

50376  
1991  
136

66 362

50376  
1991  
136

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
NOMENCLATURE DES NOTATIONS UTILISEES	3

CHAPITRE I

LES COMPOSANTES FONDAMENTALES DU BRUIT DE FOND

I- INTRODUCTION	5
II- LES DIFFERENTES SOURCES DE BRUIT	7
II-1 Bruit de grenaille	7
II-2 Bruit de génération recombinaison	8
II-3 Bruit en 1/f	9
III- CARACTERISATION DES PHENOMENES DE BRUIT ET QUANTITES FONDAMENTALES	10
III-1 Densités spectrales et température équivalente de bruit	10
III-2 Facteur de bruit	11
III-3 Bruit de diffusion	12
III-4 Coefficient de diffusion	13
III-4-1 Technique du temps de vol	14
A- point de vue expérimental	



B- point de vue théorique	
III-4-2 Obtention du coefficient de diffusion par le bruit	16
A- point de vue expérimental	
B- Point de vue théorique	
IV- RAPPEL DES TECHNIQUES DE MESURE DE BRUIT POUR UN DIPOLE	18
V- LA METHODE DU CHAMP D'IMPEDANCE	20
VI- ETAT DE L'ART	20

## CHAPITRE II

### TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DE BRUIT

I- DISPOSITIF EXPERIMENTAL	23
II- PRESENTATION DU BANC DE MESURE	24
III- PRINCIPE DE LA METHODE SANS ADAPTATION	24
IV- FONCTIONNEMENT DU MEASUREUR DE BRUIT	28

## CHAPITRE III

### TECHNIQUE DE CALCUL DE LA PUISSANCE DE BRUIT

I- INTRODUCTION	30
II- FONCTIONNEMENT DE L'HETEROJONCTION	30
III- POSSIBILITES DE MODELISATION DES COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS	31
IV- MODELE DE CONTROLE DE CHARGE	33
IV-1 Obtention du courant	33
IV-2 Calcul du potentiel local au point x du canal	36
IV-3 Limites de la modélisation	37
V- MODELISATION DU BRUIT	37
V-1 Introduction	
V-2 Définitions	38
V-3 Equations régissant le modèle de bruit	38
V-4 Température équivalente de bruit	41

## CHAPITRE IV

### ETUDE DU BRUIT DANS LES ZONES D'ACCES

I- INTRODUCTION	43
II- ORIGINE DE LA RESISTANCE D'ACCES DE SOURCE DANS LES TEGFETs	44
III- METHODE EXPERIMENTALE D'APPROCHE PAR L'ETUDE D'UNE ECHELLE DE RESISTANCES	45
IV- APPROCHE EXPERIMENTALE	46
V- APPROCHE THEORIQUE	47
VI- COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE	49
VI- CONCLUSION	50

## CHAPITRE V

### ETUDE DU BRUIT DANS UN TEGFET

I- CARACTERISATION CONTINUE ET BASSE FREQUENCE	51
I-1 Description du transistor utilisé	51
I-2 Caractéristiques statiques	53
I-3 Comparaison théorie-expérience	53
II- DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT	

II-1 Introduction	53
II-2 Principe de la méthode	54
II-2-1 Détermination des éléments d'accès	55
II-2-2 Détermination des éléments intrinsèques	56
II-3 CONCLUSION	56
<b>III- RESULTATS EXPERIMENTAUX DU BRUIT DANS LE TRANSISTOR TEGFET</b>	
III-1 Introduction	57
III-2 Résultats expérimentaux	57
III-3 Confrontation théorie-expérience	58

## CHAPITRE VI

### BRUIT DE DIFFUSION DANS LES MISFETs AlGaAs-GaAs

I- INTRODUCTION	61
II- PRESENTATION DU MISFET ETUDIE	61
III- RESULTATS DES MESURES SUR LES MISFETs. COMPARAISON AVEC LE TEGFET	62
IV- INTERPRETATION DU BRUIT DANS LE MISFET PAR LE TRANSFERT EN ESPACE REEL	63
V- CONCLUSION	65
CONCLUSION GENERALE	66

ANNEXE1

68

CALCUL DU CHAMP D'IMPEDANCE

ANNEXE2

73

METHODE DE MODELISATION DU BRUIT DANS UN TEGFET

ANNEXE3

79

MODELISATION DE LA ZONE D'ACCES DE SOURCE

BIBLIOGRAPHIE

83

## INTRODUCTION

Dans ce travail, nous nous proposons d'étudier les phénomènes physiques de bruit dans les composants à hétérojonctions III-V comme les TEGFETs et les MISFETs. Seule une étude approfondie et une connaissance aussi précise que possible des matériaux utilisés peuvent permettre la modélisation correcte des caractéristiques du premier ordre dans les dispositifs avant d'effectuer celle du bruit. Ici nous nous intéressons essentiellement au bruit de diffusion qui dans les dispositifs utilisés en très haute fréquence devrait être la seule source de bruit qui subsiste (au delà d'au moins 1 GHz). Il se trouve que malgré une très abondante littérature qui traite des performances de bruit dans les composants à effet de champ en haute fréquence, il reste encore des zones d'incertitude, en particulier, pour ce qui concerne les coefficients de diffusion dans les couches d'électrons à deux dimensions. Ces paramètres trouvent leur importance dans le fait qu'ils mesurent l'ampleur des sources de bruit de diffusion dans les composants. Outre cela, cependant, les coefficients de diffusion sont des paramètres essentiels de la physique de transport. En outre, en champ élevé, on reste encore dans une grande incertitude en ce qui concerne leur évolution. Ce travail, essentiellement expérimental, cherchera à apporter non une solution, mais à montrer une méthode d'approche possible en vue de mieux préciser le comportement de ces coefficients.

Nous commencerons cette étude (chapitre I) par une description générale des différentes sources de bruit existant dans les composants semiconducteurs comme par exemple, le bruit de grenaille, le bruit en  $1/f$ , le bruit de génération et de recombinaison (appelé aussi bruit G-R) et le bruit de diffusion (appelé bruit thermique à l'équilibre thermodynamique).

Nous expliquerons ensuite la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés au bruit de diffusion. Nous reviendrons largement sur les différentes méthodes de calcul et de mesure des coefficients de diffusion.

Dans le deuxième chapitre, nous parlerons du dispositif expérimental et de la méthode de mesure adoptée tout en commentant les avantages et les inconvénients.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation du bruit dans les TEGFETs. Le modèle utilisé est celui de Pucel (1974) avec cependant les modifications nécessaires pour l'adapter au TEGFET. Une confrontation théorie expérience concernant les caractéristiques statiques  $I(V)$  nous permet de valider le modèle car il est totalement illusoire de prétendre modéliser le bruit tant qu'on est pas capable de modéliser avec une bonne précision les caractéristiques du premier ordre.

Pour mener à bien cette modélisation, il a fallu tenir compte des paramètres extrinsèques pour ne mesurer que le bruit du canal formé par le gaz d'électrons bidimensionnels. Parmi ces paramètres, la résistance d'accès de source est celle qui dans le contexte de ce travail joue le rôle le plus important.

Le quatrième chapitre est donc réservé à l'étude du bruit dans les zones d'accès du transistor. Pour cela une approche expérimentale est mise au point ainsi qu'une approche théorique inspirée des travaux de Lee et Crowell (1985).

La synthèse de ce travail est illustrée dans le cinquième chapitre. Il s'agit de la détermination du coefficient de diffusion à partir de notre modèle de bruit. Nous essayerons dans la mesure du possible d'interpréter les résultats obtenus en nous appuyant sur les travaux déjà effectués dans ce domaine, comme la méthode de Monte-Carlo qui sera surtout pour nous une source de discussion.

La dernière partie de ce travail est consacrée à un autre type de transistor à effet de champ à hétérojonction: il s'agit du MISFET AlGaAs-GaAs. Des constatations expérimentales particulières à ce composant seront discutées, comme par exemple l'existence d'un bruit qui serait lié au transfert des électrons dans la couche AlGaAs.

## NOMENCLATURE DES NOTATIONS UTILISEES

- $\alpha$ : constante d'électrons chauds (Beachtold, 1972).  
 $d$ : épaisseur de la couche active.  
 $\Delta d$ : distance moyenne de la couche d'électrons dans le puits de potentiel par rapport à l'hétérojonction.  
 $d_i$ : épaisseur de l'espaceur "spacer".  
 $dx_o$ : longueur d'une tranche dans le canal conducteur.  
 $D(x)$ : coefficient de diffusion  
 $\Delta f$ : bande de fréquence de mesure.  
 $\Delta E_c$ : discontinuité de bande de conduction.  
 $E_c$ : champ électrique critique.  
 $E(x)$ : champ électrique local au point  $x$  du canal.  
 $\epsilon$ : permittivité de la couche AlGaAs.  
 $\Phi_b$ : hauteur de barrière du contact Schottky.  
 $f_c$ : fréquence de coupure.  
 $g_m$ : transconductance statique.  
 $I_d$ : courant de drain.  
 $I_{gs}$ : courant grille-source en direct.  
 $k_B$ : constante de Boltzmann.  
 $L_g$ : longueur de grille.  
 $\mu$ : mobilité du canal conducteur.  
 $\mu_o$ : mobilité ohmique.  
 $n_s(x)$ : densité surfacique de charges au point  $x$  du canal conducteur.  
 $N_d$ : dopage de la couche active AlGaAs.  
 $q$ : charge élémentaire.  
 $r_d$ : résistance dynamique.  
 $R_s$ : résistance d'accès de source.  
 $R_d$ : résistance d'accès de drain.  
 $R_g$ : résistance d'accès de grille.  
 $R_c$ : résistance du canal.  
 $S_i$ : densité spectrale en courant.  
 $S_v$ : densité spectrale en tension.  
 $\sigma(x)$ : conductivité au point  $x$  du canal.  
 $T_b$ : température équivalente de bruit.  
 $T_e$ : température électronique.  
 $T_o$ : température du composant.  
 $v(E(x))$ : vitesse de dérive des électrons dans le canal.

$\overline{v_d^2}$ : carré moyen de la tension de bruit du drain

$\overline{\Delta v^2}$ : fluctuation locale de bruit.

$V_d$ : tension continue du drain.

$V_{gs}$ : tension continue de grille.

$V(x)$ : potentiel local au point  $x$  du canal.

$V_p$ : tension de pincement.

$V_{off}$ : tension de seuil.

$W$ : largeur de la grille.

$x_{Al}$ : pourcentage d'aluminium.

## CHAPITRE I

### LES COMPOSANTES FONDAMENTALES DU BRUIT DE FOND

#### I-INTRODUCTION

Les différentes sources de bruit que nous pouvons rencontrer dans un composant sont :

- le bruit en  $1/f$ .
- le bruit de grenaille.
- le bruit de génération-recombinaison.
- le bruit de diffusion qui se réduit au bruit thermique pour un système à l'équilibre.

Selon les conditions de travail (bande de fréquence, application d'un champ ou non), on peut rencontrer l'une ou l'autre des sources de bruit.

Dans ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement au bruit de diffusion, mais ceci ne nous empêche pas de rappeler quelques notions préliminaires sur la nature des autres sources de bruit.

Considérons un barreau semiconducteur homogène de longueur  $L$  mesuré suivant l'axe  $O\vec{x}$ , avec deux contacts ohmiques à ses extrémités, de types  $N^+$ , de sorte que la population des trous puisse être négligée.

Désignons par  $n$  la densité d'électrons,  $\vec{J}_n$  le vecteur densité de courant,  $G_n$  et  $R_n$  les densités d'électrons qui, respectivement, par unité de volume et par seconde, arrivent dans la bande de conduction ou en partent. Les quantités  $n$ ,  $\vec{J}_n$ ,  $G_n$  et  $R_n$  sont des fonctions du point  $M$  dans le volume du semiconducteur et du temps  $t$ .

L'équation de conservation des électrons est donnée par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{I-1})$$

En intégrant cette équation locale sur tout le volume du semiconducteur et en supposant le courant parallèle à l'axe du barreau, il vient :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left( \frac{I_2 - I_1}{q} \right)_c + \left( \frac{I_2 - I_1}{q} \right)_d + G_{nt} - R_{nt} \quad \text{I-2)}$$

avec  $N$  la population totale d'électrons libres dans le barreau,  $I_2$  et  $I_1$  sont respectivement les courants de diffusion (indice d) ou de conduction (indice c), collectés sur l'une des électrodes ou injectés à l'autre électrode,  $G_{nt}$  et  $R_{nt}$  sont les taux de génération et de recombinaison par unité de temps pour tout le volume du barreau.

Les trois termes du second membre de l'équation (I-2), chacun nul en régime permanent, fluctuent avec le temps autour de leur valeur moyenne et sont chacun la source d'une composante de bruit bien distincte.

- Le premier terme, indice c, qui représente les fluctuations de la fraction des porteurs assurant le courant de conduction est non nul uniquement à cause de la structure granulaire, électron par électron, du courant électrique; il cause un effet de grenaille.

- Le deuxième terme, indice d, lié à la diffusion des porteurs qui traduit leur agitation thermique, c'est-à-dire les fluctuations de la direction des vitesses électroniques à chaque collision, crée la composante de bruit thermique ou de diffusion.

- Le dernier terme montre explicitement que le nombre de porteurs fluctue au gré des processus de génération et de recombinaison, d'où une fluctuation correspondante du courant et apparition d'un bruit de génération recombinaison.

Le temps de relaxation  $\tau_r$  (temps moyen entre deux collisions), la durée de vie du porteur  $\tau_v$  et le temps de transit interélectrodes  $\tau_t$  jouent un rôle direct pour classer ces composantes entre elles ainsi qu'il suit:

a)  $\tau_t \ll \tau_r \ll \tau_v$  représente le bruit de grenaille : la collection est faite sans que le porteur ait une chance de se recombiner ou de subir des collisions (figure I-1-a ).

# TRAJECTOIRE D'UN ELECTRON EN PRESENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE

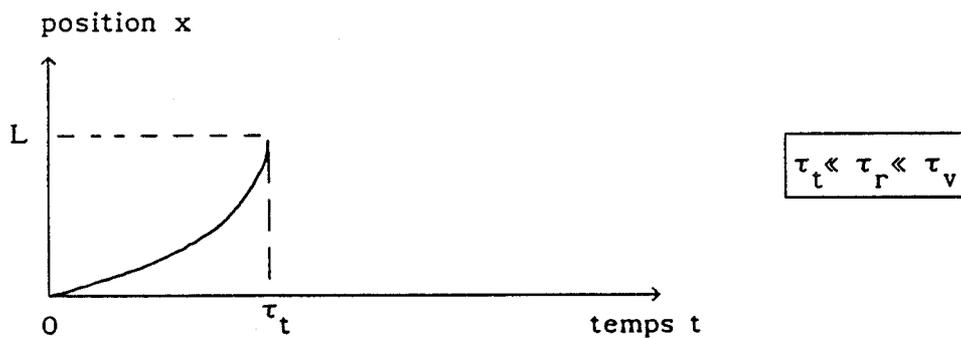


Figure I-1a: sans collision

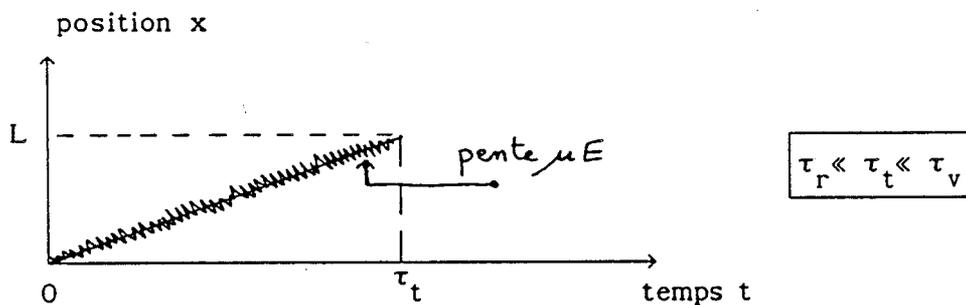


Figure I-1b: avec collisions diffusantes

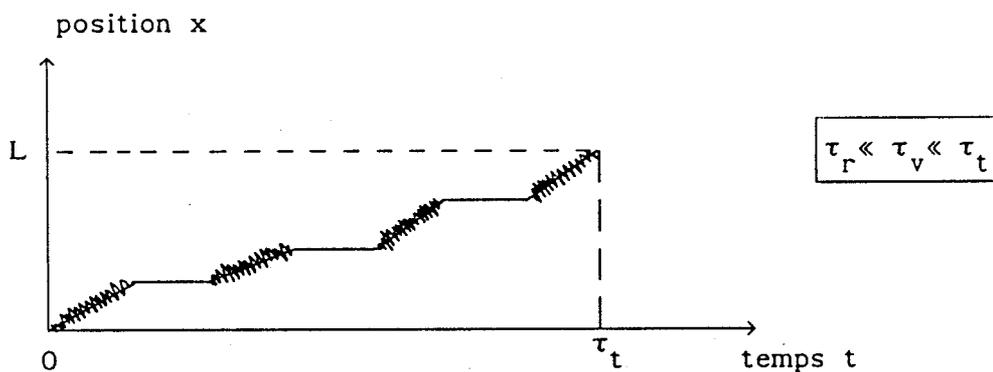


Figure I-1c: avec collisions et processus G-R

b)  $\tau_r \ll \tau_t \ll \tau_v$  représente le bruit thermique : durant le transit il y a de nombreuses collisions. Cette composante subsiste en l'absence de champ électrique, donc en l'absence de notion de temps de transit ( figure I-1-b ).

c)  $\tau_r \ll \tau_v \ll \tau_t$  représente le bruit thermique et le bruit de génération-recombinaison : en plus du bruit thermique, les captures aléatoires des paires électrons-trous sur les centres recombinants ainsi que la génération dans les bandes de conduction et de valence durant le temps de transit, produisent un bruit de génération-recombinaison ( figure I-1-c ).

## II- LES DIFFERENTES SOURCES DE BRUIT

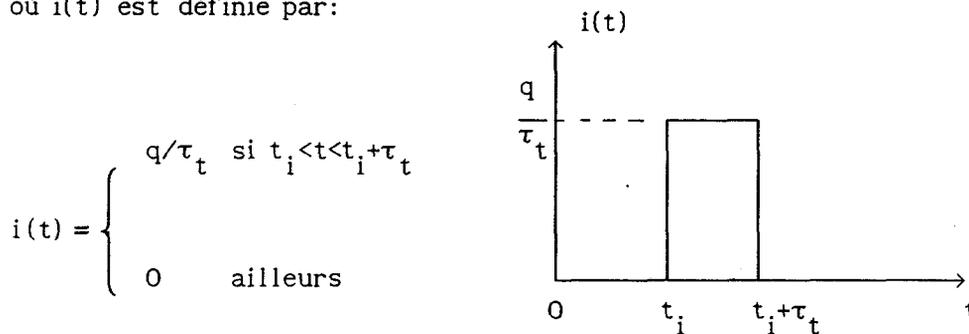
### II-1 Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille résulte de la superposition d'un grand nombre de perturbations survenant à des instants pris au hasard. c'est par exemple le cas de l'arrivée d'électrons sur la plaque d'un tube à vide.

