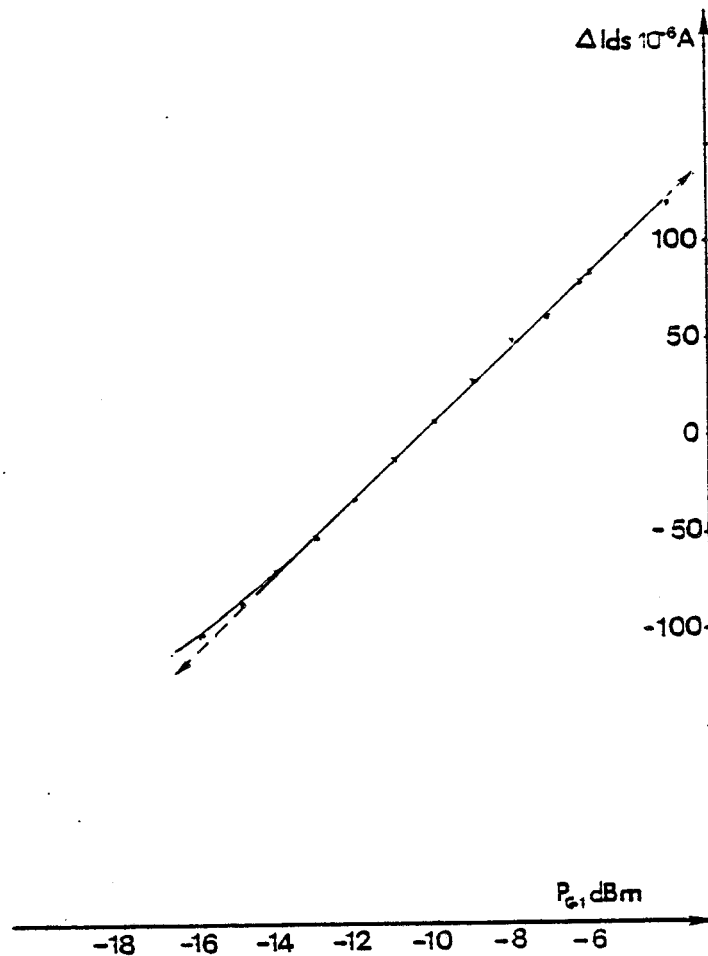


Fig. [V.9] : Variation du courant drain en fonction de l'amplitude du signal sur la première grille.

BUS
LILLE

V.4.2. Détection synchrone d'amplitude

Considérons à présent deux signaux de fréquences identiques et de déphasage $\Delta\phi$ constant appliqués à un système non linéaire toujours suivi d'un filtre passe bas, mais modifions l'amplitude $f(t)$ d'un des deux signaux, par exemple $v_1(t)$, que l'on notera :

$$v_1(t) = V_1 \cdot (1 + m f(t)) \cdot \exp j(\omega t + \Delta\phi)$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} f(t) \text{ est le signal information de fréquence très basse} \\ m \text{ le taux de modulation} \end{array} \right.$$

Il apparaît d'après l'expression (4) que la variation de la composante continue du courant drain dépend linéairement de cette amplitude $f(t)$.

$$\Delta I_{ds} = m a f(t) \exp p(j\Delta\phi)$$

Cette composante continue est en, module :

- maximale si $\Delta\phi = 0$ ou π ,
- nulle si $\Delta\phi = \pi/2$.

La sensibilité la plus élevée du détecteur sera donc obtenue lorsque le signal modulé en amplitude présente un déphasage nul ou égal à π avec celui de référence.

Nous avons mesuré la variation ΔI_{ds} du courant drain en fonction de l'amplitude du signal $f(t)$. Fig. [V.9]. Ce signal étant appliqué sur la première grille tandis que le signal de référence est appliqué sur la seconde. Le tran-

sistor utilisé est le Thomson LCR 8-4 à la fréquence de 6 GHz avec un niveau de - 10 dBm du signal de référence et un déphasage optimum.

Il apparaît qu'il est possible de détecter des niveaux aussi faibles que - 14 dBm si l'on admet une sensibilité de 0.1 mA sur la mesure du courant drain.