Imaginons une diode fonctionnant selon le principe du tube à vide, le courant total dans la diode s'écrit sous la forme:

$$I(t) = \sum_{t_i} i(t-t_i) \quad \text{I-3}$$

où  $i(t)$  est définie par:



$S_i(f)$  est définie comme étant la densité spectrale en courant. Par ailleurs on montre que pour un tel processus on a:

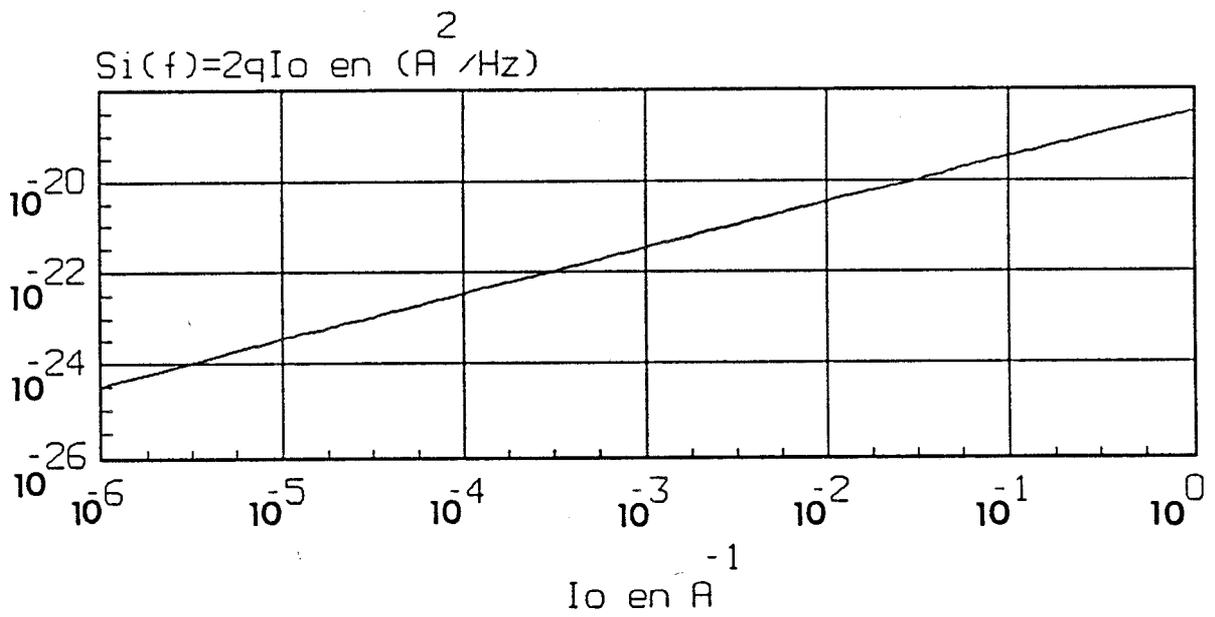


Figure I-2: Densité spectrale du courant de grenaille

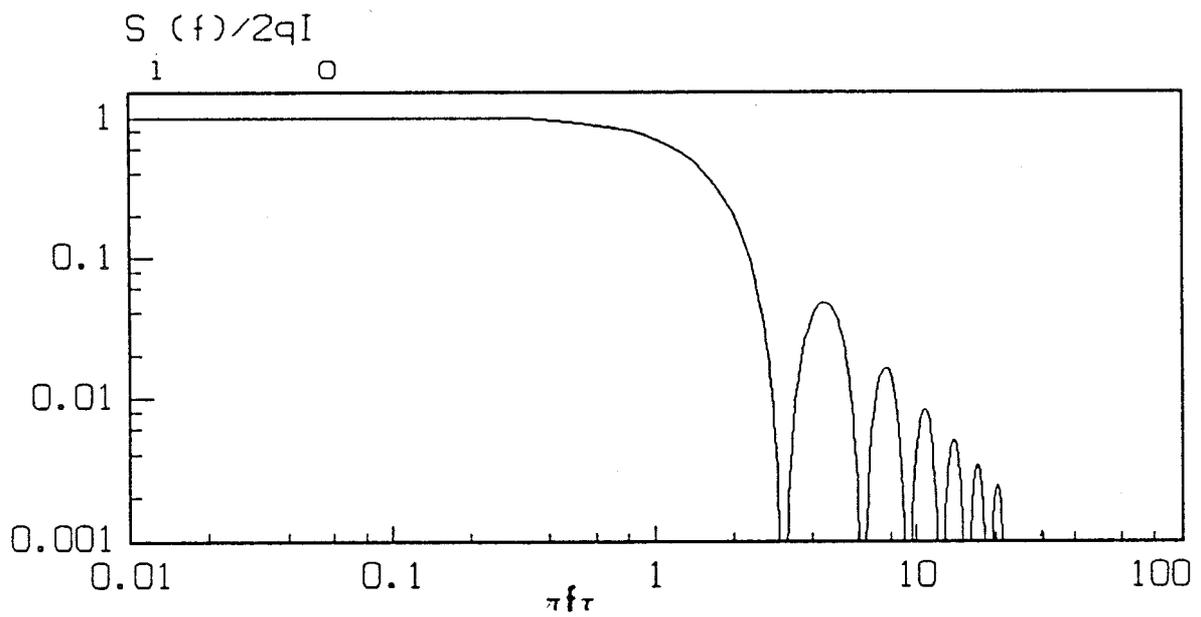


Figure I-3: Densité spectrale du courant de grenaille  
influence du temps de transit

$$S_i(f) = 2\lambda |F(\omega)|^2 \quad \text{I-4}$$

où  $F(\omega)$  est la transformée de Fourier du courant  $i(t)$ : ( $\omega = 2\pi f$ )

$$F(\omega) = \int_0^{\infty} i(t)e^{-j\omega t} dt = \int_0^{\tau_t} i(t)e^{-j\omega t} dt \quad \text{I-5}$$

et  $\lambda$  est le nombre d'électrons émis par seconde.

$$I(t) = I_0 + i(t) \quad \text{et} \quad I_0 = \lambda q$$

$$F(\omega) = \frac{q}{j\omega\tau_t} \left( 1 - e^{-j\omega\tau_t} \right) \quad \text{I-6}$$

$$|F(\omega)|^2 = q^2 \left( \frac{\sin\left(\frac{\omega\tau_t}{2}\right)}{\left(\frac{\omega\tau_t}{2}\right)} \right)^2 \quad \text{I-7}$$

$$S_i(f) = 2qI_0 \left( \frac{\sin(\pi f\tau_t)}{\pi f\tau_t} \right)^2 \quad \text{I-8}$$

quand la fréquence tend vers 0 on obtient  $S_i(f) = 2qI_0$ , c'est la formule de Schottky (figure I-2). Sur la figure (I-3) sont représentées les fonctions,  $S_i(f)/(2qI_0)$  correspondant à la relation I-8 en fonction de la variable  $\pi f\tau_t$ .

Le temps de transit ne fait sentir son effet que dans le domaine  $\pi f\tau_t > 1$ . Par suite plus le temps de transit augmente, plus le domaine d'existence de l'effet de grenaille  $\left( 0 < f < \pi^{-1}\tau_t^{-1} \right)$  se rétrécit.

## II-2 Bruit de génération recombinaison

Le bruit de génération-recombinaison dans un semi-conducteur est dû à la variation des porteurs, soit par un processus extrinsèque (injection de porteurs par exemple), soit par un processus intrinsèque lié par exemple, au piégeage sur des centres plus ou moins profonds (niveaux d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin).

Les fluctuations du courant sont directement contrôlées par les fluctuations du nombre de porteurs libres. Dans le cas le plus favorable, les transitions électrons-trous se font par un processus bien précis.

Les densités spectrales des porteurs sont proportionnelles à:

$$\frac{\tau_v^2}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau_v^2}$$

où  $\tau_v$  est la durée de vie des porteurs pour ce processus. Le spectre est plat en basse fréquence et décroît en  $f^{-2}$  au dessus de  $f_0 = (2\pi\tau_v)^{-1}$ .

### II-3 Bruit en 1/f

Ces bruits en 1/f se manifestent le plus souvent en basse fréquence et se caractérisent par un spectre en puissance variant avec la fréquence de la forme  $f^{-\beta}$  où  $\beta$  peut être compris entre 0.5 et 1.6.

Toutes les sources donnant lieu à fluctuation peuvent être à l'origine des bruits en 1/f. Ils constituent un moyen puissant d'investigation des imperfections présentes dans un composant et les diverses lois de bruit en 1/f sont en général représentatives de phénomènes particuliers (Hooge, 1981; Van der Ziel, 1987; Van Vliet, 1991).

Par exemple le bruit en  $1/f^{1.5}$  (appelé aussi bruit de diffusion) trouve sa source par des phénomènes de diffusion d'ions dans les composants. On peut aussi montrer que l'interaction de particules libres avec un spectre continu de pièges donne lieu à l'apparition de bruit en 1/f (Van der Ziel, 1987). Ces bruits en 1/f se manifestent par des interactions en général très lentes et les fréquences caractéristiques sont en général très inférieures à celles où nous allons effectuer nos propres études (typiquement le bruit en 1/f n'existe plus au delà de quelques dizaines de kHz).

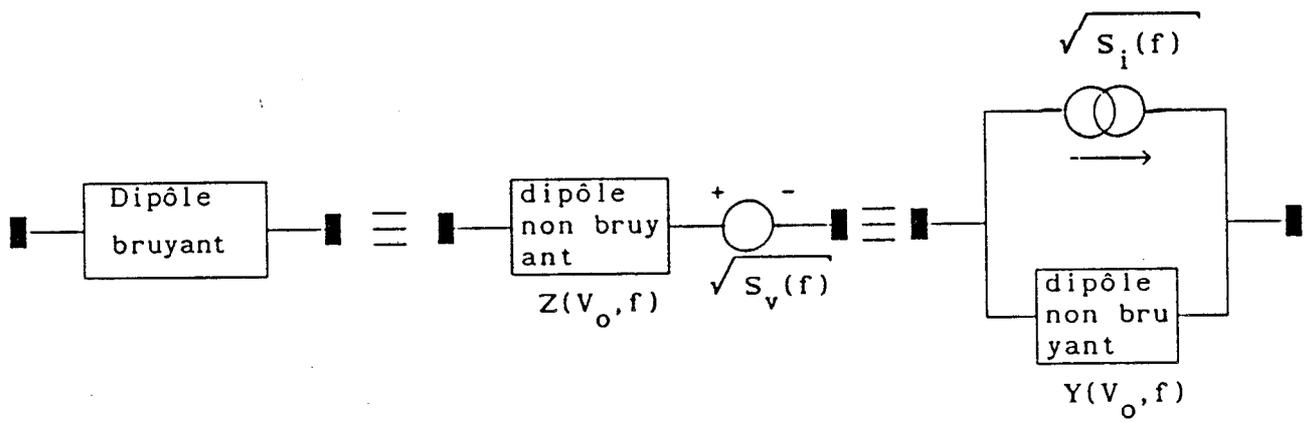


Figure I-4: équivalence série et parallèle d'un dipôle bruyant

### III- CARACTERISATION DES PHENOMENES DE BRUIT ET QUANTITES FONDAMENTALES

#### III-1 Densités spectrales et température équivalente de bruit

Un dipôle bruyant d'impédance différentielle  $Z(f)$  (autour d'un point de polarisation) peut être représenté par l'association d'un dipôle non bruyant d'impédance  $Z(f)$ , soit en série avec un générateur de tension de densité spectrale  $S_v(f)$ , soit en parallèle sur un générateur de courant de bruit de densité spectrale  $S_i(f)$  (voir figure I-4):

$$Z(V_o, f) = R(V_o, f) + jX(V_o, f)$$

Les formules de Nyquist donnent:

$$\overline{e^2} = 4k_B T_b R(V_o, f) \Delta f = S_v(V_o, f) \Delta f \quad (\text{représentation série})$$

$$\overline{i^2} = 4k_B T_b \mathcal{R}_e \left( \frac{1}{Z(V_o, f)} \right) \Delta f = S_i(V_o, f) \Delta f \quad (\text{représentation parallèle})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  
 $T_b$  est la température de bruit équivalente du dipôle,  
 $\Delta f$  est la bande de fréquence de mesure.

On montre que les densités spectrales sont reliées par le module au carré de l'impédance différentielle:

$$S_v(V_o, f) = |Z(V_o, f)|^2 S_i(V_o, f) \quad (\text{Théorème de Langevin})$$

La température équivalente de bruit est par définition celle à laquelle il faudrait porter un dipôle fictif, de même impédance différentielle  $Z(V_o, f)$  et qui fournirait la même puissance de bruit mesurée.

### III-2 Facteur de bruit

Lors de la conception d'un amplificateur par exemple, un des problèmes à résoudre est de minimiser le bruit ajouté par les divers éléments de l'amplificateur. De façon très simple la puissance disponible à la sortie du dispositif est donnée par:

$$N_s = N_a + N_e G$$

où  $N_e$  est la puissance de bruit à l'entrée,  $G$  est le gain en puissance et  $N_a$  le bruit ajouté par l'amplificateur. Le bruit propre de l'amplificateur contribue donc à une dégradation du rapport signal sur bruit. Cette dégradation est le plus souvent caractérisée par le facteur de bruit défini par:

$$F = \frac{(S/N)_e}{(S/N)_s}$$

Dans cette expression  $(S/N)_e$  et  $(S/N)_s$  sont les rapports signal sur bruit à l'entrée et à la sortie de l'étage amplificateur.

Dans le cas du transistor à effet de champ nous rappelons les formules de base dues à Van der Ziel (1962, 1963) et couramment utilisées:

$$\overline{i_d^2} = 4 k_b T g_m P \Delta f \quad (\text{source de bruit de drain})$$

$$\overline{i_g^2} = 4 k_b T \frac{C_{gs}^2 \omega^2}{g_m} R \Delta f \quad (\text{source de bruit de grille})$$

ce qui permet d'écrire:

$$F = 1 + \alpha f \quad (\text{facteur de bruit})$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{2 \omega C_{gs}}{g_m} \sqrt{PR (1-C)^2}$$

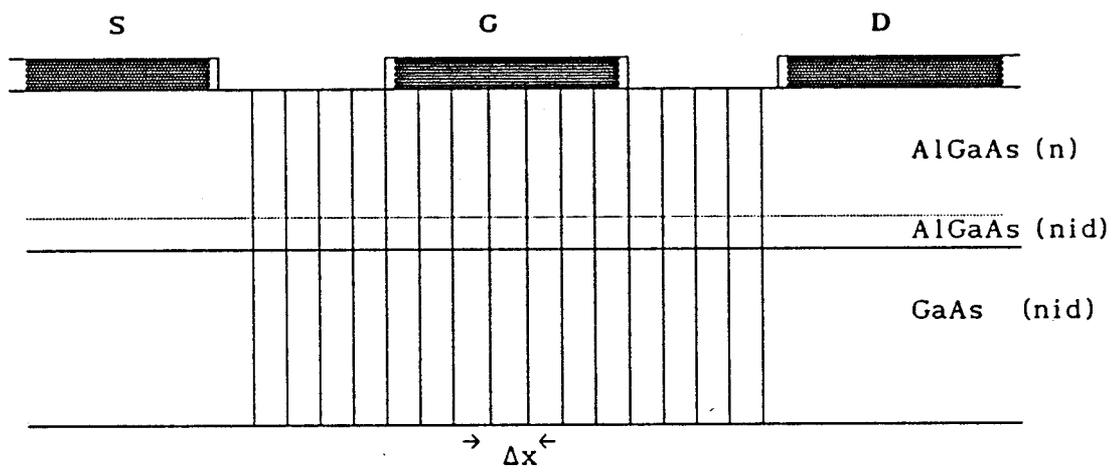


Figure I-5 :structure d'un transistor à effet de champ à hétérojonction.

et

$$C = \frac{\overline{i_g^* i_d}}{\sqrt{\overline{i_d^2} \overline{i_g^2}}}$$

est le coefficient de corrélation des fluctuations du courant de grille et du courant de drain.

Dans ces expressions  $T$  représente la température,  $g_m$  la transconductance et  $C_{gs}$  la capacité grille-source.  $P$  et  $R$  sont deux coefficients sans dimension dépendant de la polarisation (Van der Ziel 1962, 1963).

A titre d'exemple nous pouvons citer en référence quelques auteurs qui ont approfondi les recherches dans ce domaine. Ainsi nous pouvons citer Beachtold (1971, 1972), Pucel (1974), Graffeuil (1977) sur la base du modèle de Grebenne et Gandhi (1969), enfin et plus récemment Brookes (1986) qui a repris la même méthode dans le cas du TEGFET et a pu montrer la prédominance du bruit thermique à température ambiante.

### III-3 Bruit de diffusion

Le bruit de diffusion est dû à la fluctuation des vitesses de porteurs dans un système physique. A l'équilibre thermodynamique il est appelé bruit thermique. Ce bruit est prédominant en haute fréquence. En effet le temps de corrélation des vitesses est très petit (inférieur à  $10^{-12}$ s) dans les semiconducteurs usuels (Nougier, 1972; Jacoboni, 1984).

Considérons un transistor à effet de champ (figure I-5), la densité spectrale de courant de bruit dans une tranche du canal est donnée par Van der Ziel (1962):

$$S_i(x) = \frac{4 q^2 S(x) n(x) D(x)}{\Delta x} \quad (I-9)$$

où  $S(x)$  est la section de la tranche  $\Delta x$ ,

$\Delta x$  est la largeur de la tranche,

$n(x)$  est la densité de porteurs,

$D(x)$  est un coefficient de diffusion,

$q$  est la charge de l'électron.

D'autre part,  $\sigma(x)=q\mu n(x)$  étant la conductivité dans la tranche  $\Delta x$  du canal, on obtient à l'équilibre et avec l'équation d'Einstein:

$$S_i(x) = \frac{4 k_b T_0 S(x) \sigma(x)}{\Delta x} \quad (\text{loi de Nyquist}) \quad (I-10)$$

où  $T_0$  est la température dans la tranche considérée.

Il est bien évident que ces effets microscopiques locaux (fluctuations de vitesses) vont induire des fluctuations locales du courant dans le circuit extérieur.

### III-4 Coefficient de diffusion

La connaissance du coefficient de diffusion présente un grand intérêt sur le plan fondamental aussi bien que sur le plan appliqué.

Du point de vue des applications le coefficient de diffusion permet la modélisation des dispositifs, en utilisant par exemple la méthode du champ d'impédance (Shockley, 1966) permettant ainsi le calcul des spectres de bruit.

Du point de vue de la physique fondamentale, le coefficient de diffusion peut être obtenu en utilisant les techniques numériques comme la méthode de Monte-Carlo (Kaszynski, 1979) ce qui sert de base de données pour les simulations de composants.

Comparant les résultats théoriques et expérimentaux, quand ils existent, il est possible d'obtenir des renseignements sur les mécanismes physiques dans les composants, mais aussi sur la dynamique électronique des matériaux utilisés.

On distingue dans la littérature deux types de coefficients de diffusion liés, l'un à l'étalement d'un paquet de porteurs injectés en un point du semiconducteur, l'autre à la corrélation des fluctuations des vitesses des porteurs. Ces deux concepts ont donné lieu à deux techniques expérimentales distinctes. Dans le premier cas on détermine le coefficient de diffusion  $D(E)$  par la mesure des caractéristiques (amplitudes, temps de montée, temps de descente) du courant induit par les porteurs injectés. Dans le deuxième cas

on le déduit d'une mesure de bruit.

Comme toujours, ces deux techniques présentent à la fois des avantages et des inconvénients.

### III-4-1 Mesure du coefficient de diffusion par la technique du temps de vol

#### A- Point de vue expérimental

Dans l'expérience de temps de vol on utilise des échantillons non dopés assez épais munis de deux contacts pour donner une structure semblable à une diode PIN afin de favoriser la propagation dans la zone neutre de l'un ou l'autre type de porteurs. Le matériau du composant doit être de très haute pureté afin d'éviter les phénomènes de piégeage et d'obtenir un temps de réponse correct de l'échantillon. Des paires électron-trous peuvent être créées au voisinage du contact P par un faisceau laser par exemple. Le composant étant polarisé en inverse (tension négative au contact P) les électrons sont entraînés vers l'autre électrode (polarisé positivement) tandis que les trous sont aspirés directement dans la partie P (voir figure I-6). Durant leur transit dans l'échantillon les porteurs créent dans le circuit extérieur un courant induit dont les caractéristiques sont liées soit à la vitesse de dérive (durée moyenne de l'impulsion du courant), soit au coefficient de diffusion (temps de montée et de descente de l'impulsion du courant mesurée).

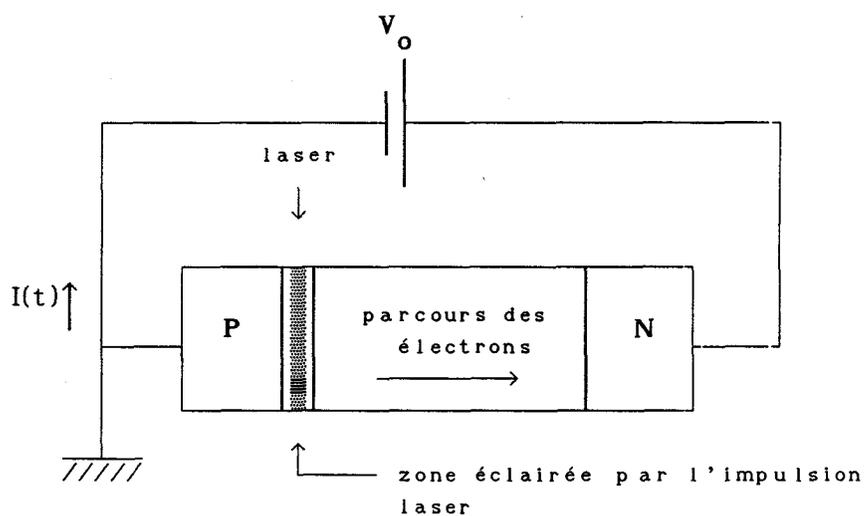


Fig I-6: technique de temps de vol - schéma expérimental

EFFET DE LA DIFFUSION LONGITUDINALE ET TRANSVERSALE SUR UN PAQUET DE PORTEURS.

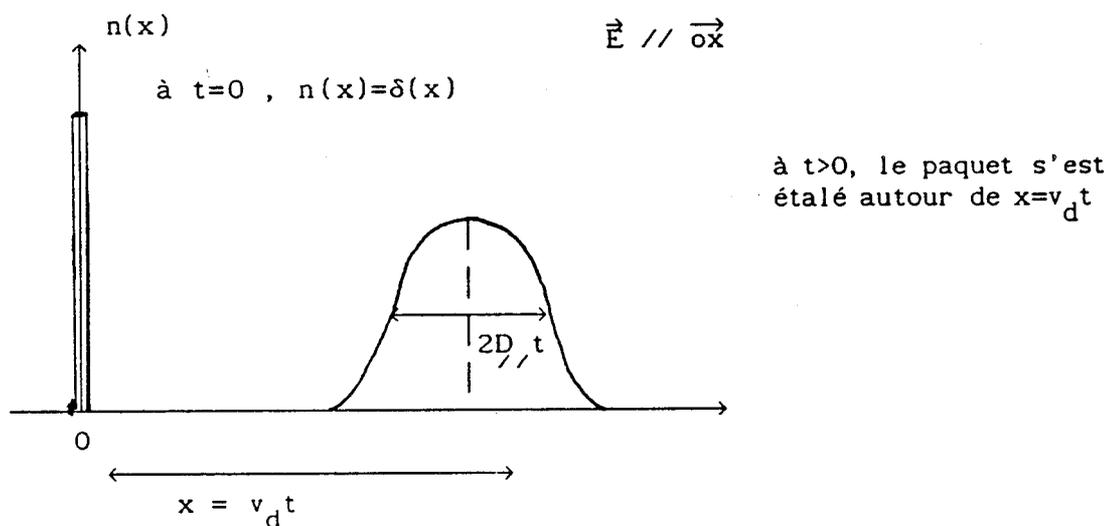


Figure I-7: étalement longitudinal

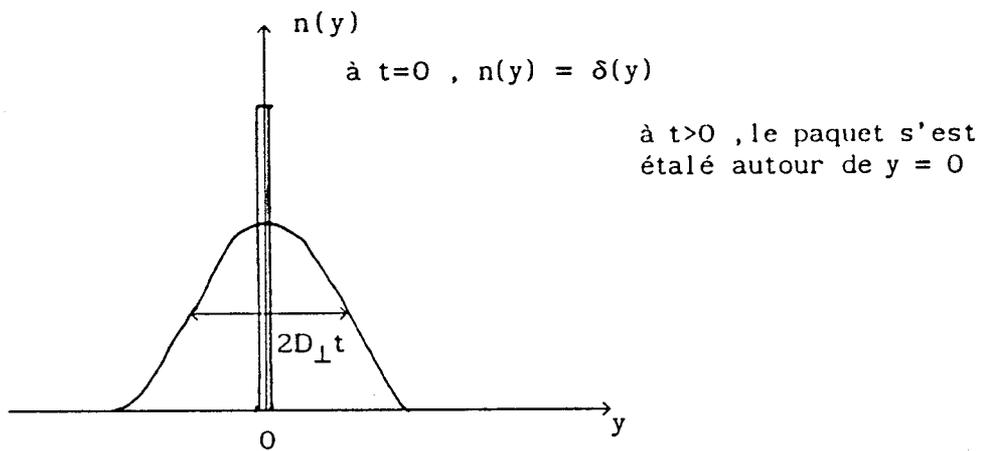


Figure I-8 : étalement latéral.

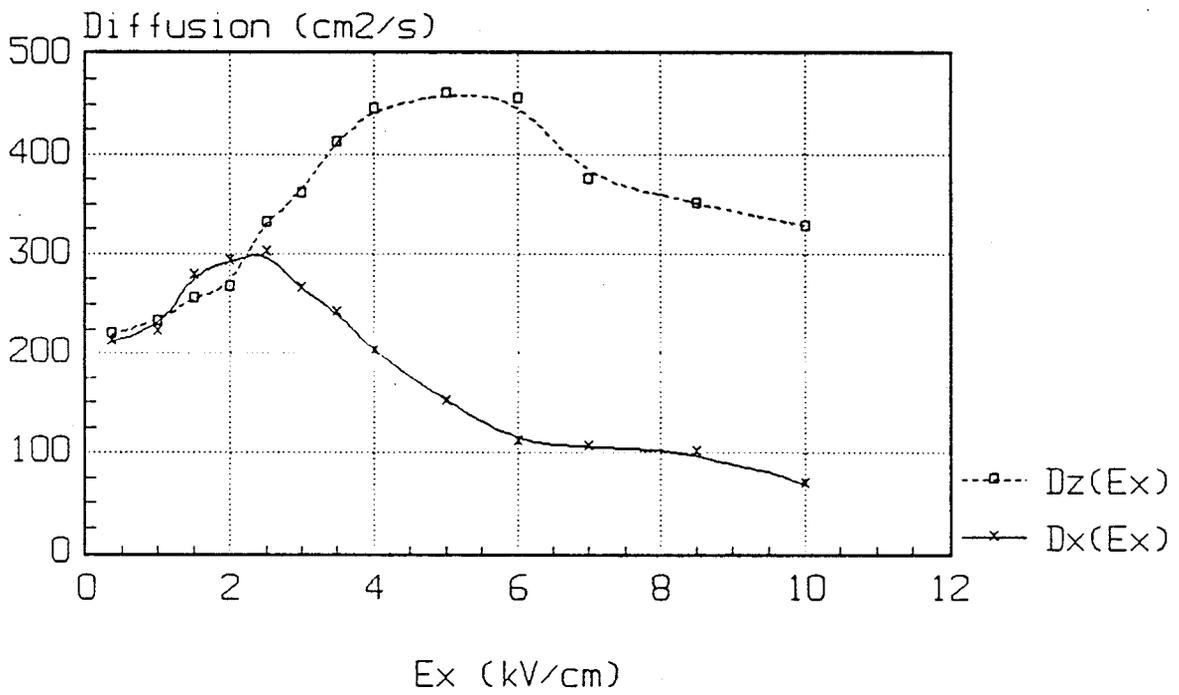


Figure I-9: Evolution du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique dans le canal

## B- Point de vue théorique

Cet aspect de la diffusion est lié à la dispersion naturelle de la position des porteurs d'un paquet entraîné ou non par un champ électrique. Si l'on imagine deux porteurs qui à un instant donné  $t_0$  passent au même point du cristal, au bout d'un certain temps  $T$ , les positions  $x_1(T)$  et  $x_2(T)$  de ces porteurs mesurées suivant une même direction seront différentes du fait des fluctuations aléatoires de la vitesse des porteurs le long de la trajectoire et l'éventualité que les valeurs  $x_1(T)$  et  $x_2(T)$  puissent être exactement égales à un instant quelconque  $T$ , est exclue.

Si l'on imagine qu'à un instant  $t_0$  l'on ait  $N$  porteurs en  $x=0$  et  $y=0$  (la concentration est une impulsion de Dirac dans l'espace à l'instant  $t_0$ ), on observera à l'instant  $T$  ultérieur que le paquet se sera déplacé dans l'ensemble suivant la direction indiquée par le champ électrique appliqué, qu'à la position  $x(T)=v_d T$ , la concentration possède un maximum et que les porteurs se sont distribués autour de cette position (figure I-7).

Si l'on observe ce qui se passe selon la direction  $O\vec{y}$  perpendiculaire à la direction du champ on verra que le paquet s'est également étalé autour de son maximum mais que ce dernier reste centré en  $y=0$  (figure I-8). Les coefficients de diffusion statiques (parallèle ou transverse) mesurent la vitesse d'étalement du paquet au court du temps. Plus précisément:

$$D_{e //} = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{d}{dt} \text{var}x(t) \quad \text{avec} \quad \text{var}x(t) = \overline{(x - \bar{x})^2}$$

$$D_{e \perp} = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{d}{dt} \text{var}y(t) \quad \text{avec} \quad \text{var}y(t) = \overline{(y - \bar{y})^2}$$

$\text{var} x(t)$  et  $\text{var} y(t)$  sont les variances des distances parcourues par les porteurs dans une direction respectivement parallèle et perpendiculaire à celle du champ appliqué (Gest, 1991) (figure I-9).

### III-4-2 Obtention du coefficient de diffusion par le bruit

#### A- Point de vue expérimental

La technique de mesure de bruit permet d'atteindre les coefficients de diffusion en utilisant la relation d'Einstein en régime ohmique et en régime de porteurs chauds (Nougier, 1972).

$$\frac{k_B T_o}{q} = \frac{D_o}{\mu_o} \quad (I-11)$$

$$\frac{k_B T_b}{q} = \frac{D_b}{(\delta v_d / \delta E)} \quad (I-12)$$

Les mesures de  $T_b$  et de la mobilité différentielle  $(\delta v_d / \delta E)$  permettent de déduire  $D_b$ . En effet les équations (I-11) et (I-12) nous donnent:

$$\frac{D_b}{D_o} = \frac{T_b}{T_o} \frac{1}{\mu_o} \frac{\delta v_d}{\delta E} \quad (I-13)$$

Dans le chapitre V nous présentons des résultats du coefficient de diffusion obtenu par le bruit.

#### B- Point de vue théorique

L'autre aspect du phénomène de diffusion se traduit par le bruit lié aux fluctuations des vitesses des porteurs. Ce bruit de diffusion est caractérisé par sa densité spectrale  $S(\omega)$  ( $\omega$  représente  $2\pi f$ ) qui est en vertu du théorème de Wiener-Kintchine, la transformée de Fourier de la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse :

$$\phi_{//}(t) = \langle v_x(t+u) - v_d \rangle (v_x(u) - v_d) \rangle \quad (I-14)$$

$$S_{//}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{//}(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (I-15)$$

$$\phi_{\perp}(t) = \langle v_y(t+u)v_y(u) \rangle \quad (I-16)$$

$$S_{\perp}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{\perp}(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (I-17)$$

$v_d$  est la vitesse de dérive stationnaire due au champ appliqué et le symbole  $\langle \rangle$  représente la prise d'une moyenne sur le temps noté  $u$ . On définit le coefficient de diffusion de bruit :

$$D_b(\omega) = \frac{S(\omega)}{4} = \int_0^{+\infty} \phi(t) \cos(\omega t) dt. \quad (I-18)$$

Le coefficient de diffusion statique étant donné par:

$$D_b(0) = \int_0^{+\infty} \phi(t) dt, \quad (I-19)$$

si l'on définit un temps de corrélation  $\tau$  par :

$$\tau = \frac{1}{\phi(0)} \int_0^{+\infty} \phi(t) dt \quad (I-20)$$

qui en général dépend du champ électrique, les coefficients de diffusion seront donnés par les relations :

$$D_{b_{//}}(E) = \text{var } v_{//}(E) \tau_{//}(E) \cong \phi_{//}(0) \tau_{//} \quad (\text{I-21})$$

$$D_{b_{\perp}}(E) = \text{var } v_{\perp}(E) \tau_{\perp}(E) \cong \phi_{//}(0) \tau_{\perp} \quad (\text{I-22})$$

La détermination des coefficients de diffusion de bruit repose sur l'intégration d'une fonction de corrélation sur un domaine de temps infini. Toutefois, les fonctions de corrélation s'annulent aux temps longs car les valeurs de la vitesse aux instants  $t+u$  et  $u$  sont totalement décorrélées. On pourra donc remplacer la borne infinie par une borne finie. Ce sera le cas dans le calcul de ces fonctions de corrélations par la méthode de Monte-Carlo.

#### IV- RAPPEL DES TECHNIQUES DE MESURE DE BRUIT POUR UN DIPOLE

Les mesures de bruit permettent de déterminer la température équivalente de bruit. La méthode de mesure consiste à évaluer la puissance de bruit émise par un dipôle polarisé en continu et vu à travers la chaîne de mesure. Le plus souvent, l'impédance du dipôle varie avec la polarisation et la fréquence, on est amené donc à effectuer une adaptation d'impédance. Toutefois cette technique nécessite une mesure supplémentaire afin de tenir compte des pertes dans l'élément d'adaptation, et l'adaptation est d'autant plus difficile que l'on s'éloigne de l'impédance caractéristique de la chaîne de mesure.

Une mesure sans adaptation a été mise au point par l'équipe de Nougier (Gasquet, 1984). Elle consiste à effectuer quatre mesures pour déterminer le coefficient de réflexion du dipôle et sa température équivalente de bruit, (voir figure I-10).

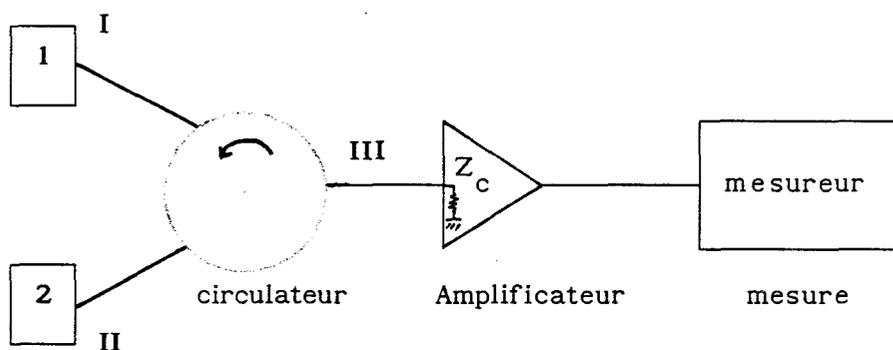


Figure I-10: banc de mesure de bruit sans adaptation (Gasquet, 1984)

Ces quatre mesures sont les suivantes:

a) on place en 1 l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la chaîne de mesure et en 2 le dipôle à mesurer.

b) on place en 2 un court-circuit (coefficient de réflexion en puissance égal à 1), et en 1 l'impédance  $Z_c$  à la température ambiante.

c) on laisse en 2 le court-circuit et on place en 1 un générateur de bruit étalon dont la température est différente de  $T_o$ .

d) on laisse en 1 le générateur de bruit étalon et on remet en 2 le dipôle à mesurer.

Cependant cette méthode est considérée comme incomplète. En effet on ne pourra pas déterminer les densités spectrales en tension  $S_v$  et en courant  $S_i$ , car on dispose seulement du module du coefficient de réflexion et pas de sa phase, grandeur indispensable pour la détermination de ces grandeurs.

En effet:

$$S_v = 4k_B T_b \mathcal{R}_e(Z)$$

avec  $\mathcal{R}_e(Z)$  la partie réelle de l'impédance totale du composant.

Dans le chapitre suivant nous décrirons la technique de mesure que nous avons adoptée et qui a l'avantage de déterminer toutes les grandeurs nécessaires à la caractérisation en bruit d'un composant y compris la densité spectrale.

## V- LA METHODE DU CHAMP D'IMPEDANCE

Les trois principales techniques de calcul du bruit sont :

- la méthode de Langevin,
- la méthode des fonctions de Green (Morse, 1953),
- la méthode du champ d'impédance (Shockley, 1966).

Dans ce travail nous n'utilisons que la technique du champ d'impédance par conséquent nous ne parlerons pas des deux premières.

La méthode du champ d'impédance a été initialement introduite par Shockley (1966). Cette méthode met en évidence le lien entre la grandeur macroscopique mesurée et les fluctuations microscopiques élémentaires.

Nous donnons dans l'annexe (I) les calculs détaillés pour obtenir l'expression de la densité spectrale par la technique du champ d'impédance, utilisant la formule:

$$S_{v(\text{total})} = 4q^2 \int_0^L S(x)n(x)D(x) \left| \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \right|^2 dx \quad (\text{I-23})$$

où L représente la longueur du composant et  $\partial Z/\partial x$  le champ d'impédance pour obtenir la densité spectrale dans un transistor.

## VI- ETAT DE L'ART

Depuis plusieurs années, l'étude du bruit dans les composants a fait l'objet d'un grand nombre de publications et conférences mondiales.

Il semble que la modélisation du bruit dans les structures unidimensionnelles en régime de conduction unipolaire, ne présente pas de problèmes particuliers tant que les dimensions de ces structures restent

largement supérieures au libre parcours moyen des électrons.

Les méthodes utilisées sont essentiellement numériques, leur extension à des structures bidimensionnelles ou tridimensionnelles pose un certain nombre de problèmes d'ordre technique (temps de calcul, occupation de place mémoire, etc....) et de nature fondamentale (équations régissant de nouveaux phénomènes physiques dans le composant).

Parmi les autres problèmes posés par le bruit, on trouve le passage du composant long au composant submicronique. En effet dans un composant court, de nouveaux phénomènes apparaissent qui n'ont aucun effet dans le cas du composant long et qui doivent être pris en compte.

Ainsi on peut parler des effets de dynamique non stationnaire, de la corrélation spatiale des sources locales de bruit, etc....

Concernant ces études très physiques, peu d'auteurs s'intéressent aux phénomènes intrinsèques dans le composant. Ceci est dû en partie à l'insuffisance des équations (autres que les équations de transport) régissant de nouveaux effets se produisant dans les composants submicroniques par exemple.

Les travaux récents qui ont été effectués dans ce domaine sont essentiellement dirigés vers la caractérisation des composants et tournent autour du schéma équivalent. Ainsi plusieurs améliorations ont été apportées à la formule du facteur de bruit en ajustant les paramètres mis en jeu.

Concernant cette catégorie d'études nous pouvons citer les travaux les plus récents: (Pospieszalski, 1989), (Colombani, 1990), (Watanabe, 1990) et (Cappy, 1989).

En ce qui concerne les études physiques, les travaux ne sont pas aussi nombreux. La prise en compte des phénomènes physiques intrinsèques (les effets des électrons chauds, les effets de corrélation de sources de bruit, les effets de dynamique non stationnaire, etc....) rend les modèles plus lourds et donc très difficile à concevoir sans des suppositions et des simplifications plus ou moins brutales.

Parmi les chercheurs qui ont développé des études dans ce sens on trouve Whiteside (1987) dont le travail a été essentiellement expérimental.

A partir de la mesure de température équivalente de bruit sur des structures TEGFET sans grille, il a obtenu le coefficient de diffusion dans l'hétérojonction par l'intermédiaire de la relation d'Einstein.

Dans la même catégorie on peut citer l'équipe de Montpellier (de Murcia, 1990), l'équipe de Lille (Zimmermann, 1988) et Kasukyo (1989).

Plus récemment Ando (1990) a développé un modèle de bruit à la base du modèle de Pucel (1974) en introduisant une loi de contrôle de charge dépendant du niveau de Fermi.

Concernant les performances des transistors faible bruit on note un résultat très important (Duh, 1988). Le transistor est un TEGFET AlGaAs/GaAs de longueur de grille  $0.25 \mu\text{m}$ , le facteur de bruit est de 1.8 dB, le gain associé est de 6.4 dB et la fréquence de travail est de 60 GHz. Un résultat comparable au précédent est obtenu cette fois-ci sur un TEGFET AlInAs/GaInAs de longueur de grille de  $0.2 \mu\text{m}$  (Mishra, 1988), le facteur de bruit est de 0.8 dB, le gain associé est de 8.7 dB et la fréquence de travail est de 63 GHz.

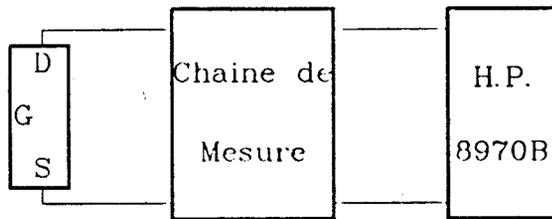


Fig II-1 : Configuration de la mesure

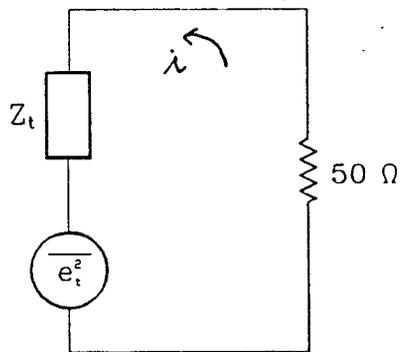


Fig II-2 : Transistor monté en dipole et vu à travers la chaine de mesure

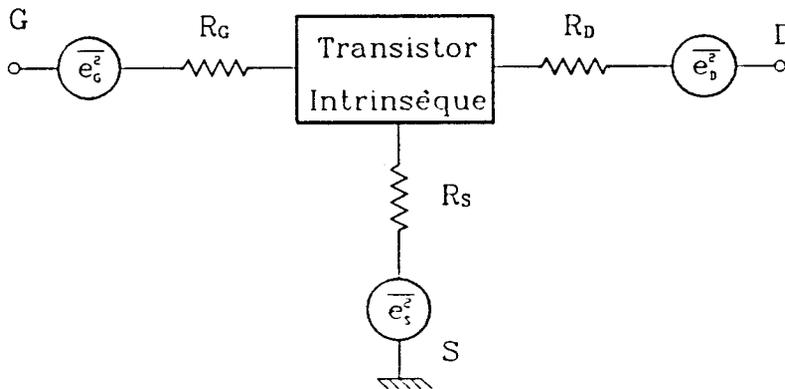


Fig II-3 : Sources de bruit extrinsèques

## CHAPITRE II

### TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DE BRUIT

#### I- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour étudier les phénomènes physiques de bruit dans le canal du transistor, nous effectuons des mesures sur le composant monté comme un dipôle vu entre la source à la masse et le drain (figure II-1).

Le principe de mesure est le même que celui utilisé en radiométrie. Nous utilisons l'appareil de mesure (HP 8970A ou HP 8970B ) comme un mesureur de puissance.

En ce qui nous concerne, nous mesurons la puissance émise par le transistor monté en dipôle. Nous tirons ensuite la température équivalente de bruit par la loi:

$$P = k_B T_b \Delta f$$

Ces mesures se faisant sans adaptation, il est nécessaire de procéder en deux temps.

Dans un premier temps, par l'intermédiaire de l'analyseur de réseau (8510A), on mesure pour une polarisation et une fréquence données le coefficient de réflexion en module et en phase du dipôle (source à la masse).

Dans un deuxième temps on mesure la puissance de bruit du composant comparée à celle d'une source de bruit étalon (346B).

Finalement la configuration de la mesure est supposée être la suivante (voir figure II-2). L'impédance totale  $Z$  comprend les résistances d'accès et l'impédance du canal. Le générateur de bruit  $\overline{e_t^2}$  résulte de plusieurs sources de bruit, notamment les générateurs de bruit dus au canal et à ses résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  (Voir figure II-3 ).