V.5. CONCLUSION

Nous avons montré qu'un TEC bigrille ayant une charge purement réactive sur sa deuxième grille permet d'avoir des gains en puissance largement supérieurs à ceux obtenus par un monogrille. D'autre part cette charge peut être choisie pour améliorer la dynamique de contrôle du gain par la deuxième grille. A titre d'exemple cette dynamique peut passer de 30 dB à 40 dB en remplaçant une impédance $Z_3 = 50 \Omega$ par une charge inductive caractérisée par Γ_3 ($R_3 = 1$, $\phi_3 = 150^\circ$).

Nous avons aussi montré qu'il est possible de réaliser une détection synchrone de phase ou d'amplitude avec un TEC bigrille, à des fréquences aussi élevées que 6 GHz, à condition d'admettre une sensibilité de 0.1 mA.

REFERENCES

- [1] G. BODWAY, Microwave, J, Vol. 11, p. 55 (1968).
- [2] C.A. LIECHTI, IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-23, n° 6, p. 461, (1975).
- [3] G. BODWAY, Microwave. J, Vol. 10, p. 61 (1967).
- [4] J.L. VORHAUS, R.A. PUCEL, IEEE Trans. on Microw. Theor. and Techn., Vol. MTT-30, n° 7 (1982).
- [5] M. KUMAR, H. CHUNG HUANG, Conf. MTT, Los Angeles (1981).

CONCLUSION

Nous avons mis au point un modèle théorique de transistor à effet de champ du type bigrille dérivé de celui développé dans notre laboratoire pour le monogrille. Ce modèle est relativement exact car il tient compte des phénomènes de la dynamique électronique non stationnaire, des effets de bord de part et d'autre des grilles, et de l'existence d'un profil de dopage quelconque. Cependant, il est suffisamment simple pour être exploité à l'aide d'un ordinateur de laboratoire. Nous avons pu vérifier, par comparaison des résultats théoriques avec ceux de l'expérience, que notre modèle donne un bon accord théorie-expérience sur les principaux éléments du schéma électrique équivalent de différents transistors provenant de diverses origines technologiques.

En outre, ce modèle nous a permis de mettre en évidence théoriquement un effet, original à notre connaissance, de porteurs chauds dont nous avons pu vérifier expérimentalement l'existence pour des cas particuliers de polarisation lorsque les grilles sont rapprochées. Il nous a permis également une meilleure connaissance des phénomènes physiques apparaissant dans le canal conducteur pour des longueurs de grilles submicroniques. En outre, sa simplicité a rendu possible une étude systématique de l'influence des principaux paramètres technologiques qui a conduit à définir les conditions de fonctionnement et les structures optimales en vue des applications particulières. A titre d'exemple, une bonne linéarité de la caractéristique de transfert peut être obtenue avec une structure à dopage de type "delta" et à deuxième grille plus haute.