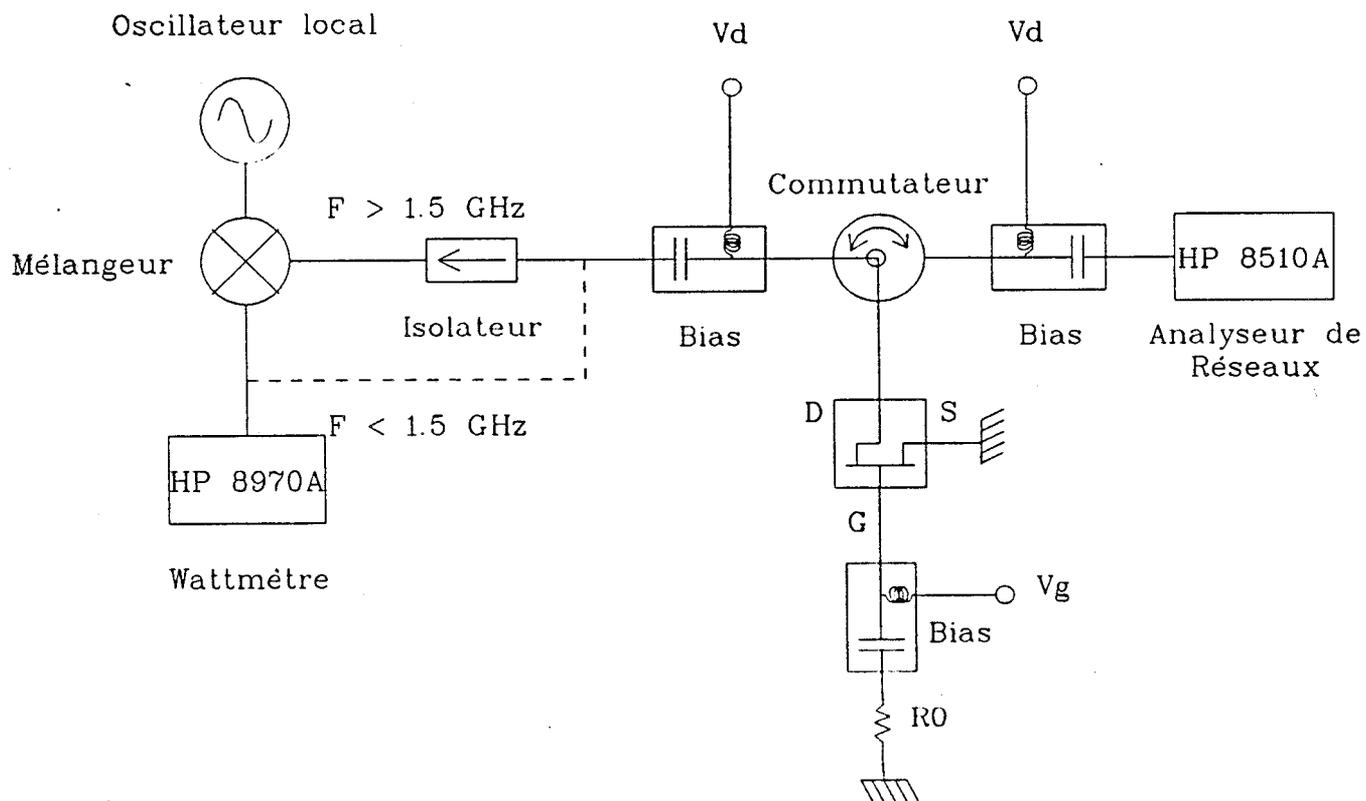


Fig II-4 : Banc de mesure de bruit

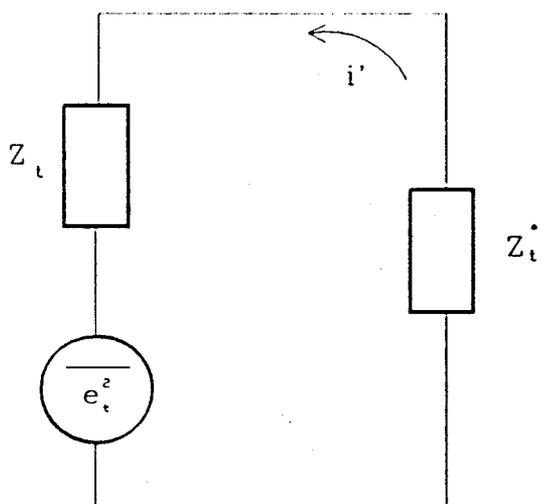


Fig II-5 : Dipôle adapté en puissance

## II- PRESENTATION DU BANC DE MESURE

Le banc de mesure est présenté sur la figure II-4. Il est constitué d'une source de bruit (HP346B), de deux Tés de polarisations (HP33150A) d'un atténuateur 6dB (ou une ligne unidirectionnelle) et du mesureur de bruit (HP8970B).

Le banc que nous avons utilisé pendant les deux premières années de ce travail a été légèrement modifié. En effet nous disposons maintenant au laboratoire d'un nouveau mesureur utilisable dans la gamme de fréquence (10MHz-26GHz) sans avoir à utiliser de mélangeur extérieur pour les fréquences supérieures à 1.5 GHz. Le mélangeur est donc intégré dans l'appareil, ce qui ne nous empêche pas d'utiliser un atténuateur ou une ligne unidirectionnelle à l'entrée du système pour diminuer le TOS d'entrée de l'appareil qui pourrait occasionner des perturbations dans les mesures.

Le plan d'étalonnage étant ramené à l'entrée du Té de polarisation, le circuit de grille pourvu à son tour d'un Té de polarisation est ensuite fermé sur une charge adaptée (50 ohms).

Toutes ces mesures étant faites, il ne nous reste plus qu'à dépouiller les résultats en tenant compte du coefficient de réflexion.

Remarque: on a vérifié l'impédance d'entrée de l'appareil en mesurant le bruit de résistances de 50Ω et 25Ω, l'erreur de coefficient de réflexion d'entrée de l'appareil est trouvée plus petite que ±0.2dB à toutes les fréquences où nous avons fait des mesures.

## III- PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE BRUIT SANS ADAPTATION

Dans les conditions de mesures, le transistor monté comme un dipôle voit une résistance  $R_o$  qui n'est autre que la résistance caractéristique de la chaîne de mesure à condition que le mélangeur vu du transistor soit adapté, voir figure II-2.

La puissance  $P_m$  mesurée s'exprime donc sous la forme:

$$P_m = \frac{1}{2} R_o \overline{i^2} \quad \text{où} \quad R_o = 50\Omega \quad \text{II-1}$$

Or la loi d'Ohm nous donne :

$$\overline{e_t^2} = \left| Z_t + R_o \right|^2 \overline{i^2} \quad \text{II-2}$$

et la puissance mesurée s'écrit:

$$P_m = \frac{1}{2} R_o \frac{\overline{e_t^2}}{\left| Z_t + R_o \right|^2} \quad \text{II-3}$$

D'autre part, pour être adapté en puissance, il faut fermer le dipôle mesuré sur l'impédance conjuguée de son impédance (ici  $Z_t$ , soit  $Z_t^*$ ). Dans ce cas la puissance mesurée  $P$  serait la même que celle délivrée par le dipôle (figure II-5) :

$$P_b = \frac{1}{2} R_t \overline{i^2} \quad \text{avec} \quad R_t = \mathcal{R}(Z_t) \quad \text{II-4}$$

$$= \frac{1}{2} R_t \frac{\overline{e_t^2}}{\left| Z_t + Z_t^* \right|^2} \quad \text{II-5}$$

$$= \frac{1}{8} \frac{\overline{e_t^2}}{R_t} \quad \text{II-6}$$

Calculons maintenant le rapport ( $P_b / P_m$ ) :

$$\frac{P_b}{P_m} = \frac{1}{4} \frac{\left| R_t + R_o \right|^2}{R_o R_t} \quad \text{II-7}$$

en disant que l'impédance réduite s'écrit sous la forme:

$$z_t = \frac{Z_t}{R_o} = r_t + j x_t \quad \text{où } j = \sqrt{-1} \quad \text{II-8}$$

le coefficient de réflexion est celui mesuré à l'analyseur de réseau :

$$\rho = \frac{z_t - 1}{z_t + 1} \quad \text{II-9}$$

On obtient donc :

$$\frac{P_b}{P_m} = \frac{1}{1 - |\rho|^2} \quad \text{II-10}$$

En prenant comme références les mesures faites à  $V_{ds}$  nul et sachant que la puissance de bruit est proportionnelle à la température équivalente de bruit  $T_b$ , on déduit facilement les formules de dépouillement pour la température de bruit expérimentale:

$$\frac{P_b}{P_{b_o}} = \frac{T_b}{T_o} = \frac{P_m}{P_{m_o}} * \frac{1 - |\rho_o|^2}{1 - |\rho|^2} \quad \text{II-11}$$

Puissance rectifiée
Puissance mesurée
Correction par l'impédance

Les valeurs indicées "o" sont celles à  $V_{ds} = 0$  volt; on suppose en effet qu'à cette polarisation nous nous trouvons à l'équilibre thermodynamique, donc à la température ambiante (293K).

La densité spectrale en tension nous est donnée par la loi de Nyquist:

$$S_v = 4 k_b T_b \mathcal{R}(Z_t) \quad \text{en } (V^2 / \text{Hz}) \quad \text{II-12}$$

La densité spectrale en courant est donnée par :

$$S_i = \frac{S_v}{|Z_t|^2} \quad \text{en } (A^2 / \text{Hz})$$

II-13

### Critique de la méthode

On peut résumer les critiques de la méthode de mesure de bruit sans adaptation en quatre points:

1- L'influence du Té de polarisation de grille sur la mesure suppose la prise en compte du paramètre S22 (noté ici  $\sigma_{22}$ ) de celui-ci. En effet lors du dépouillement, on suppose que le coefficient de réflexion du composant noté  $\rho$  est indépendant de la charge de la grille. (voir figure II-6)

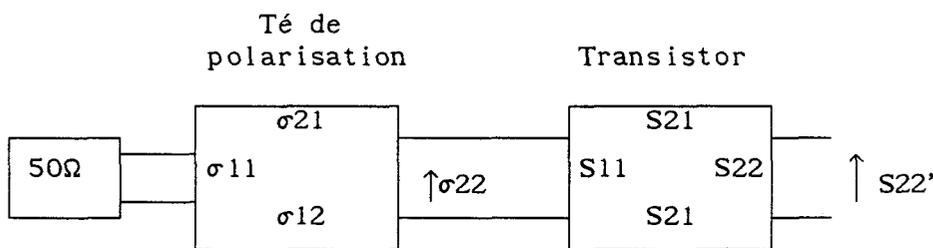


Figure II-6: Mise en évidence de la charge dans le circuit de grille

$$S22' = S22 + \frac{S12 S21 \sigma_{22}}{1 - S11 \sigma_{22}}$$

Pour montrer que ceci n'a pas d'effet dans notre cas, on a mesuré à l'analyseur de réseau le coefficient S22 des deux Tés de polarisation utilisés dans nos mesures (figure II-7). On remarque que le module de S22 est inférieur à -18.5dB à condition que la fréquence ne dépasse pas 12 GHz ce qui est notre cas.

2- Les erreurs de montages et démontages sont estimées à  $\pm 0.2\text{dB}$ .

3- Aussitôt que l'impédance totale du transistor devient très grande ou très petite devant l'impédance caractéristique de la chaîne de mesure (50Ω),

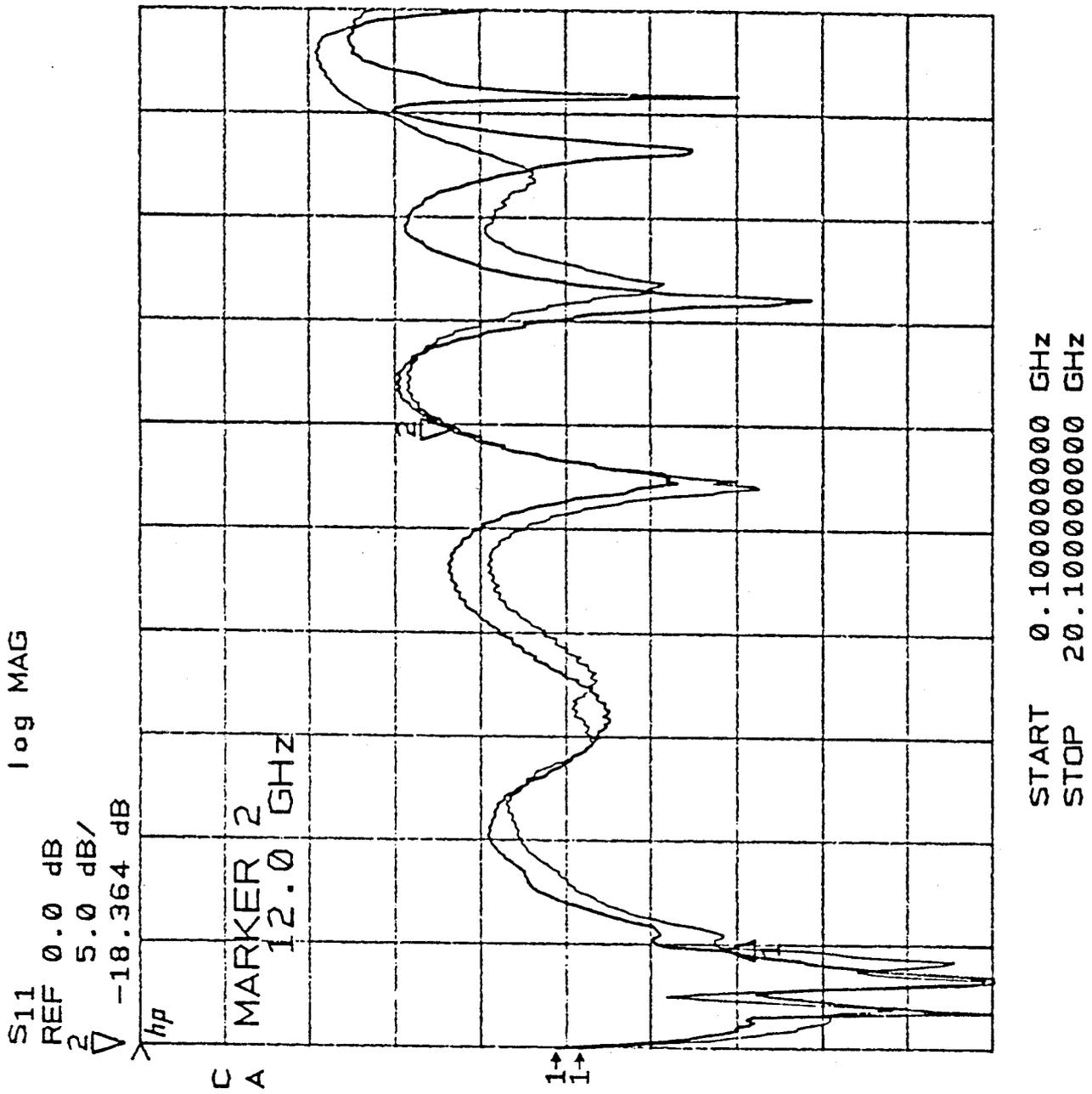


Figure II-7: Evolution des coefficients de reflexion des deux Tés de polarisations avec la fréquence

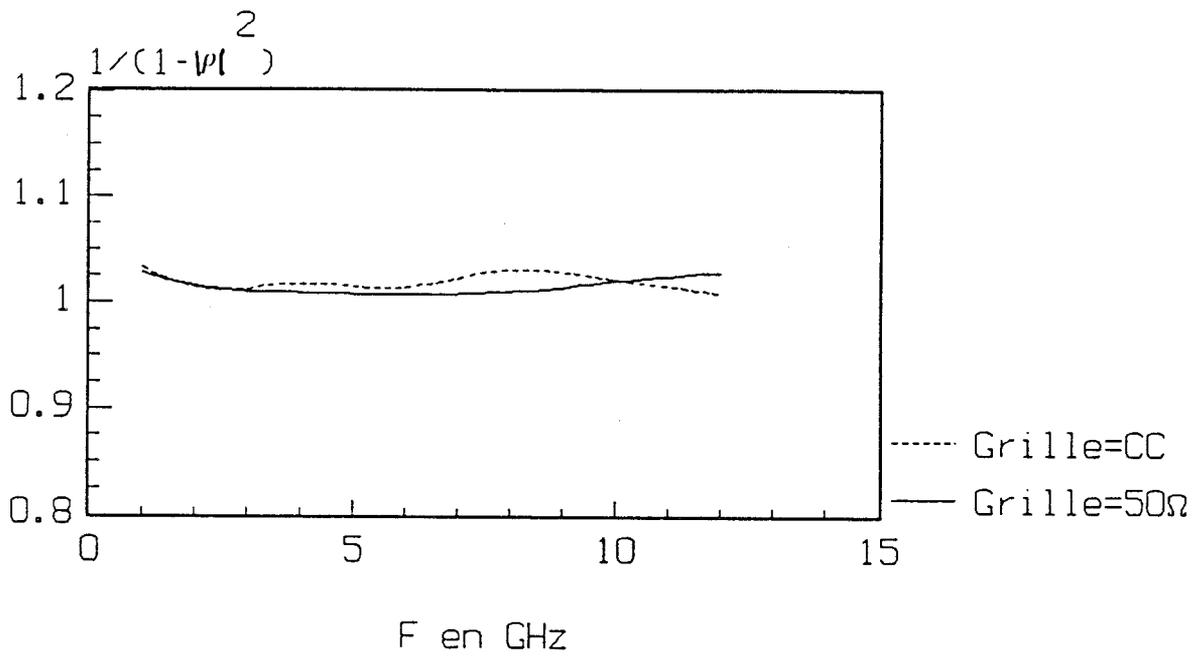


Figure II-8a: Effet d'un court-circuit sur la grille au lieu d'une charge adaptée -  $V_{gs}=0V$ ,  $V_{ds}=0.4V$

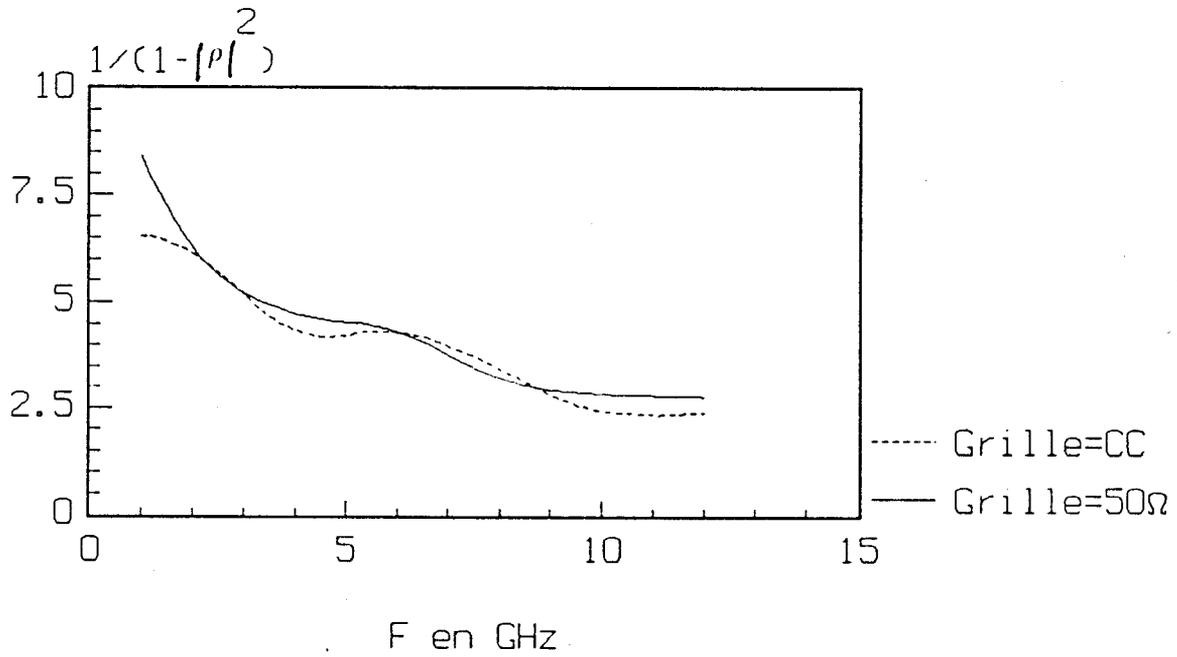


Figure II-8b: Effet d'un court-circuit sur la grille au lieu d'une charge adaptée -  $V_{gs}=0V$ ,  $V_{ds}=2V$

on peut considérer que la mesure n'est pas fiable. Le domaine de validité est tel que:  $(R_o/3) < R_t < (3R_o)$ , où  $R_t$  représente la partie réelle de l'impédance du transistor et  $R_o$  vaut  $50\Omega$ .

4- Pour s'assurer de la validité des formules de dépouillement, on a remplacé la charge  $50\Omega$  sur le circuit de grille par un court-circuit (fig II-6). Deux remarques sont à retenir:

a) Puissance mesurée:

- il n'y a pas de changement concernant le relevé de la puissance mesurée (hors adaptation) dans la bande de fréquence utilisée (2-12 GHz) suivant la charge sur la grille.

b) Impédance du dipôle:

les figures II-8a et II-8b montrent les évolutions de  $1/(1-|\rho|^2)$  (qui est la quantité réellement intervenant dans les formules de dépouillement) avec la fréquence et en mettant successivement une charge adaptée et un court-circuit sur la grille. Ceci a été effectué pour deux polarisations de drain, pour le comportement en zone ohmique (figure II-8a) et en zone de saturation du transistor (figure II-8b).

Dans les conditions de mesures et pour le transistor considéré ( $L_g = 5 \mu m$ ), l'effet de la charge sur la grille est sans conséquence.

#### IV- FONCTIONNEMENT DU MESUREUR DE BRUIT

L'appareil que nous utilisons est un mesureur de bruit fonctionnant selon la méthode des deux températures. Ces deux températures sont produites par polarisation à +28 volts (10000K) ou non (293K) d'une source de bruit à diode avalanche (HP346B) calibrée de 10 MHz à 18 GHz. A titre d'indication cet appareil permet aussi de mesurer le facteur de bruit de quadripôles de 0 à 30dB et le gain associé de -20dB à +40dB. Il permet en outre les corrections des erreurs apportées par le bruit et le gain des étages auxiliaires aux dispositifs à mesurer, et de corriger la température froide de la source de bruit si celle-ci n'est pas de 293K.

Quand le mesureur polarise la source à 28 volts, il produit une puissance de bruit égale à  $(k_B T_c \Delta f)$  supérieure à celle délivrée lorsque la

source n'est pas polarisée c'est à dire ( $k_B T_o \Delta f$ ) où  $\Delta f$  représente la bande de fréquence de la mesure.

Typiquement le rapport  $(T_c - T_o)/T_o$  est de l'ordre de 15 dB. On note :

$$\text{ENR} = 10 \log \left( \frac{T_c - T_o}{T_o} \right) \quad \text{II-14}$$

ENR : excess noise ratio. Ce rapport est donné par le constructeur pour différentes fréquences de la gamme d'utilisation de la source de bruit.

Avant d'effectuer la mesure de bruit il est nécessaire de calibrer le système.

La calibration est l'opération qui consiste à ramener la mesure dans le plan d'entrée de la cellule contenant le composant. Cette méthode nous permet de nous affranchir des pertes dues aux éléments de la chaîne de mesure se trouvant entre ce plan et l'entrée de l'appareil.

## CHAPITRE III

### TECHNIQUE DE CALCUL DE LA PUISSANCE DE BRUIT

#### I- INTRODUCTION

Les transistors MESFETs ont pu être utilisés dans des systèmes opérant couramment jusqu'à des fréquences de 50 GHz. Des structures spéciales de MESFETs peuvent néanmoins produire des fréquences de coupures supérieures à 100 GHz (Vanbremeersch, 1990).

L'obtention de vitesses de fonctionnement plus élevées requiert de nouveaux dispositifs basés sur une ou plusieurs hétérojonctions AlGaAs/GaAs. En effet dans un transistor MESFET, les électrons assurant la conduction dans le canal voient leur mobilité limitée par des interactions avec les atomes donneurs.

Dans un transistor MODFET, grâce à l'hétérojonction, il est possible de diminuer ces interactions et d'obtenir des vitesses plus importantes conduisant à des fréquences de coupures supérieures.

Depuis 1980, le transistor MODFET a été grandement amélioré, à tel point que l'on peut espérer de voir assurer, dans peu de temps, soit des fonctions d'inverseur logique avec des temps de commutation inférieur à 10 picosecondes, soit des fonctions d'amplification faible bruit jusqu'à des fréquences supérieures à "60GHz" (Salomon, 1984).

#### II- FONCTIONNEMENT DE L'HETEROJONCTION

Lors de la mise en place d'une hétérojonction de deux matériaux ayant des largeurs de bandes interdites différentes, la théorie d'Anderson (1960) dit que des ruptures dans les bandes des deux matériaux apparaissent et la rupture de bande dans la bande de conduction est égale à la différence d'affinité électronique existant entre les deux matériaux.

Dans notre cas il y aura un transfert d'électrons du semiconducteur ayant le plus grand gap (AlGaAs) s'il est dopé, vers celui ayant le plus petit gap (GaAs), créant ainsi, à l'intérieur d'un puits de potentiel du côté

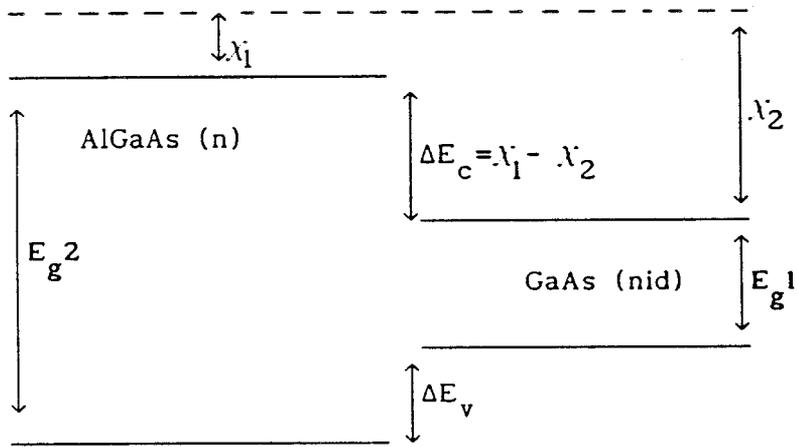


Figure III-1a: Diagramme de bande d'énergie avant le contact des deux semiconducteurs

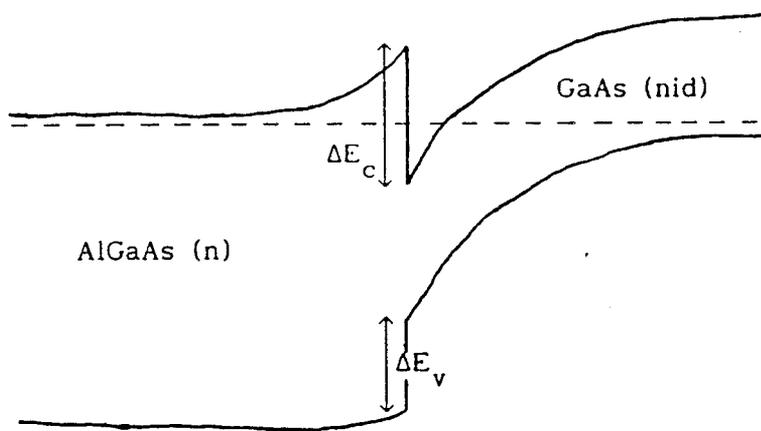


Figure III-1b: Diagramme de bande d'énergie après le contact des deux semiconducteurs

DIAGRAMME DE BANDE D'ENERGIE D'UNE HETEROJONCTION AlGaAs/GaAs

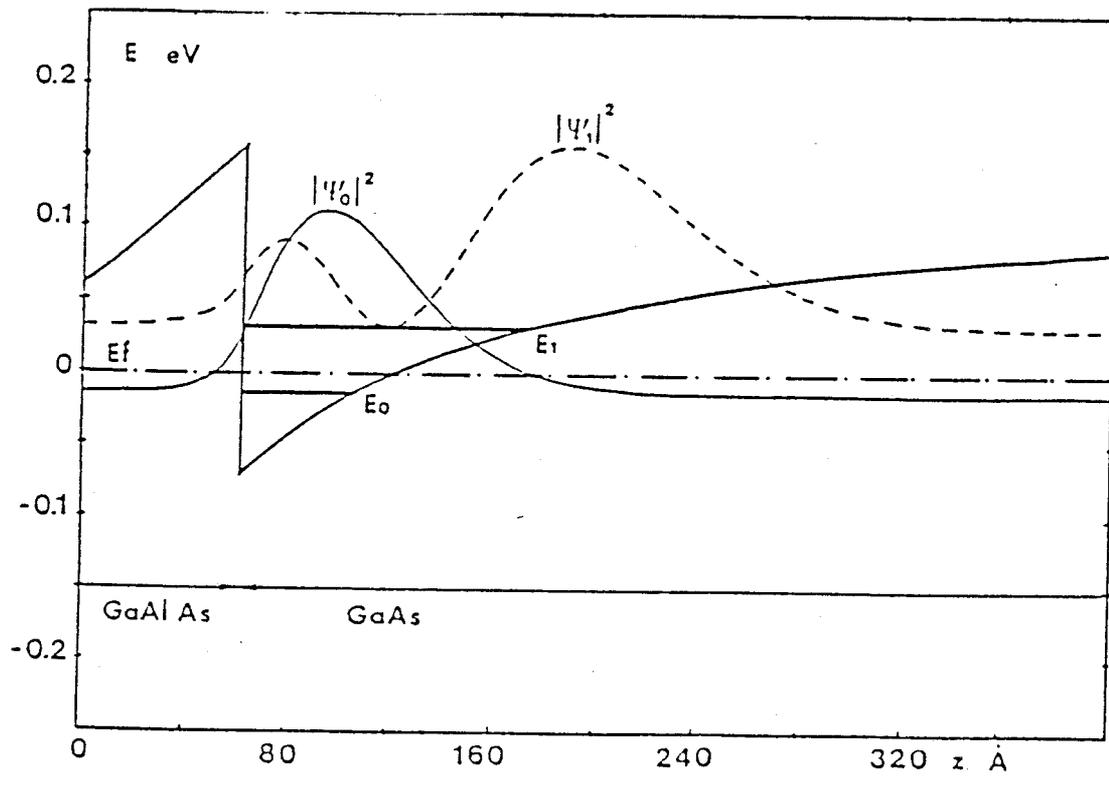
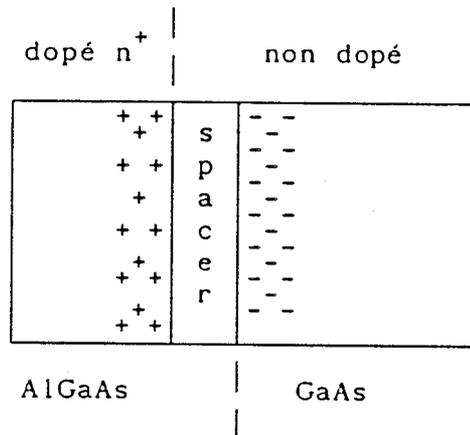


Figure III-2: Structure de l'hétérojonction et fonctions d'ondes associées

GaAs de l'hétérojonction, un gaz d'électrons bidimensionnels. Le puits de potentiel côté GaAs est formé par réaction de charge d'espace due à la non neutralité électrique locale de la structure au niveau de l'hétérojonction.

Les figures III-1a et III-1b représentent les bandes d'énergies des deux semiconducteurs avant et après leur contact. La dimension du puits de potentiel est tellement réduite ( $\approx 100 \text{ \AA}$ ) que les mouvements perpendiculaires à l'hétérojonction sont régis par les lois de la mécanique quantique.

Pratiquement cela signifie que l'énergie des électrons et leur quantité de mouvement perpendiculaire à l'interface ne peut plus prendre des valeurs quelconques et quasi continues, mais seulement certaines valeurs discrètes.

Le nombre d'électrons transférés est en grande partie déterminé par la densité en donneurs de la couche AlGaAs. Bien que les électrons et les donneurs ionisés soient spatialement séparés, la distance entre les deux types de charges permet des interactions électrostatiques. Pour accroître encore plus la distance entre électrons et donneurs, on intercale entre les deux semiconducteurs une fine couche de AlGaAs non dopé (quelques dizaines d'Angströms) appelée "espaceur". Cette couche permet d'accroître très sensiblement, en particulier en basse température, la vitesse des électrons au détriment néanmoins de leur concentration.

On a représenté sur la figure III-2 une telle structure, ainsi que le schéma de la bande de conduction qui lui est associé. La région déplétée dans l'AlGaAs est chargée positivement, elle est équilibrée électriquement par les électrons du gaz d'électrons bidimensionnels dans le GaAs afin de conserver la neutralité électrique de l'ensemble à l'équilibre thermodynamique.

### III- POSSIBILITES DE MODELISATION DES COMPOSANTS

#### A HETEROJONCTIONS

La modélisation des composants à hétérojonctions s'effectue en adaptant une des méthodes utilisées pour les composants classiques. Ces méthodes sont variées et visent des objectifs différents.

-Les modèles analytiques permettent d'obtenir des paramètres de sortie du composant (éléments du schéma équivalent). Les différents effets sont décrits de façon phénoménologique en faisant appel à

un certain nombre de paramètres ajustables. Ces méthodes ne nécessitant que peu de calcul, elles peuvent être utilisées pour l'optimisation rapide de composants.

-Les modèles hydrodynamiques sont basés sur la résolution des équations de conservation découlant de l'équation de Boltzmann. Largement utilisés pour l'étude des MESFETs (Curtice, 1981; Cook, 1982; Ibrahim, 1983) ils peuvent également être adaptés aux TEGFETs. Dans ce cas les effets de quantifications peuvent être, soit négligés (Yoshida, 1984), soit pris en compte de façon approximative .

-Les modèles particuliers Monte-Carlo ont comme principe de suivre l'histoire d'une population de porteurs, dans l'espace réel et dans l'espace réciproque, en tenant compte des différentes interactions avec leurs probabilités respectives. Ils sont à la fois les plus rigoureux et les plus gros consommateurs de temps calcul. L'introduction de la quantification dans ces modèles n'est pas simple, principalement parce qu'elle complique considérablement le calcul de probabilités d'interaction qui dépendent de la forme du puits de potentiel et varient donc dans l'espace. Plusieurs solutions sont envisageables:

- La première est de négliger totalement les phénomènes quantiques (Wang, 1985).

- Une autre solution consiste à n'en tenir compte que de façon approximative, par exemple en faisant l'approximation d'un puits triangulaire (Ravaroli, 1986).

- Enfin le modèle le plus complet prévoit une résolution périodique de l'équation de Schrödinger, afin de rendre la méthode auto-consistante (Al-Mudares, 1986; Wu, 1988).

Toutes ces méthodes se différencient par leur domaine de validité, mais aussi par leur coût en ressources informatiques. Le choix de la modélisation la plus appropriée résultera d'un compromis entre la précision attendue et l'effort consenti en coût calcul.

En ce qui nous concerne, il nous a semblé plus commode de partir d'un modèle analytique ou numérique simple. A l'heure actuelle il semble que le calcul du bruit dans un composant (quelque soit la source concernée) est hors

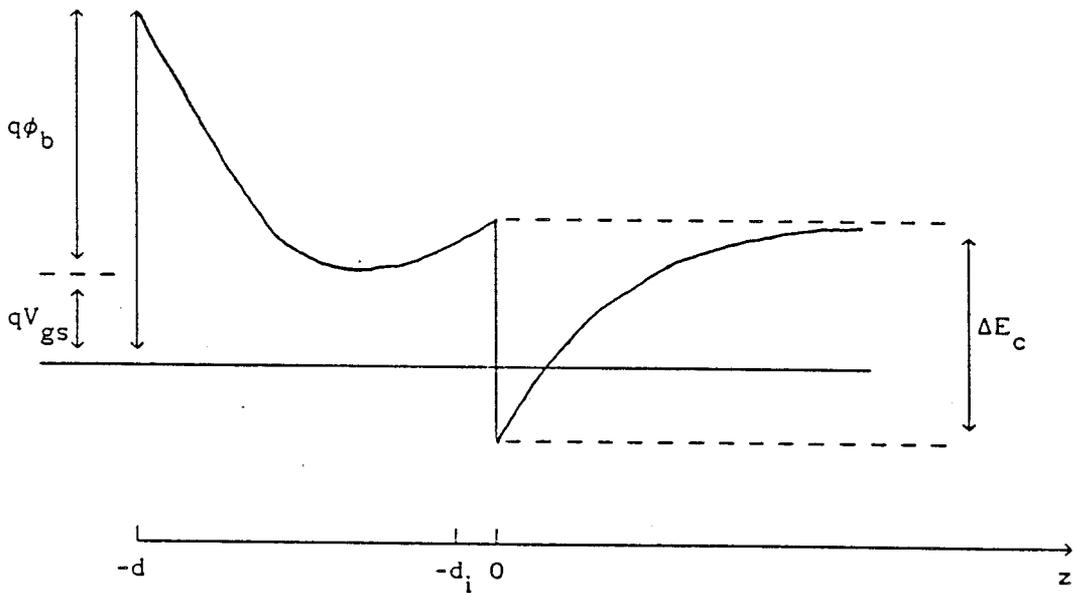


Figure III-3: Diagramme de bande d'énergie

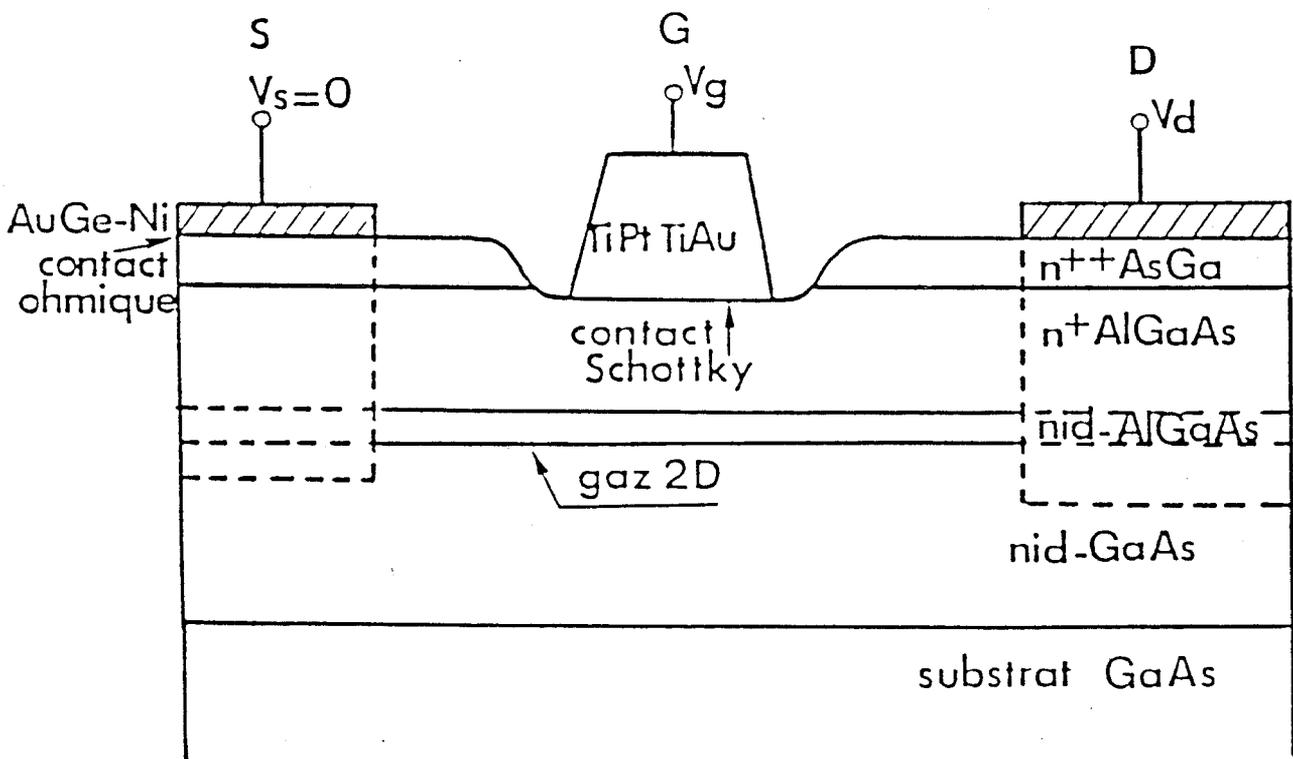


Figure III-4: Structure et schéma de principe du transistor à hétérojonction

de portée de modèles bidimensionnels de types hydrodynamiques ou de type Monte-Carlo, vraisemblablement pour une bonne part à cause des limitations dues aux méthodes numériques et aux temps de calcul. Signalons toutefois que pour les composants quasi unidimensionnels des modèles existent non seulement concernant le bruit de diffusion thermique en haute fréquence (Cappy, 1986) mais aussi pour le bruit de génération-recombinaison (Nougier, 1972).

Dans ce qui va suivre nous nous placerons dans les hypothèses de Delagebeaudeuf (1982) en apportant les modifications nécessaires pour l'adapter au modèle de bruit, le courant dans le canal du transistor étant constant (hypothèse du canal graduel).

#### IV- MODELE DE CONTROLE DE CHARGE

Compte tenu de la métallisation de grille, la structure présente maintenant deux hétérojonctions, d'une part le contact Schottky, d'autre part l'interface AlGaAs/GaAs.

Le diagramme de bande de cette structure est représenté sur la figure III-3, où  $\phi_b$  représente la hauteur de barrière du contact Schottky et  $V_{gs}$  la polarisation appliquée sur la grille,  $d$  représente l'épaisseur de la couche AlGaAs dopée et  $d_1$  l'épaisseur de l'espaceur. Nous supposons dans la suite que la couche AlGaAs est toujours totalement déplétée quelque soit la polarisation inverse appliquée à la grille (faible épaisseur de la couche et polarisation inverse de la jonction Schottky).

##### IV-1 Obtention du courant

La structure du transistor utilisé est représenté sur la figure III-4. Le courant dans le canal du transistor TEGFET dépend de la densité de charges, en l'absence de champ électrique celle-ci est donnée par:

$$n_s = \frac{\epsilon}{q(d+\Delta d)} (V_{gs} - V_{off}) \quad \text{III-1}$$

$\epsilon$  représente la permittivité de AlGaAs.  $V_{off}$  est la tension de seuil qui vaut:

$$V_{\text{off}} = \phi_b - \Delta E_c - V_p \quad \text{où} \quad V_p = \frac{q N_d (d-d_1)^2}{2 \epsilon} \quad \text{III-2}$$

où  $\Delta E_c$  représente la discontinuité de bande de conduction,  
 $N_d$  représente le dopage de la couche AlGaAs,  
 $\Delta d$  représente la distance moyenne de la couche d'électrons dans le puits de potentiel par rapport à l'hétérojonction.

Lorsqu'une polarisation est appliquée entre source et drain dans le transistor, le potentiel le long du canal  $V(x)$  n'est plus nul et la loi de contrôle de charge devient:

$$n_s(x) = \frac{\epsilon}{q(d+\Delta d)} (V_{gs} - V(x) - V_{\text{off}}) \quad \text{III-3}$$

En chaque point du canal source-drain il y a superposition du potentiel local  $V(x)$  dû à la polarisation de drain, avec le potentiel dû à la polarisation de grille.

L'hypothèse du canal graduel permet d'écrire le courant en tout point du canal:

$$I(x) = q n_s(x) W v [E(x)] = I_d \quad \text{III-4}$$

De même :  $v(x) = \mu E(x) = \mu \left( \frac{dV(x)}{dx} \right)$  est la vitesse de dérive III-5  
dans le canal.

On suppose que la mobilité peut se représenter en régime ohmique sous la forme (Trofimenkoff, 1965):

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV}{dx}} \quad \text{III-6}$$

Le régime ohmique se définit du point de vue du modèle comme celui où on peut dire que champ de dérive est inférieur au champ électrique critique  $E_c$ . En insérant les relations (III-5), (III-6) dans (III-4), l'expression du courant devient:

$$I_d = \frac{W \varepsilon \mu_0}{(d+\Delta d)} \frac{\left( V_{gs} - V_{off} - V(x) \right)}{1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV(x)}{dx}} \frac{dV(x)}{dx} \quad \text{III-7}$$

On intègre cette équation entre 0 et  $L_g$  en admettant que

$$V(x=0) = R_s I_d \quad \text{et} \quad V(x=L_g) = V_d - R_s I_d$$

et en introduisant des résistances d'accès au canal  $R_s$  pour la source et  $R_d$  pour le drain. Dans la suite on supposera que  $R_s=R_d$ .