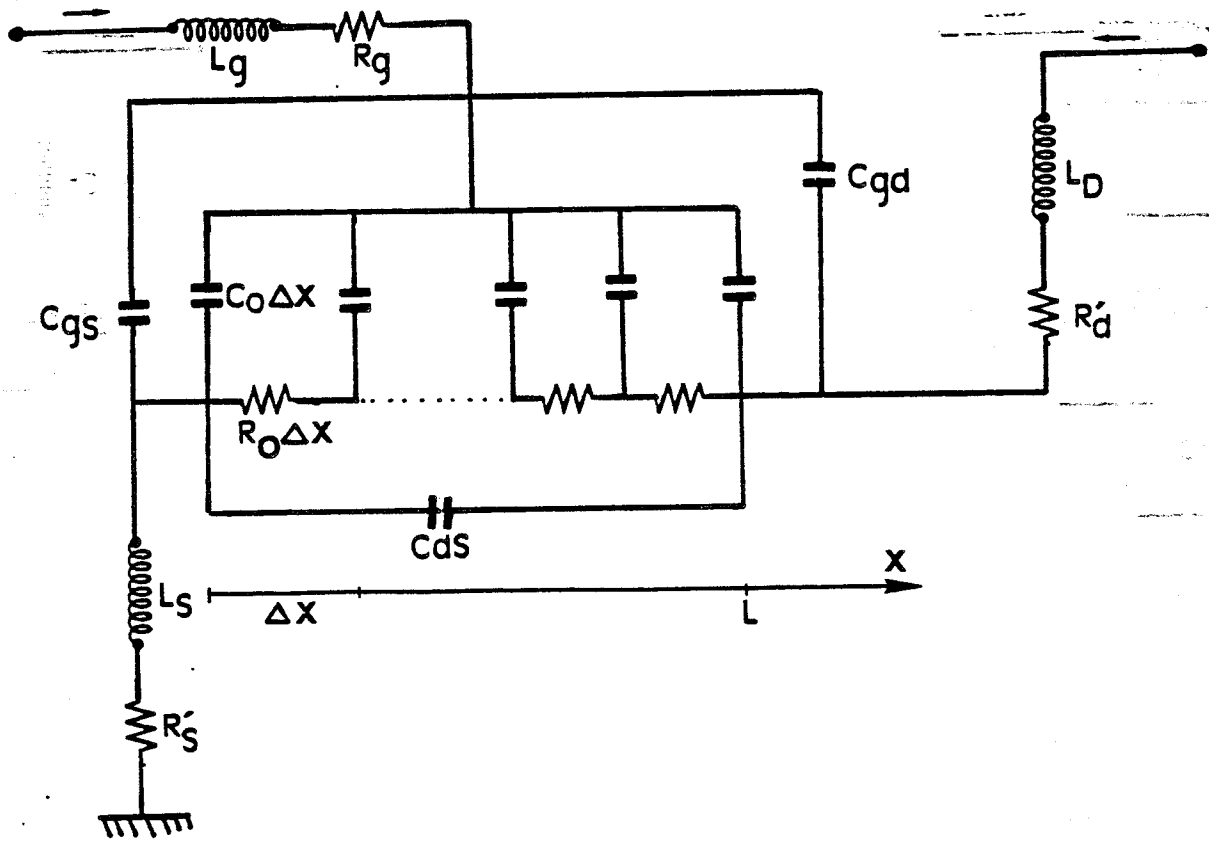
Par ailleurs, nous avons effectué l'adaptation des méthodes de caractérisation du TEC monogrille au TEC bigrille.

Enfin, nous avons pu mettre en évidence expérimentalement quelques applications nouvelles du TEC bigrille telles que la détection synchrone de phase et d'amplitude.

A N N E X E I

Expression de la matrice $[Z]$ d'un TEC
à tension drain-source nulle

Le schéma équivalent vu d'une grille, l'autre grille étant polarisée à $V_{gs} = +V_b$ est :

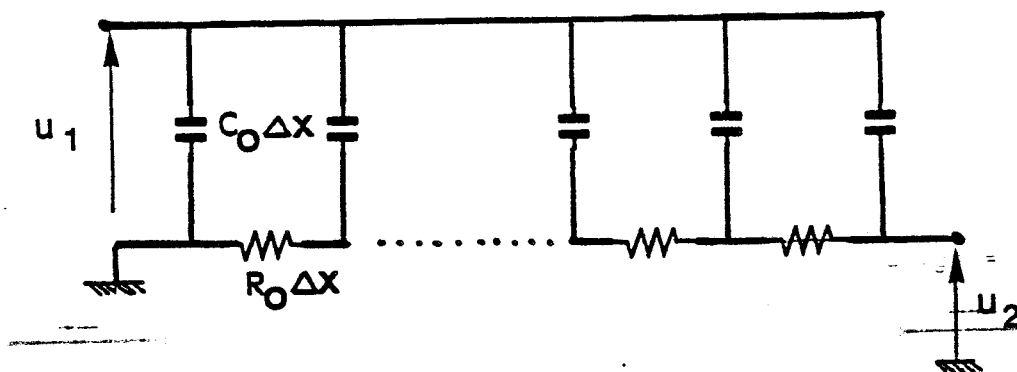


où C_o et R_o sont respectivement la capacité et la résistance linéiques de la partie représentant le canal.

Vue de la première grille, la résistance R'_s représente la résistance de source R_s et la résistance R'_d représente la somme $(R_{12} + R_{o2} + R_d)$. Par

contre vue de la deuxième grille, la résistance R'd représente la résistance de drain alors que la résistance R's représente la somme ($R_{12} + R_{o1} + R_s$).

a) Calcul de la matrice [Z] de la partie constituant le canal



En utilisant la théorie des lignes et en posant $\Gamma = jR_o C_o \omega$ on aura

$$[Z] = \begin{bmatrix} \frac{R_o L}{\Gamma L \cdot \text{th}(\Gamma L)} & -\frac{R_o L}{\Gamma L \cdot \text{sh}(\Gamma L)} \\ \frac{R_o L}{\Gamma L \cdot \text{sh}(\Gamma L)} \cdot (\text{ch}(\Gamma L) - 1) & \frac{R_o L}{\Gamma L \cdot \text{sh}(\Gamma L)} \cdot (1 - \text{ch}(\Gamma L)) \end{bmatrix}$$

En posant $C_c = C_o \cdot L$ et $R_c = R_o \cdot L$ on aura :

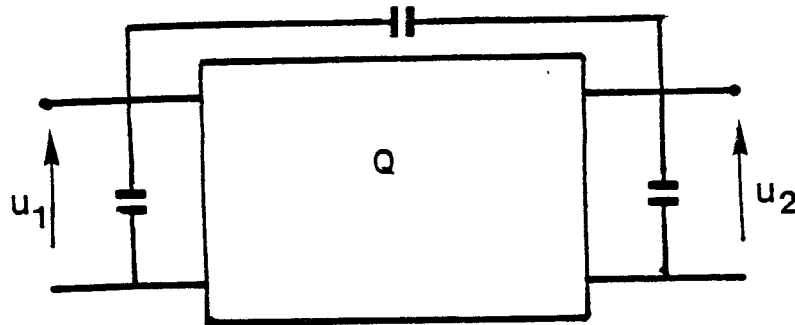
$$\Gamma L = \frac{R_c C_c \omega}{2} (1 + j)$$

et par conséquent pour des fréquences telles que $\frac{R_c C_c \omega}{2} \lll 1$ on aura :

$$[Z] = \begin{bmatrix} \frac{R_c}{2} + \frac{1}{j C_c \omega} & \frac{R_c}{2} \\ \frac{R_c}{2} & R_c \end{bmatrix}$$

b) Introduction des capacités parasites

En introduisant seulement les capacités C_{gs} , C_{gd} , C_{ds} le composant peut se schématiser comme ceci :



La prise en compte de l'introduction de l'effet de ces capacités passe par l'utilisation de la matrice $[Y]$. Le calcul de celle-ci donne :

$$[Y] \# \begin{bmatrix} j\omega(C_{gs} + C_{gd} + C_c) & -j\omega(C_{gd} + \frac{C_c}{2}) \\ -j\omega(C_{gd} + \frac{C_c}{2}) & \frac{1}{R_c} + j\omega(C_{gd} + C_{ds}) \end{bmatrix}$$

c) Introductions des impédances Z_g , Z_d et Z_s

Pour introduire de manière simple ces impédances nous passons par la matrice $[Z]$. Nous ne présentons que les résultats du calcul.

$$\text{Re}[Z] \# \begin{bmatrix} R's + R_g + \left(\frac{C_{gd} + C_{ds}}{C_{gs} + C_{gd} + C_c}\right) \cdot R_c & \left(\frac{C_c + 2C_{gd}}{C_{gs} + C_{gd} + C_c}\right) \frac{R_c}{2} + R's \\ R's + \frac{C_c + 2C_{gd}}{C_{gs} + C_{gd} + C_c} \cdot \frac{R_c}{2} & R'd + R's + R_c \end{bmatrix}$$

$$\text{Jm}[Z] \# \begin{bmatrix} j\omega(L_s + L_g) + \frac{1}{j\omega(C_{gd} + C_{gs} + C_{ds})} & jL_{sw} \\ jL_{sw} & j(L_s + L_d)\omega \end{bmatrix}$$