L'équation du courant peut alors s'écrire sous la forme:

$$A I_d^2 + B I_d + C = 0 \quad \text{III-8}$$

avec 
$$A = - \frac{2 R_s}{E_c},$$

$$B = L_g + \frac{V_d}{E_c} - \frac{W \varepsilon \mu_0 R_s}{(d + \Delta d)} \left( V_d - 2V_{gs} - 2V_{off} \right),$$

$$\text{et} \quad C = - \frac{W \varepsilon \mu_0 V_d}{(d + \Delta d)} \left( V_{gs} - V_{off} - \frac{V_d}{2} \right).$$

La solution de cette équation donne le courant de drain  $I_d$  en fonction des trois paramètres A, B et C:

$$I_d = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

III-9

#### IV-2 Calcul du potentiel local en un point x du canal

On reprend l'équation différentielle III-7 donnant le courant en chaque point. On peut la réécrire sous la forme:

$$I_d dx = -B'dV(x) - 2A'V(x) dV(x), \quad \text{III-10}$$

avec

$$A' = \frac{W \epsilon \mu_0}{2(d+\Delta d)}, \quad B' = \frac{I_d}{E_c} - \frac{W \epsilon \mu_0}{(d+\Delta d)} (V_{gs} - V_{off}).$$

Après intégration, on obtient une équation du second degré de la forme:

$$A'V(x)^2 + B'V(x) + C' = 0 \quad \text{III-11}$$

avec

$$C' = I_d x - R_s I_d (B' + A' R_s I_d) = I_d x - R_s' I_d$$

Cette équation a pour solution:

$$V(x) = \frac{-B' + \sqrt{B'^2 - 4A'(I_d x - R_s' I_d)}}{2A'} \quad \text{III-12}$$

On peut vérifier facilement que pour  $x = 0$  on a  $V(0) = R_s I_d$  qui n'est autre que la chute de tension dans la zone d'accès de source, et pour  $x = Lg$  on a  $V(Lg) = V_d - R_s I_d$ , où  $R_s I_d$  représente la chute de tension dans la zone

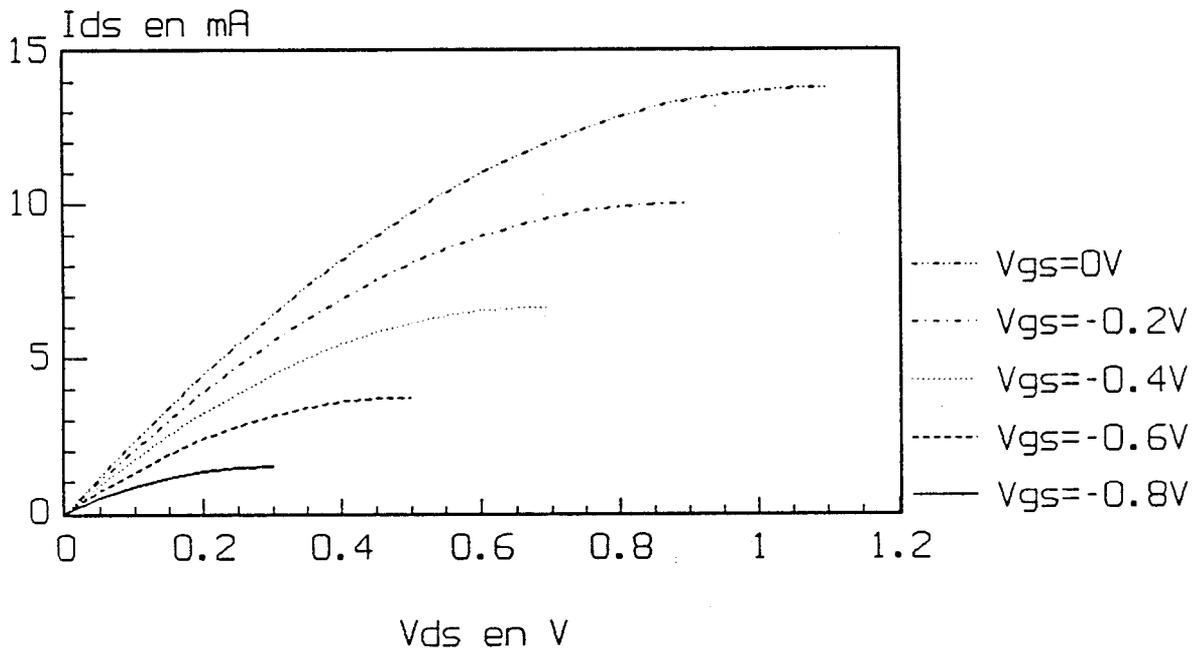


Figure III-5: Caractéristique statique du transistor 86-1C - modèle

d'accès de drain. Le modèle statique présenté dans ce paragraphe permet de modéliser le bruit qui est l'objectif principal de ce travail. Nous travaillons alors sur des transistors assez longs. En effet, il s'avère plus difficile d'appliquer ce modèle, supposé simple, à des structures submicroniques. Dans le canal d'un transistor court, le champ électrique est violemment non uniforme et ne permet plus d'utiliser cette approche, d'où la difficulté de résoudre l'équation du courant.

Nous présentons sur la figure (III-5) un résultat de cette modélisation pour un transistor dont les paramètres physiques sont les suivants:  $L_g = 5 \mu\text{m}$ ,  $W = 150 \mu\text{m}$ ,  $d = 500 \text{Å}$ ,  $d_i = 50 \text{Å}$ ,  $N_d = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_{Al} = 0.3$ ,  $R_s = 10 \Omega$ ,  $R_g = 3 \Omega$ .

Les caractéristiques montrées ici s'arrêtent aux valeurs de tension de drain pour lesquelles le champ électrique au bout de la grille est précisément égale au champ critique  $E_c$  de la formule III-6. Au-delà de ces valeurs de tension de drain on est en régime de saturation où le modèle utilisé ici n'est plus valable.

#### IV-3 Limites de la modélisation

Les limites de la modélisation, présentée ici, sont directement liées aux différentes approximations. Nous pouvons dire que ce modèle permet de décrire assez convenablement l'évolution du courant  $I_d$  avec les polarisations de grille et de drain. Notons une fois de plus, que le but visé est de modéliser le bruit mais l'étude du fonctionnement statique du transistor est toutefois un passage obligé.

### V- MODELISATION DU BRUIT

#### V-1 Introduction

Le bruit dans les transistors à effet de champ est dû aux sources intrinsèques comme les fluctuations du courant de grille  $i_g$  ou celles de la tension de drain  $v_d$ . Il est dû également à des sources extrinsèques comme par exemple le bruit thermique des résistances d'accès de source et de drain.

Dans ce paragraphe nous allons modéliser le bruit dans le canal du transistor et en déduire les densités spectrales et la température

équivalente de bruit. Pour cela nous avons besoin de définir les différentes températures intervenant dans les calculs.

## V-2 Définitions

### -Température ambiante $T_o$

C'est par définition la température de l'environnement immédiat du composant, c'est aussi celle de la monture.

### -Température électronique $T_e$

Cette température est directement liée à l'énergie cinétique moyenne des électrons par:

$$\frac{3}{2} k_B T_e = \langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} m^* \langle v \rangle^2$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $\langle v \rangle$  est la vitesse moyenne des électrons et  $m^*$  est la masse effective. Elle peut varier selon la position dans le composant.

### -Température équivalente de bruit $T_b$

La définition est déjà donnée dans le chapitre I. Nous tenons seulement à rappeler qu'on peut définir une température de bruit longitudinale ou transversale selon qu'elle est mesurée dans le sens du courant de dérive ou perpendiculairement.

## V-3 Equations régissant le modèle de bruit

L'objectif principal de ce chapitre est d'analyser les mécanismes physiques du bruit interne dans le canal du transistor et de mettre en évidence les variations des générateurs de tension (ou de courant) en vue d'obtenir des expressions analytiques du bruit.

Nous calculons alors le carré moyen de la tension de bruit de drain causée par les fluctuations des vitesses de porteurs à l'intérieur du composant. Nous supposons que la température électronique dépend du champ électrique de la même façon que l'a fait Bechtold (1972). Le bruit total dans

le composant est la somme de toutes les sources de fluctuations locales dans le canal en supposant qu'elles sont non corrélées entre elles (Nougier, 1986).

Ces méthodes ont déjà été utilisées. Ainsi on trouve Van der Ziel (1963) qui a calculé le carré moyen de la tension de bruit du drain dans les JFETs, Pucel (1974) et Statz (1974) qui ont utilisé cette analyse pour le MESFET, et enfin Brookes (1986) a repris l'analyse de Pucel et l'a appliquée au HEMT dont le fonctionnement est très différent de celui du FET conventionnel.

En ce qui nous concerne nous reprenons l'analyse de Pucel en utilisant une mobilité ohmique de la forme (équation III-6) et comme il a été fait en régime statique nous nous intéresserons plus particulièrement à la zone ohmique du transistor. Les calculs trop longs pour être exposés ici seront détaillés dans l'annexe II.

L'introduction d'une perturbation de tension  $\Delta V_{x_0}$  produite par un champ extérieur en un point  $x_0$  du canal engendre une perturbation  $\Delta v$  de la tension calculée au drain. On en tire une première relation entre  $\Delta v^2$  et  $\Delta V_{x_0}^2$  (voir relation III-4 de l'annexe II).

D'autre part la tension élémentaire de bruit d'une tranche du canal de longueur  $dx_0$  à  $x_0$  est donnée par:

$$\overline{\Delta V_{x_0}^2} = 4 k_b T_e(x_0) \Delta f \left( \frac{dx_0}{\sigma(x_0) W} \right) \quad (\text{formule de Nyquist}) \quad \text{III-13}$$

$$\sigma(x_0) = q\mu n_s(x_0)$$

D'après Beachtold (1972) la température effective des électrons peut s'approximer sous la forme :

$$T_e(x_0) = T_0 \left( 1 + \alpha \left( \frac{E(x_0)}{E_c} \right)^3 \right) \quad \text{III-14}$$

où  $T_0$  est la température ambiante,  $\alpha$  une constante et  $E_c$  le champ critique.

On obtient:

$$\overline{\Delta v^2} = K1 \left( \frac{K2}{X^3} - 1 \right) \left( 2A'K - X \right)^2 dX \quad \text{III-15}$$

dans laquelle:

$$K1 = \frac{k_B T_o \Delta f}{2A'^3 I_d Y(L_g)^2}, \quad K2 = \frac{\alpha I_d^3}{E_c^3},$$

$$K = V_{gs} - V_{off} - A1 + \frac{B'}{2A'}, \quad A1 = \frac{I_d (d + \Delta d)}{\mu_o W \epsilon E_c},$$

$$Y(L_g) = K - \frac{X(L_g)}{2A'}, \quad X(L_g) = \sqrt{B'^2 - 4A'C'_{L_g}},$$

$$\text{et } C'_{L_g} = I_d L_g - R_s I_d (B' + A'R_s I_d)$$

On note que A', B' et C' ont la même signification que dans le modèle statique,

$$X = \sqrt{B'^2 - 4A'C'_x} \quad \text{et} \quad C'_x = x I_d - R_s I_d (B' + A'R_s I_d)$$

$$\overline{v_d^2} = \int_0^L \overline{\Delta v^2} \quad \text{(voir annexe II)} \quad \text{III-16}$$

L'examen de l'expression de  $\overline{v_d^2}$  montre que le courant  $I_d$  est au dénominateur.

On peut calculer la limite de  $\overline{v_d^2}$  quand  $I_d$  tend vers zéro, on trouve:

$$\lim_{I_d \rightarrow 0} \overline{v_d^2} = \frac{4 k_b T_o \Delta f L_g d}{\mu_o W \epsilon (V_{gs} - V_{off})} = 4 k_B T_o R_o \Delta f \quad \text{III-17}$$

La densité spectrale en tension est donnée par :

$$S_v = \frac{\overline{v_d^2}}{\Delta f} \quad \text{en (V}^2\text{/ Hz)}$$

#### V-4 Température équivalente de bruit

Pour déterminer la température équivalente de bruit nous avons besoin de la partie réelle de l'impédance du composant, en effet:

$$S_v = 4 k_b T_b \mathcal{R}_e(Z_t)$$

Dans notre équipe, nous nous intéressons actuellement à la modélisation de l'impédance du canal du transistor (Gest, 1992), néanmoins en première approximation on pourra l'assimiler à la résistance dynamique, c'est à dire à la dérivée de la tension drain-source par rapport au courant drain-source:

$$r_d = \left. \frac{dV_{ds}}{dI_d} \right|_{V_{gs}=C^{te}} \quad \text{III-18}$$

et  $T_b$  se met sous la forme:

$$T_b = \frac{S_v r_{do}}{S_{vo} r_d} T_o \quad \text{III-19}$$

Rappelons que dans le modèle l'effet de la fréquence n'est pas pris en compte, contrairement à ce qui est fait expérimentalement. Rappelons que les grandeurs indicées "o" sont celles prises à  $V_{ds}$  nul.

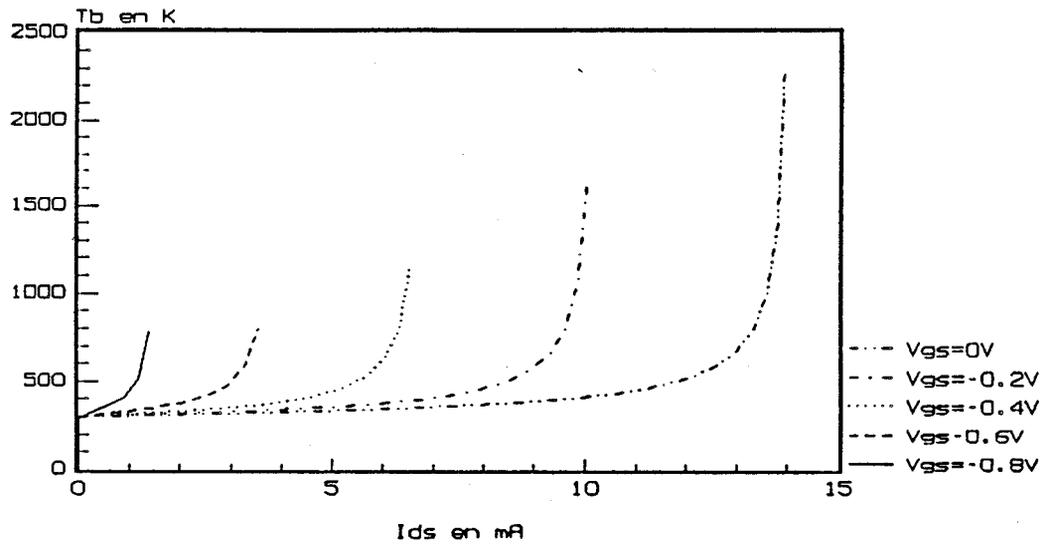


Figure III-6: Température équivalente de bruit du transistor 86-1C

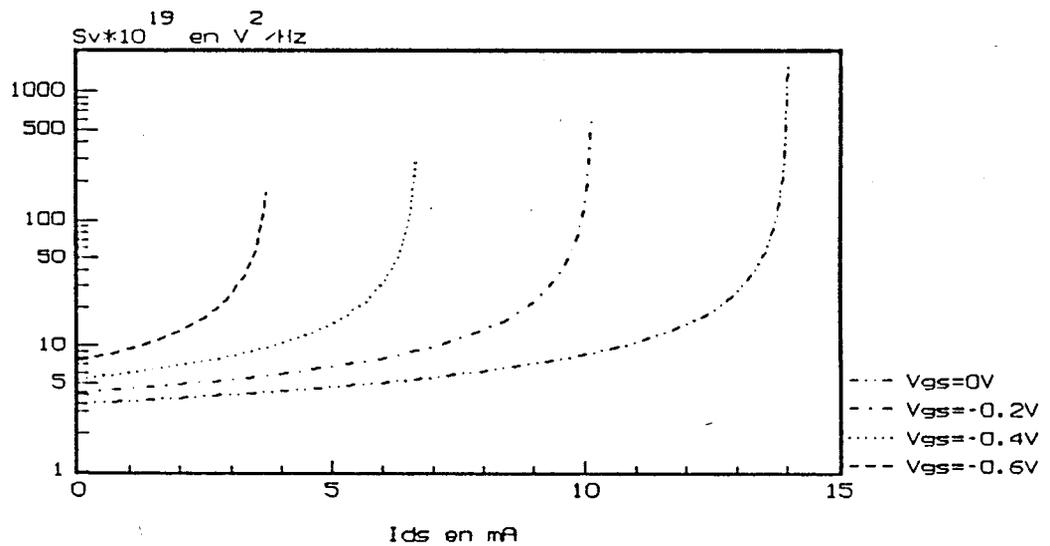


Figure III-7: Densité spectrale en tension du transistor 86-1C

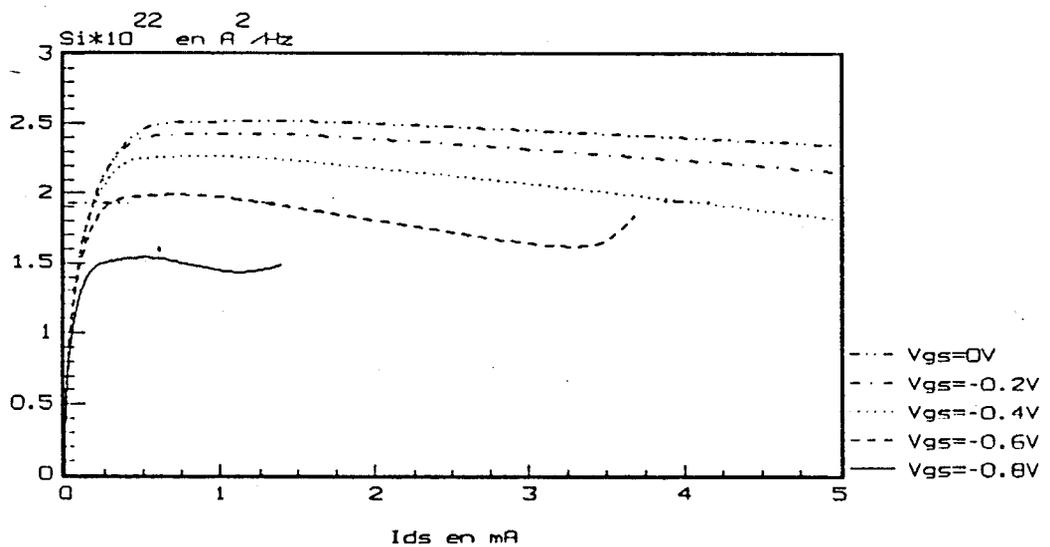


Figure III-8: Densité spectrale en courant du transistor 86-1C

Nous présentons sur les figures III-6, III-7 et III-8 un résultat de cette modélisation. On remarque que l'aspect global des courbes est satisfaisant. Néanmoins, une confrontation théorie-expérience est nécessaire pour la validation de ce modèle. On verra dans le chapitre 5 que le résultat de cette comparaison est assez satisfaisant dans l'ensemble.

## CHAPITRE IV

### ETUDE DU BRUIT DANS LES ZONES D'ACCES

#### I- INTRODUCTION

Pour déterminer le comportement global du composant, il est nécessaire de passer par les résistances d'accès de source et de drain. En effet, il est bien connu que les deux éléments qui dégradent la qualité des composants du point de vue du bruit sont la résistance d'accès de source (en tant que source de bruit thermique additionnelle affectée par le gain du transistor) et la résistance d'accès de grille, autre source de bruit thermique influant sur le canal par couplage capacitif.

Pour des raisons que nous citerons plus loin nous nous intéressons dans ce chapitre plus particulièrement à la résistance d'accès de source.

Tout d'abord nous tenons à signaler que cette résistance joue un rôle important dans les performances du composant. En effet, elle modifie la transconductance du composant:

$$g_{m(\text{ext})} = \frac{g_{m(\text{int})}}{1 + R_s g_{m(\text{int})}} \quad \text{et} \quad f_c = \frac{g_{m(\text{ext})}}{2\pi C_{gs}}$$

où  $g_{m(\text{int})}$  et  $g_{m(\text{ext})}$  représentent respectivement les transconductances intrinsèques et extrinsèques du composant, le facteur de bruit étant donné par (Fukui, 1979):

$$F = 1 + 2\pi k_F f C_{gs} \sqrt{\frac{R_s + R_g}{g_m}} \quad \text{avec} \quad k_F = 2 \sqrt{\frac{I_{\text{opt}}}{E_c L_g g_{m(\text{int})}}}$$

où  $k_F$  représente le facteur de Fukui (Delagebeaudeuf, 1985).