1. Introduction

2. Methodology

3. Results

4. Discussion

5. Conclusion

6. References

7. Appendix

8. Acknowledgements

9. Contact Information

10. Author Biographies

11. Declaration of Interest

12. Funding Sources

13. Data Availability

14. Ethics Approval

15. Supplementary Materials

16. Correspondence

17. Peer Review Process

18. Publication Details

19. Copyright Information

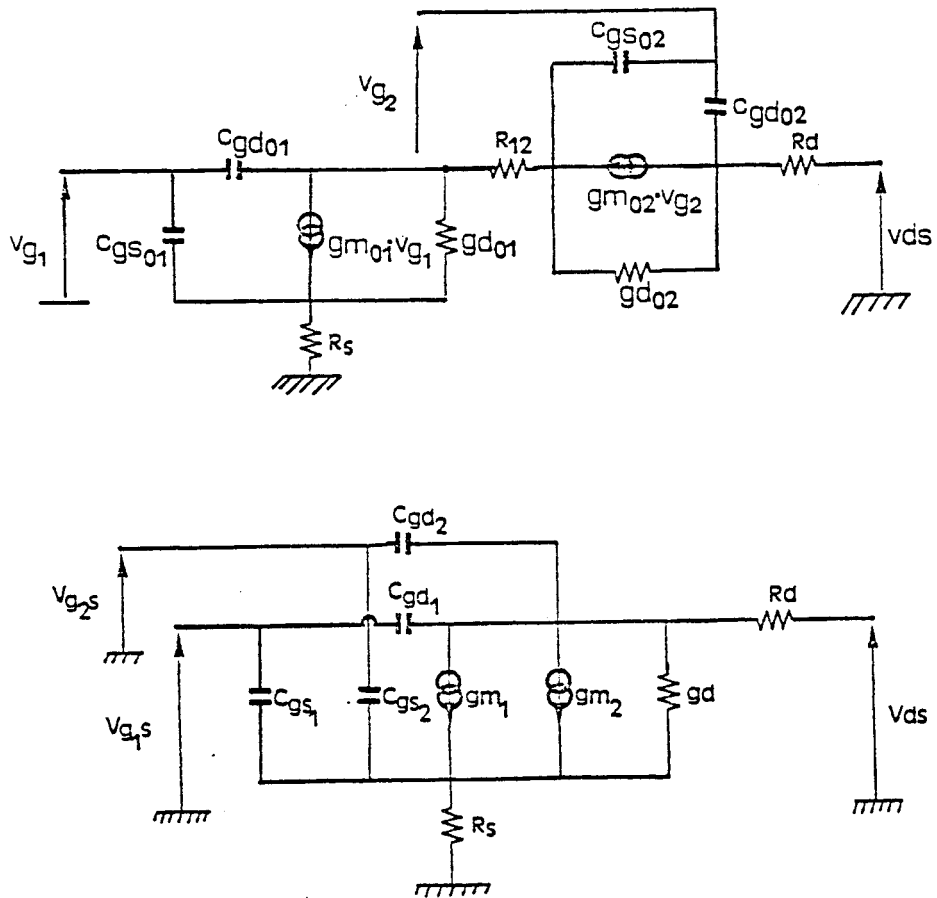
20. Final Remarks

A N N E X E II

Calcul des paramètres petit signal et des performances en amplificateur

Le but de cette annexe est d'exprimer les éléments du schéma électrique extrinsèque en fonction de ceux du schéma électrique intrinsèque.

La figure ci-dessous donne ces deux schémas.



I) Cas où la deuxième grille est à la masse

a) Calcul de la matrice [Y]

Le calcul de la matrice [Y] nécessite les trois équations de circuits suivantes :

$$1 - i_2 = j\omega(Cg_{so1} + Cg_{do1})V_e = j\omega Cg_{do1}e$$

$$2 - V_s = \frac{1}{g_{do2}} [i_s - g_{mo2}e - j\omega Cg_{do2}V_s] - e$$

$$3 - i_s = j\omega Cg_{do2}V_s - (g_{do1} + j\omega Cg_{so2})e + g_{mo1}V_e - (V_e + e)j\omega Cg_{do1}$$

l'exploitation de ces trois équations donne les éléments de la matrice [Y] suivants :

$$Y_{11} = j\omega(Cg_{so1} + Cg_{do1}) + \frac{g_{mo1}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1} + j\omega Cg_{so2}} \cdot j\omega Cg_{do1}$$

$$Y_{12} = -j\omega Cg_{do1} \cdot \frac{g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1} + j\omega Cg_{so2}}$$

$$Y_{21} = \frac{g_{mo2} + g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1} + j\omega Cg_{so2}} \cdot (g_{mo1} - j\omega Cg_{do1})$$

$$Y_{22} = g_{do2} \cdot \frac{g_{do1} + j\omega Cg_{so2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1} + j\omega Cg_{so2}} + j\omega Cg_{do2}$$

b) Détermination des paramètres petit signal extrinsèques à une fréquence comprise entre 0.5 et 1 GHz

Dans cette gamme de fréquence on peut négliger :

- ωCg_{so2} devant $(g_{mo2} + g_{do1} + g_{do2})$ et g_{do1}

- ωCg_{do1} devant g_{mo1}

- ωCg_{do2} devant $\frac{g_{do1} \cdot g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1}}$

Par analogie avec la matrice [Y] d'un monogrillette on peut définir les paramètres petit signal extrinsèques suivants :

$$g_{m1} \approx g_{mo1} \cdot \frac{g_{mo2} + g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1}}$$

$$g_d \approx g_{do1} \cdot \frac{g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1}}$$

$$C_{gd1} \approx \frac{g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1}} \cdot C_{gdol}$$

$$C_{gs1} \approx C_{gsol} + \left[1 + \frac{g_{mo1} - g_{do2}}{g_{mo2} + g_{do1} + g_{do2}} \right] \cdot C_{gdol}$$

c) Détermination des paramètres hautes-fréquences vus entre la première grille et le drain

- Calcul du gain unilatéral "U"

Le gain unilatéral proposé par MASON est donné par

$$U = |y_{21} - y_{12}|^2 / 4(g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21})$$

en posant $\omega_2 = \frac{(g_{mo2} + g_{do2} + g_{do1})}{C_{gso2}}$ on trouve la formule approximative du gain unilatéral, en fonction des éléments du circuit, suivante :

$$U \approx \frac{g_{mo1} \cdot \omega_2}{4\omega_2^2 C_{gdol}} \cdot \left(1 + \frac{g_{mo2}}{g_{do2}} \right)$$

- Détermination de la fréquence maximale d'oscillation : F_{max}

La fréquence maximale d'oscillation est la fréquence pour laquelle le gain unilatéral devient égal à l'unité :

$$F_{max} \approx \frac{1}{4\pi} \frac{g_{mo1} \cdot \omega_2}{C_{gdol}} \cdot \left(1 + \frac{g_{mo2}}{g_{do2}} \right)$$

- Détermination du gain maximum stable G_{ms}

Le gain maximum stable est donné par :

$$G_{ms} = |y_{21}/y_{12}|$$

en remplaçant y_{21} et y_{12} par leurs expressions et en négligeant ωC_{gd1} devant g_{m01} on obtient la formule approximative suivante :

$$G_{ms} \approx \frac{g_{m01}}{\omega C_{gd1}} \cdot \left(1 + \frac{g_{m02}}{g_{d02}}\right)$$

- Détermination du coefficient de stabilité K

Le coefficient de stabilité K est donné par :

$$K = [2g_{11}g_{22} - R(y_{21}y_{12})] / |y_{21}y_{12}|$$

d'où l'expression approximative en fonction des éléments du circuit :

$$K \approx K_{01} + 2\left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^3 \cdot \left(1 + \frac{g_{d01}}{g_{m02} + g_{d02}}\right) / \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^2\right]$$

avec
$$K_{01} \approx \frac{\omega C_{gd1}}{g_{m01}} \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega C_{gd1}}{g_{m01}}\right)^2\right]$$

le coefficient de stabilité intrinsèque propre au premier transistor

- Détermination de la fréquence de transition : F_T

La fréquence de transition est celle pour laquelle on a l'égalité suivante :

$$|y_{11}| = |y_{21}|$$

son expression approximative en fonction des éléments du circuit est

$$F_T = F_1 / \sqrt{1 + \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2}$$

avec $F_1 = g_{m01} / 2\pi C_{gs01}$ la fréquence de transition du premier transistor.