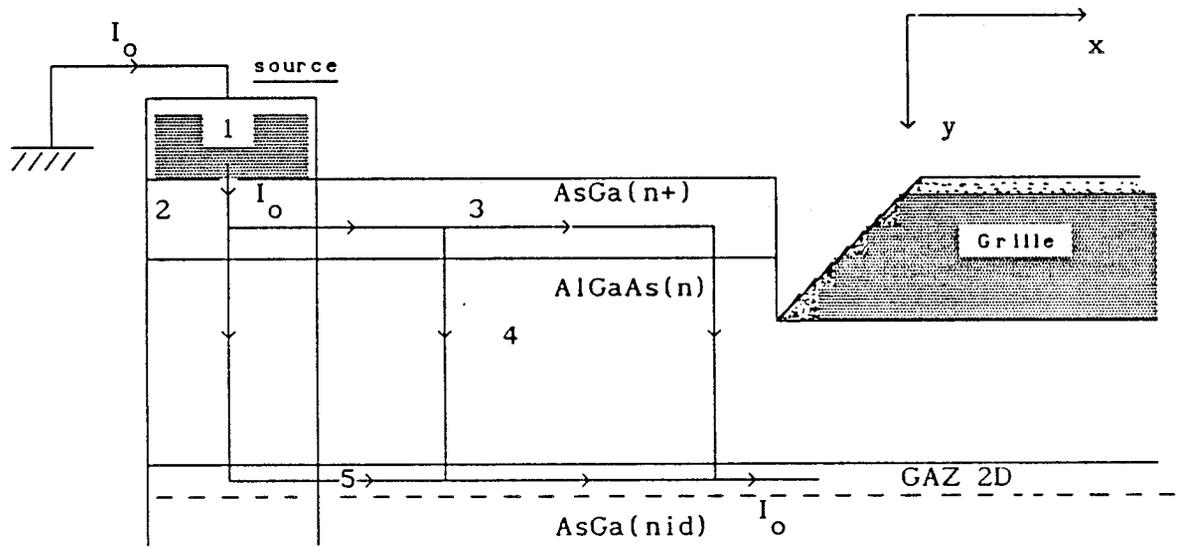


Figure IV-1: Structure physique de la zone d'accès de source

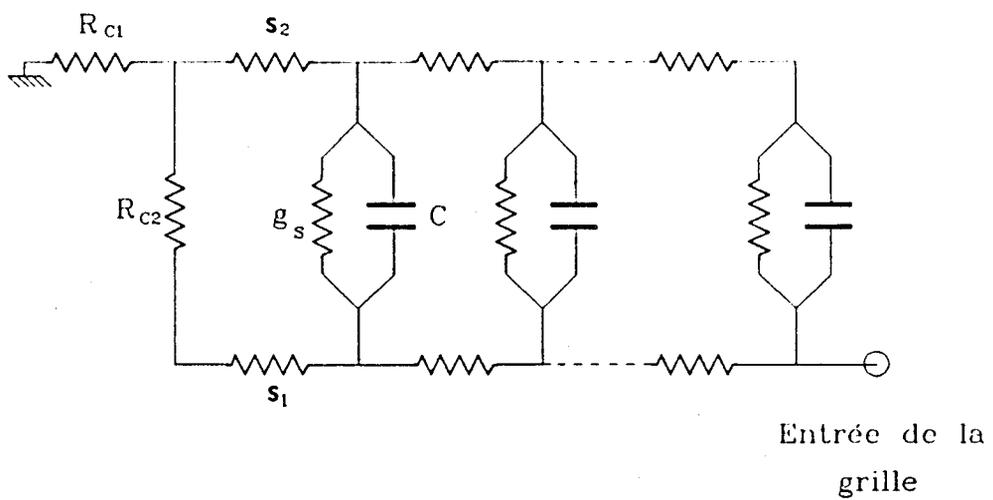


Fig IV-2 : Approche de la structure de la zone d'accès de source

$I_{opt}$  est le courant continu de drain correspondant au minimum du facteur de bruit,  $E_c$  représente le champ critique et  $L_g$  représente la longueur de la grille.

Il est certain que toute amélioration apportée au niveau de  $R_s$  contribue au bon fonctionnement du composant du point de vue du gain et du bruit.

## II- ORIGINE DE LA RESISTANCE D'ACCES DE SOURCE DANS LES TEGFETs

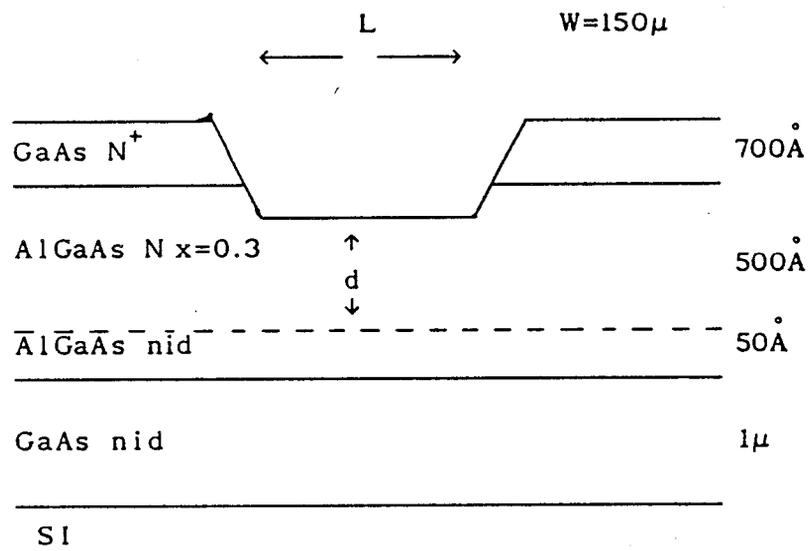
La résistance d'accès de source est la résistance comprise entre la métallisation de source et le point du canal situé à l'aplomb de l'entrée de la grille. Elle dépend de toutes les composantes de cette zone (figure IV-1).

- 1- de la métallisation de source,
- 2- du contact métal-semiconducteur et de la diffusion du contact ohmique plus ou moins profonde au travers des couches,
- 3- de la couche AsGa très dopée se trouvant sous le contact ohmique (cap-layer),
- 4- de la couche active AlGaAs et de son profil de dopage,
- 5- du gaz d'électrons bidimensionnels et de la diffusion plus ou moins profonde du contact ohmique.

Comme on peut le constater sur la figure IV-1 le courant arrivant à l'entrée de la grille résulte de plusieurs contributions, qui dépendent du comportement et du mouvement des porteurs dans cette zone.

La résistance carrée de la couche superficielle  $AsGa(n^+)$  est habituellement de l'ordre de  $200\Omega/\square$ . Celle du gaz d'électrons bidimensionnels est de l'ordre de  $1000\Omega/\square$ . Le rôle du cap layer est de diminuer la résistance d'accès en amenant une couche très dopée au plus près de la zone située sous la grille. La couche AlGaAs contribue à cette résistance sous la forme d'une conductance perpendiculaire à la structure, elle relie la couche surdopée GaAs au gaz d'électrons bidimensionnels. Typiquement la valeur de cette conductance varie de  $1.2 \cdot 10^5$  à  $0.9 \cdot 10^4 \Omega^{-1}cm^2$  (Lee, 1985). La présence des deux hétérojonctions  $AsGa(n^+)/AlGaAs(n)$  d'un côté et  $AlGaAs(n)/AsGa(nid)$  de l'autre, introduit un couplage capacitif entre ces deux couches qui se place en parallèle sur la conductance transverse. Globalement on peut établir un schéma équivalent de la zone d'accès à l'aide d'éléments distribués sous la forme représentée sur la figure IV-2.

Plusieurs auteurs se sont intéressés au problème d'évaluer aussi



$L = 2.15\mu, 7.35\mu, 12.4\mu, 17.6\mu$

Figure IV-3a: caractéristiques technologiques et géométriques de l'échelle de résistances 86-1

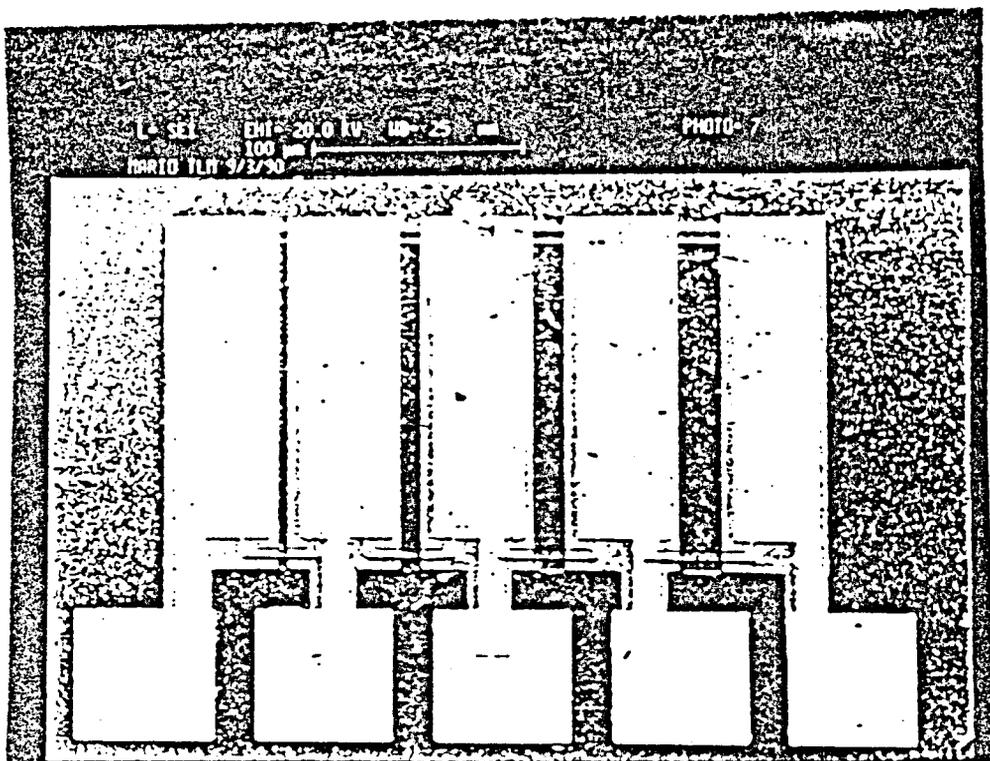
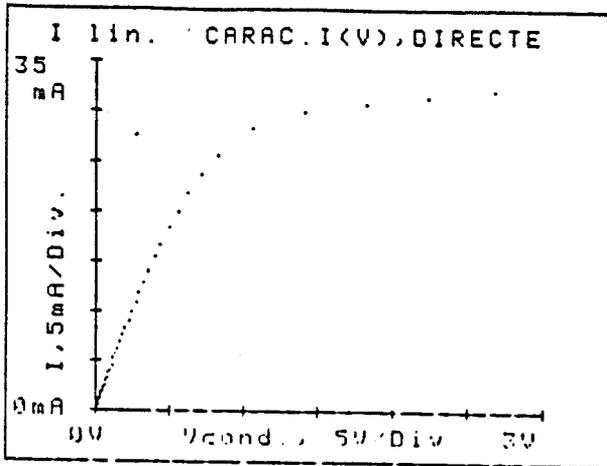
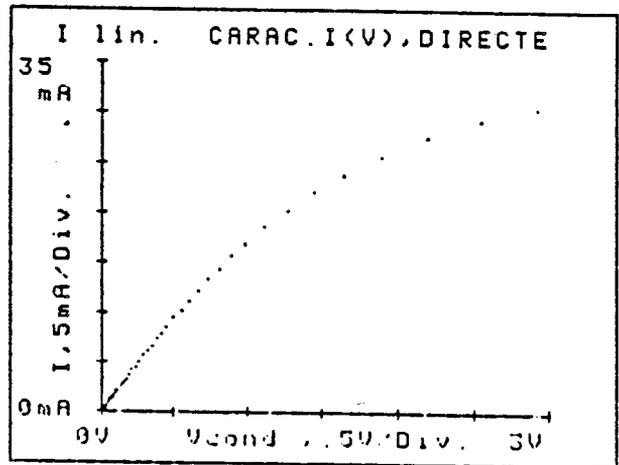


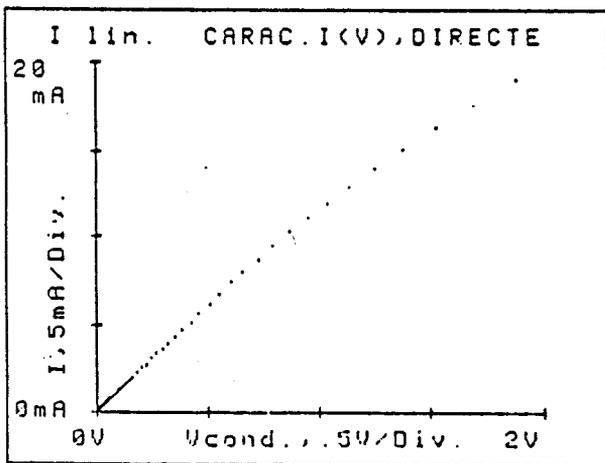
Figure IV-3b: photo de l'échelle de résistances prise au microscope électronique



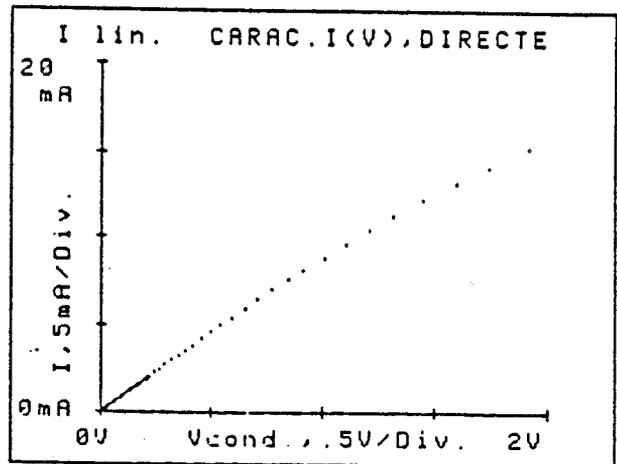
a)



b)



c)



d)

Figure IV-4: Caractéristiques statiques de l'échelle de résistances

a)  $L=2.15\mu$ , b)  $L=7.35\mu$ , c)  $L=12.4\mu$ , d)  $L=17.6\mu$

précisément que possible l'influence de cette zone d'accès sur les performances du transistor. Il en est ainsi de Feuer (1985) et Lee et Crowell (1985) qui en utilisant la même approche déterminent des valeurs typiques pour les éléments de la ligne d'accès par une étude physique des couches constituées prenant en compte divers effets tels que l'injection tunnel, l'injection thermoionique, etc...

Des études du même type ont été réalisées dans notre laboratoire. Nous pouvons citer: Versnaeyen (1985), Cappy (1986) et Belache (1989), ce dernier s'intéressant plus particulièrement au comportement de la résistance d'accès de source avec la température.

### III- METHODE EXPERIMENTALE D'APPROCHE PAR L'ETUDE D'UNE ECHELLE DE RESISTANCES

Si les résistances d'accès sont connues, nous pouvons prendre en considération le bruit thermique de celles-ci et isoler plus facilement le bruit produit dans le canal.

Nous avons travaillé sur une échelle de résistances dont les caractéristiques technologiques sont montrées sur la figure IV-3a. Sur la figure IV-3b nous avons reporté des photos prises au microscope électronique mesurant ainsi avec une grande précision la dimension des espaces entre les plots métalliques. Pour des raisons de physique des matériaux et du transport électronique dans les couches semiconductrices, cette échelle de résistances appartient à la même couche que celle utilisée pour le process du transistor 86-1. Cette étude nous permettra de caractériser ces composants du point de vue du bruit et de retrouver ainsi le bruit du canal, celui des résistances d'accès étant éliminé. Pour cela comme pour les transistors, on choisit le courant comme facteur commun sachant que les conditions de transport dans les quatre résistances peuvent être différentes pour la même tension aux bornes suivant la longueur.

La figure IV-4 présente les caractéristiques statiques de l'échelle de résistances étudiée.

Afin de nous assurer de la bonne linéarité de l'échelle de résistances avec la longueur, nous avons tracé à bas courant ( $I_0=5\text{mA}$  et  $I_0=10\text{mA}$ ) la résistance mesurée en fonction de sa longueur  $L$  et ceci en continu (figure IV-5). A partir de cette courbe on peut déterminer par extrapolation la somme

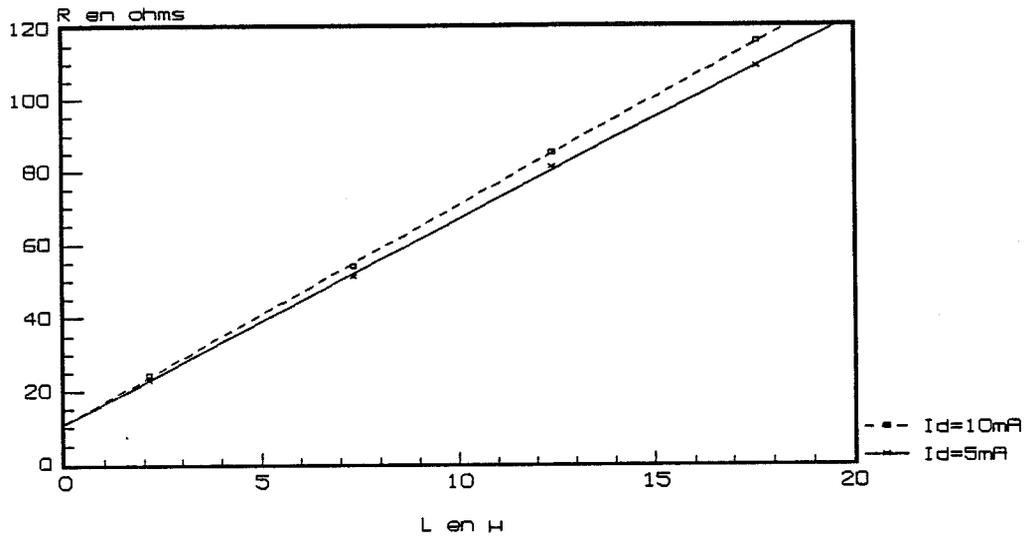


Figure IV-5: Partie réelle de l'impédance-échelle de résistances (86-1) mesures en continu

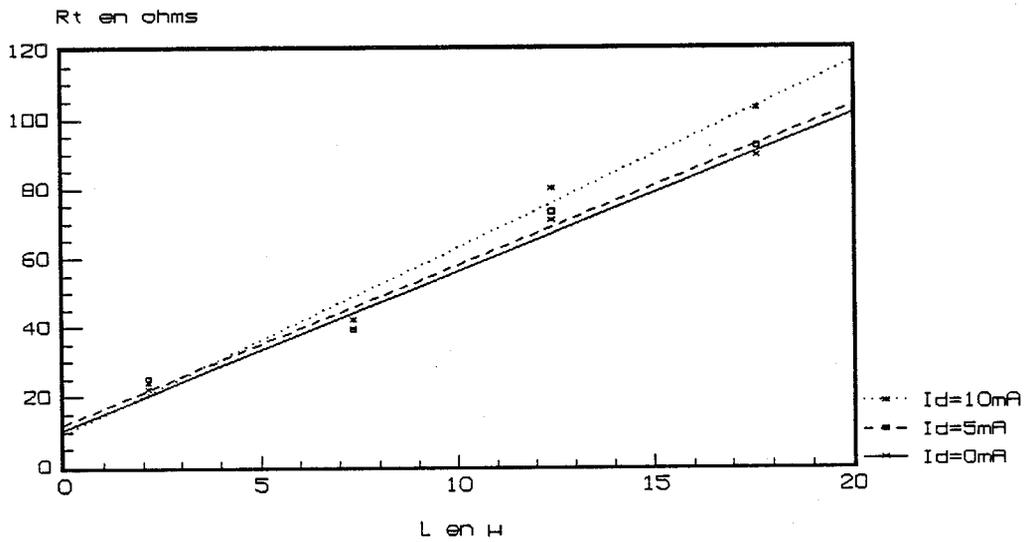


Figure IV-6: Partie réelle de l'impédance-échelle de résistances F=8 GHz

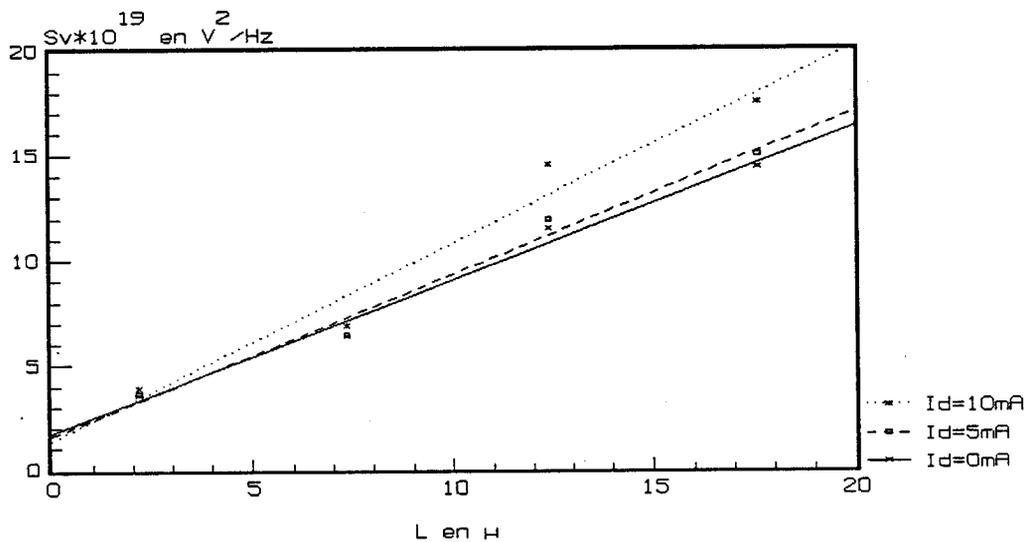


Figure IV-7: Densité spectrale de bruit-échelle de résistances F=8 GHz

des deux résistances d'accès en continu:

$$R_{a1} + R_{a2} \cong 11\Omega$$

#### IV- APPROCHE EXPERIMENTALE

L'obtention des résistances d'accès a été réalisée de deux façons différentes. La première méthode consiste à mesurer la partie réelle de l'impédance à l'analyseur de réseau à une fréquence donnée dans chacune des quatre résistances et de la représenter en fonction de la longueur de chaque résistance. Ceci peut se faire pour différentes valeurs du courant (figure IV-6). Les résistances d'accès s'obtiennent par régression linéaire sur les points de mesure.

La deuxième méthode consiste à mesurer le bruit dans les mêmes conditions de polarisation et de fréquence (figure IV-7). Le bruit dans les zones d'accès s'obtient par régression linéaire sur les point de mesure.

On remarque que les deux réseaux de courbes sont linéaires et semblent converger à peu près vers un seul point. Ainsi par extrapolation, et en ce qui concerne la figure IV-6, on peut trouver la valeur des deux résistances d'accès à l'origine. On trouve:

$$R_{a1} + R_{a2} \cong 12\Omega$$

L'erreur sur cette mesure peut être estimée à environ 10%.