II) Cas où la première grille est à la masse

Le schéma électrique global est similaire à celui d'un monogridde ayant g_{d01} comme admittance de source. On déduit que :

$$g_{m2} = g_{m02} \cdot \frac{g_{d01}}{g_{d01} + g_{d02} + g_{m02}}$$

$$g_d = g_{d02} \cdot \frac{g_{d01}}{g_{d01} + g_{d02} + g_{m02}}$$

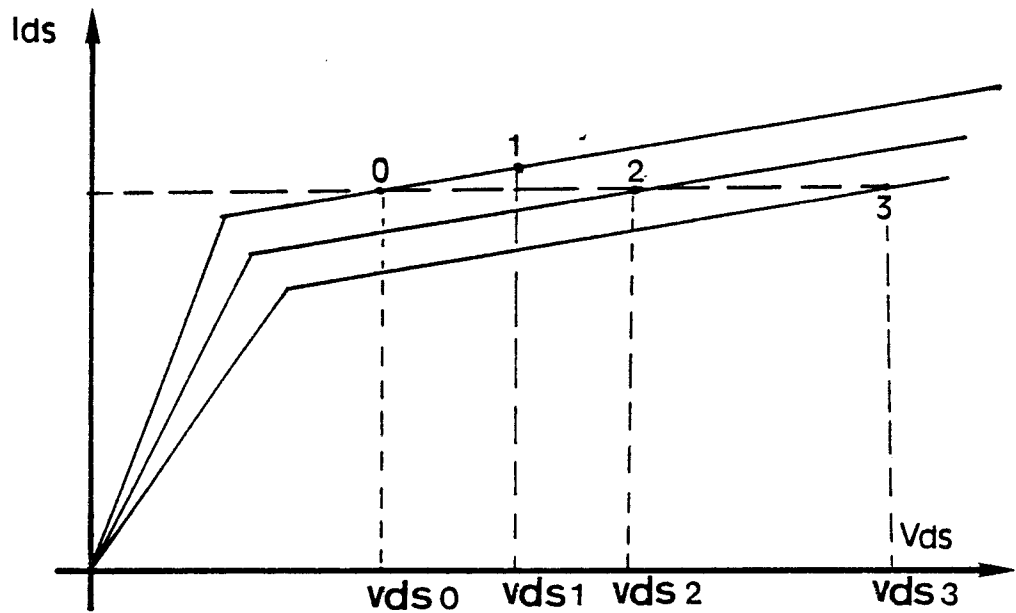
$$C_{gs2} = \frac{g_{d01}}{g_{d01} + g_{d02} + g_{m02}} \cdot C_{gs02}$$

$$C_{gd2} \# C_{gd02}$$

A N N E X E I I I

Méthode numérique pour obtenir les éléments petit signal

Les différentes tensions utilisées sont définies sur la figure ci-dessous.



Appelons Q_{g1} la charge dans la zone désertée sous la première grille, et Q_{g2} celle dans la zone désertée sous la deuxième grille.

Pour avoir les paramètres petit signal intrinsèques et extrinsèques nous avons besoin de quatre points de test que nous définissons de la façon suivante :

Test 0 défini par :

$$I_{ds}(0), V_{g1s}(0), V_{g2s}(0), V_{ds}(0)$$

Test 1 défini par :

$$I_{ds}(1) = I_{ds}(0) + \Delta I_{ds}, V_{g1s}(1) = V_{g1s}(0), V_{g2s}(1) = V_{g2s}(0)$$

Test 2 défini par :

$$I_{ds}(2) = I_{ds}(o), V_{g1s}(2) = V_{g1s}(o) + \Delta V_{g1s}, V_{g2s}(2) = V_{g2s}(o)$$

Test 3 défini par :

$$I_{ds}(3) = I_{ds}(o), V_{g1s}(3) = V_{g1s}(o), V_{g2s}(3) = V_{g2s}(o) + \Delta V_{g2s}$$

A partir de ces quatre points de test les éléments petit signal peuvent être calculés simplement :

1) Elements extrinsèques

$$g_d = \frac{I_{ds}(1) - I_{ds}(o)}{V_{ds}(1) - V_{ds}(o)}$$

$$g_{m1} = g_d \cdot \frac{V_{ds}(2) - V_{ds}(o)}{V_{g1s}(2) - V_{g1s}(o)}$$

$$g_{m2} = g_d \cdot \frac{V_{ds}(3) - V_{ds}(o)}{V_{g2s}(3) - V_{g2s}(o)}$$

$$C_{gd1} = \frac{Q_{g1}(1) - Q_{g1}(o)}{V_{ds}(1) - V_{ds}(o)}$$

$$C_{gs1} = \frac{Q_{g1}(2) - Q_{g1}(o) - C_{gd1} \cdot (V_{ds}(2) - V_{ds}(o) + V_{g1s}(2) - V_{g1s}(o))}{V_{g1s}(2) - V_{g1s}(o)}$$

$$C_{gd2} = \frac{Q_{g2}(1) - Q_{g2}(o)}{V_{ds}(1) - V_{ds}(o)}$$

$$C_{gs2} = \frac{Q_{g2}(3) - Q_{g2}(o) - C_{gd2} \cdot (V_{ds}(3) - V_{ds}(o) + V_{g1s}(3) - V_{g2s}(o))}{V_{g2s}(3) - V_{g2s}(o)}$$

2) Eléments intrinsèques

$$g_{d01} = \frac{I_{ds}(1) - I_{ds}(o)}{V_{d1}(1) - V_{d1}(o)}$$

$$g_{d02} = \frac{I_{ds}(1) - I_{ds}(o)}{V_{d2}(1) - V_{d2}(o)}$$

$$g_{m01} = g_{d01} \cdot \frac{V_{d1}(2) - V_{d1}(o)}{V_{g1}(2) - V_{g1}(o)}$$

$$g_{m02} = g_{d02} \cdot \frac{V_{d2(3)} - V_{d2(0)}}{V_{g2(3)} - V_{g2(0)}}$$

$$C_{gd01} = \frac{Q_{g1(1)} - Q_{g1(0)}}{V_{d1(1)} - V_{d1(0)}}$$

$$C_{gd02} = \frac{Q_{g2(1)} - Q_{g2(0)}}{V_{d2(1)} - V_{d2(0)}}$$

$$C_{gs01} = \frac{Q_{g1(2)} - Q_{g1(0)} - C_{gd01} \cdot (V_{d1(2)} - V_{d1(0)} + V_{g1(2)} - V_{g1(0)})}{V_{g1(2)} - V_{g1(0)}}$$

$$C_{gs02} = \frac{Q_{g2(3)} - Q_{g2(0)} - C_{gd02} \cdot (V_{d2(3)} - V_{d2(0)} + V_{g2(3)} - V_{g2(0)})}{V_{g2(3)} - V_{g2(0)}}$$



RESUME

Le transistor à effet de champ bigrille à dimensions submicroniques a permis la réalisation de fonctions plus complexes dans le domaine des microondes.

L'étude des propriétés d'un tel composant nécessite d'une part, un modèle physique qui tient compte correctement des nouveaux phénomènes qui apparaissent tels que la dynamique non-stationnaire des porteurs et les effets bidimensionnels qui deviennent très importants. Ce modèle doit être simple afin de permettre une étude systématique de la structure.

D'autre part, cette étude nécessite une méthode de caractérisation correcte permettant de mettre en évidence les performances microondes et par conséquent, les applications possibles de ce composant.

MOTS CLES

- TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP BIGRILLE
- SIMULATION NUMERIQUE UNIDIMENSIONNELLE
- OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE
- CARACTERISATION
- AMPLIFICATION A GAIN CONTROLE
- DETECTION SYNCHRONE