De la même façon on trouve (figure IV-7) la densité spectrale d'accès:

$$S_{v(\text{accès})} \cong 1.8 \cdot 10^{-19} \text{ V}^2/\text{Hz}$$

En supposant que les résistances d'accès se trouvent toujours à la température ambiante  $T_0$  on a:

$$S_{v(\text{accès})} \cong 4k_b T_0 (R_{a1} + R_{a2}) \quad \text{et} \quad \text{donc} \quad (R_{a1} + R_{a2}) \cong 11\Omega$$

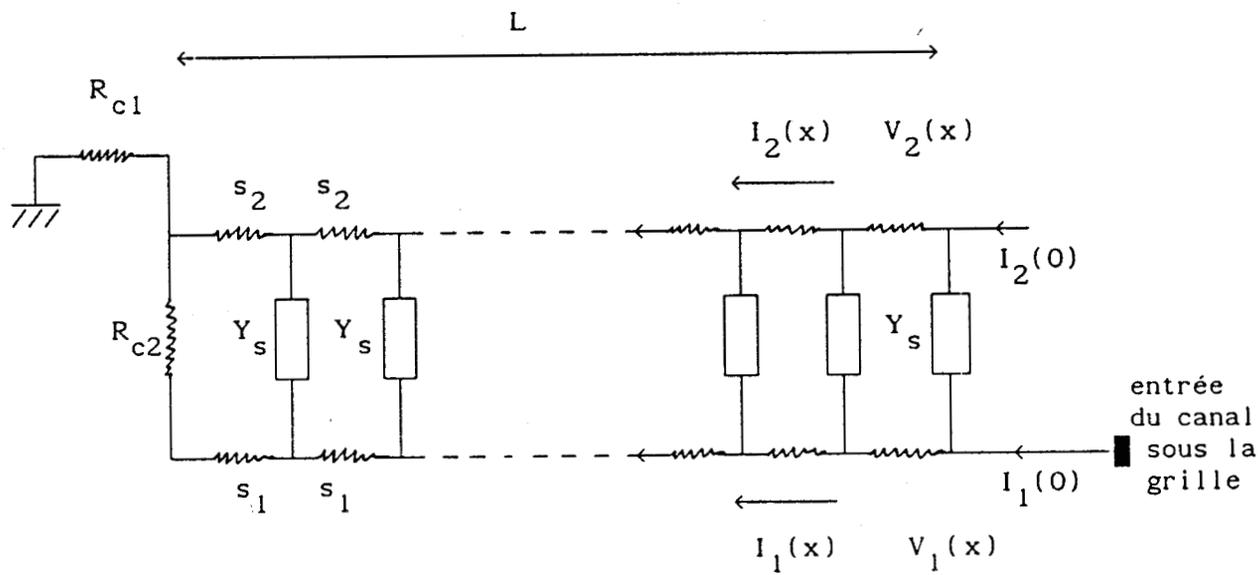


Figure IV-8: Schéma équivalent de la zone d'accès de source

$$Y_s = g_s + jC\omega$$

Il y a bien concordance avec la valeur de  $(R_{a1} + R_{a2})$  mesurée en hyperfréquence.

## V- APPROCHE THEORIQUE

Le but principal de la modélisation que nous présentons dans ce chapitre est de retrouver les résultats expérimentaux, ensuite de comprendre la spécificité de la résistance d'accès de source et de définir les paramètres qui peuvent l'améliorer.

Le modèle que nous avons utilisé est celui de Lee et Crowell (1985), avec cependant la particularité suivante: la présence d'une capacité en parallèle avec la conductance transverse. En effet les mesures que nous avons effectuées en hyperfréquences montrent que les résistances d'accès varient légèrement en fonction de la fréquence. En régime hyperfréquence, il est nécessaire de tenir compte d'un courant de déplacement dû à la présence d'un effet capacitif. La figure IV-8 montre le principe de cette modélisation, l'impédance totale de la source s'écrit sous la forme:

$$Z_s = R_{cl} + Z_s^d$$

$R_{cl}$  représente la résistance de la métallisation de source.  $Z_s^d$  représente l'impédance distribuée de la zone d'accès de source. Le calcul détaillé de  $Z_s^d$  est donné dans l'annexe III. On trouve\* :

$$\frac{Z_s^d}{R_s^o} = \frac{1}{1 + \frac{s_2}{s_1}} + \frac{\frac{L_c}{L} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)}{1 + \frac{s_1}{s_2} + \frac{R_{c2}L}{R_s^o L_c} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)}$$

$$+ \frac{R_{c2}}{R_s^o} \frac{1 + \frac{s_1}{s_2} \operatorname{sech}\left(\frac{L}{L_c}\right) + \left(\frac{s_1}{s_2}\right)^2}{\left(1 + \frac{s_1}{s_2}\right) \left(1 + \frac{s_1}{s_2} + \frac{R_{c2}L}{R_s^o L_c} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)\right)}$$

IV-1

\*  $\operatorname{sech}(x) = 1/\operatorname{ch}(x)$

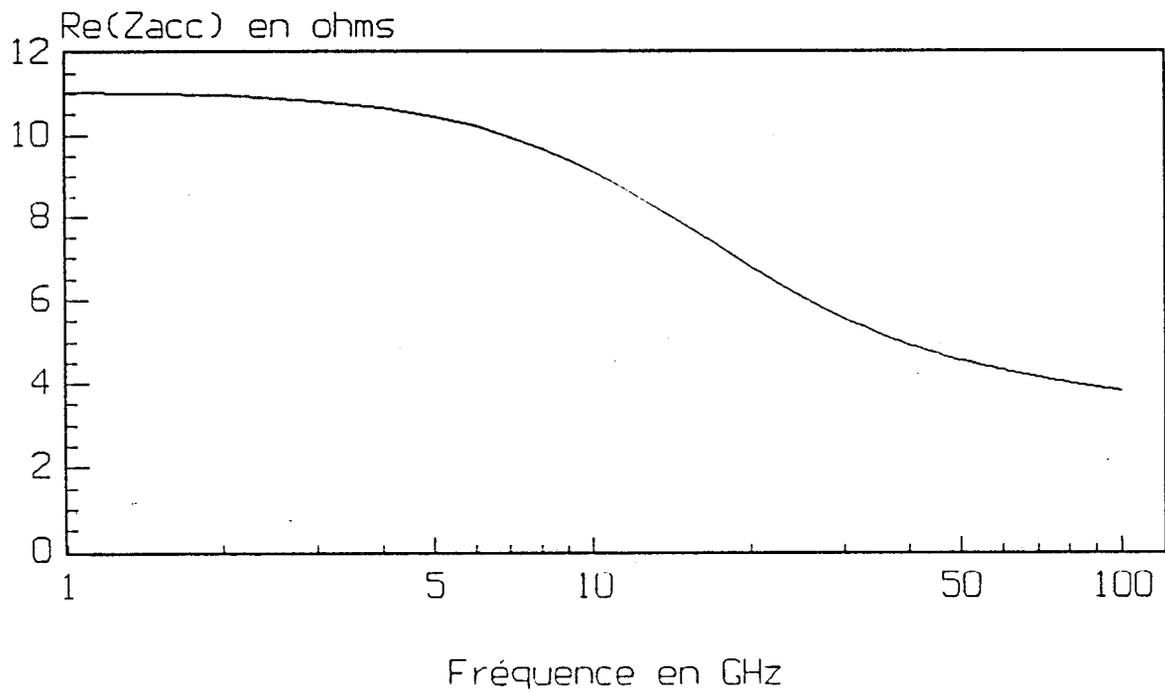


Figure IV-9: Partie réelle de l'impédance d'accès de source (TEGFET 86-1C)

Valeurs des paramètres utilisés:

$$R_{c1} = 1 \Omega$$

$$R_{c2} = 750 \Omega \mu\text{m}$$

$$s_1 = 1.28 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

$$s_2 = 5.12 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

$$C = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ F/cm}^2$$

$$g_s = 1.7 \cdot 10^4 \Omega^{-1}/\text{cm}^2$$

$$L = 2 \mu\text{m}$$

où  $s_2$  représente la conductivité du cap layer (AsGa  $n^+$ ),  $s_1$  la conductivité du gaz d'électrons bidimensionnels et  $g_s$  la conductance transverse.

$$C = \frac{\epsilon_{(\text{AlGaAs})}}{\frac{N_s}{N_d} + 80\text{\AA}} \text{ en } (\text{F/m}^2) \quad \text{d'après Versnaeyen (1985)}$$

$$L_c = \left( (g_s + jC\omega)(1/s_1 + 1/s_2) \right)^{-1/2}$$

$L$  représente la longueur de la zone sur laquelle s'étend l'impédance  $Z_s^d$ .

$$R_s^o = \frac{L}{W s_1}, \quad W \text{ représente la largeur du composant.}$$

$R_{c2}$  représente la résistance du contact ohmique (figure IV-8).

La détermination de  $g_s$  a été largement traitée par Lee (1985) et sa variation en fonction de l'épaisseur et du dopage de la couche AlGaAs, montre l'importance de ce paramètre et son influence sur la résistance d'accès.

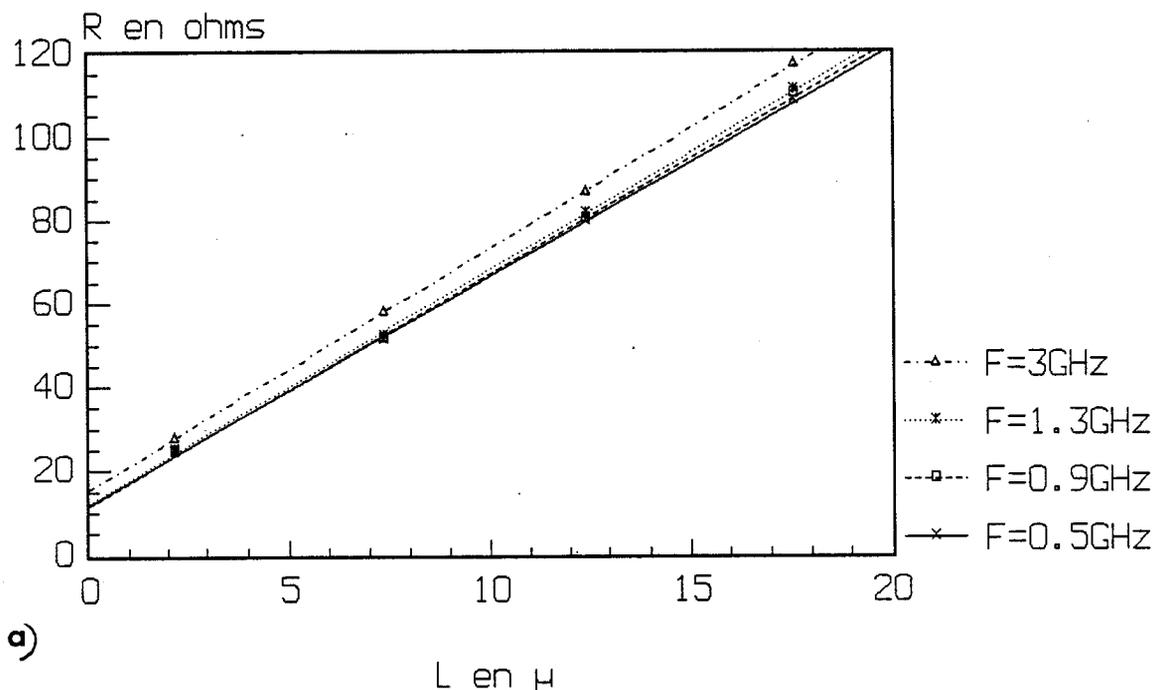
Nous présentons sur la figure IV-9 un résultat de cette modélisation, elle représente l'évolution de la partie réelle de l'impédance  $Z_s^d$  (formule IV-1) en fonction de la fréquence et ceci pour le transistor de la série 86-1 dont les caractéristiques sont déjà données dans le chapitre III. La distance source-grille vaut  $2 \mu\text{m}$ . Il s'avère dans le cas présent que la variation de la résistance d'accès avec la fréquence est très faible. Pour juger du modèle il faudrait une précision expérimentale meilleure que  $1\Omega$ .

Comme nous l'avons signalé au début de ce chapitre les résistances d'accès restent à la température ambiante, le calcul de la densité spectrale en tension est immédiat:

$$S_v = 4k_B T_o \mathcal{R}_e(Z_s^d)$$

où  $T_o$  est la température du composant, et  $\mathcal{R}_e(Z_s^d)$  est la partie réelle de l'impédance  $Z_s^d$ .

Partie réelle de l'impédance  $I_d=0mA$   
Echelle de résistances 86-1



Partie réelle de l'impédance  $I_d=0mA$   
Echelle de résistances 86-1

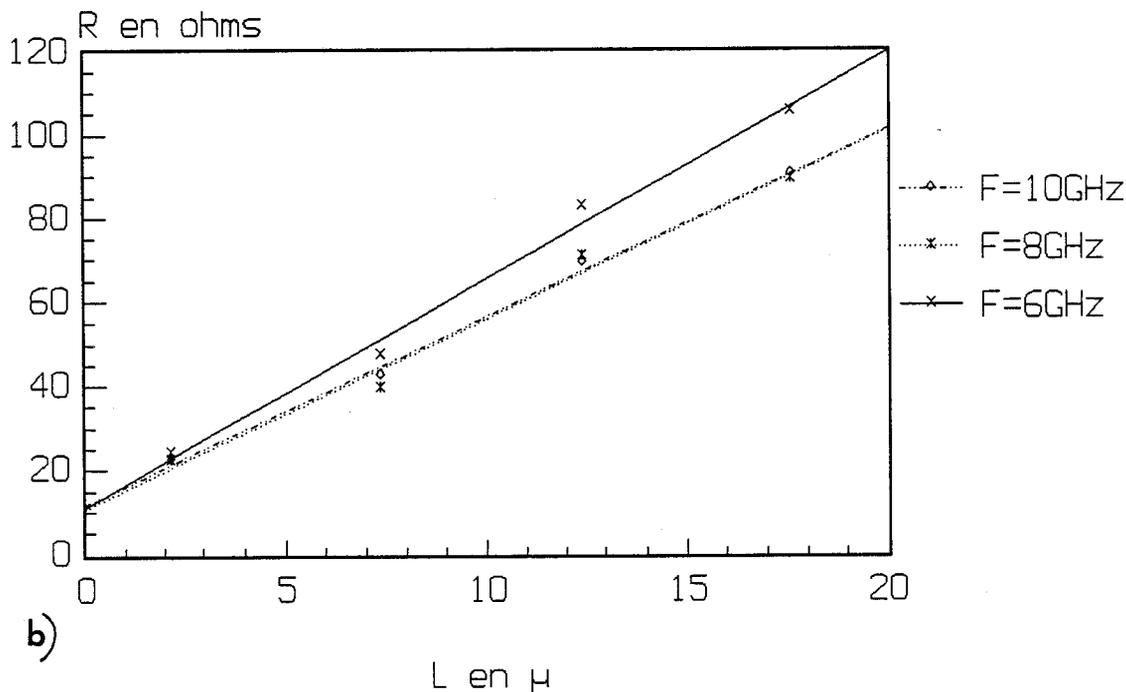


Figure IV-10: Partie réelle de l'impédance d'accès de source - effet de la fréquence

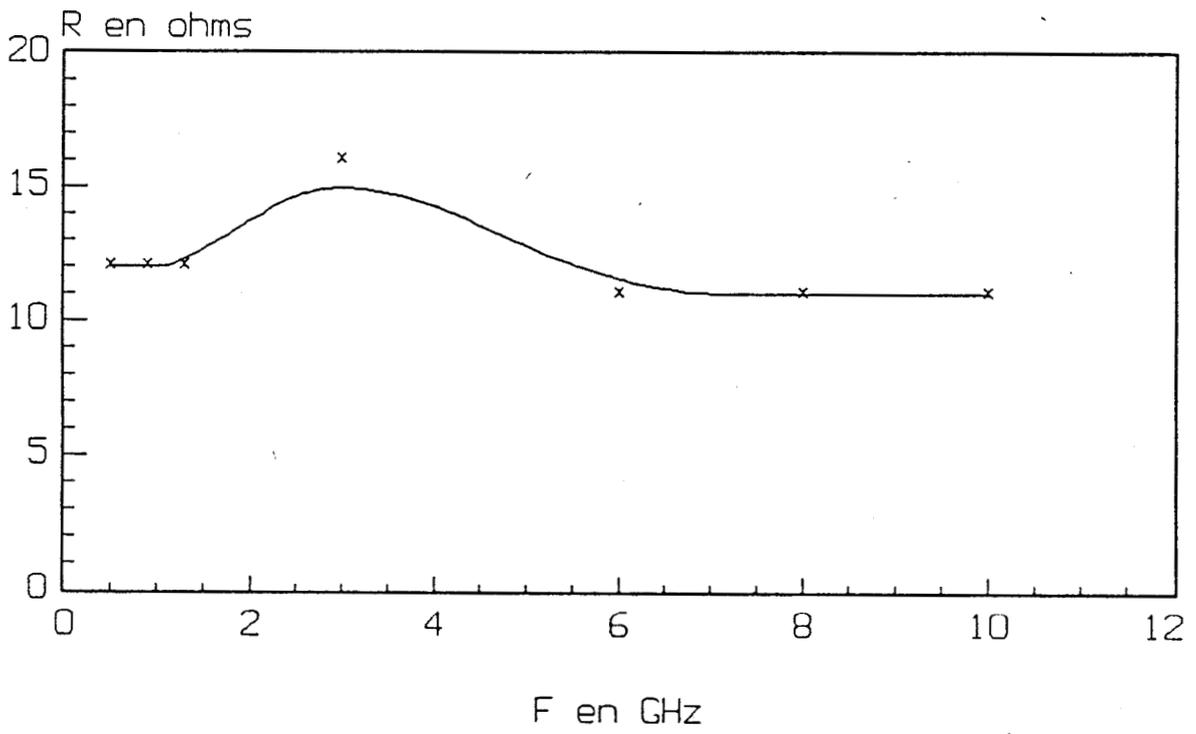


Figure IV-11: Evolution de la résistance d'accès de source avec la fréquence

## VI- COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

Pour effectuer la comparaison théorie-expérience, nous ne pouvions pas nous contenter d'une mesure en continu et d'une mesure à 8GHz. Le modèle décrit dans le paragraphe précédent montre que l'impédance d'accès décroît légèrement avec la fréquence, donc il était plus logique de comparer les résultats du modèle avec des mesures expérimentales en fonction de la fréquence.

Pour cela nous avons tracé la partie réelle de l'impédance mesurée à l'analyseur de réseau en fonction de la longueur L de la résistance et ceci de 500MHz à 10GHz (figures IV-10a et IV-10b).

Par extrapolation nous tirons ( $R_{a1} + R_{a2}$ ) à plusieurs fréquences (figure IV-11). On remarque que la résistance d'accès croît d'abord de 500MHz à 3 GHz et décroît ensuite de 3 GHz à 10 GHz. Or le modèle utilisé ne prévoit pas un tel phénomène. Nous pensons que ceci est dû à la négligence de la conduction parallèle dans la couche AlGaAs de la zone d'accès. Nous représentons sur la figure IV-12 ce que pourrait être le schéma équivalent de la zone d'accès le plus complet. Un tel réseau distribué pourrait expliquer l'évolution expérimentale de la figure IV-11.

Actuellement nous développons un modèle tenant compte de cet effet et nous espérons obtenir des résultats mettant un terme aux incertitudes du comportement des zones d'accès.

Une structure possible de la maille de la ligne de transmission de la figure IV-12 pourrait être que Z1, Z2 et Z3 sont respectivement les résistances réparties de la couche GaAs  $n^+$ , de la couche AlGaAs et du canal dans le GaAs. Les impédances Z4 et Z5 représenteraient les capacités de couplages entre les trois couches.

L'étude de ce circuit est en cours. Le calcul analytique est quasiment impossible, cette étude est faite à l'aide du logiciel MDS.

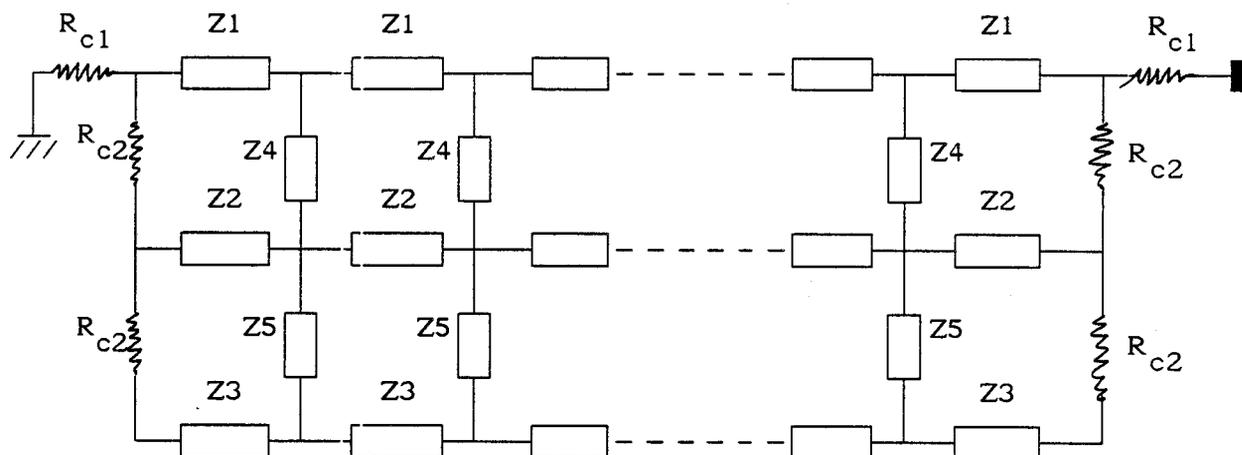


Figure IV-12: schéma équivalent des zones d'accès

## VII- CONCLUSION

Cette étude a cherché surtout à montrer que l'on peut concevoir des modèles assez simples qui permettraient une étude détaillée et réaliste de l'influence des sources de bruit dans les zones d'accès des transistors sur le bruit total des composants. Cependant nous n'avons pas traité la zone d'accès de drain. En effet le comportement de cette dernière est différent de celui de la source du fait que les électrons arrivent peut-être dans l'espace grille-drain avec une certaine énergie (électrons chauds), ce qui suppose d'autres hypothèses qui risquent de compliquer quelque peu le modèle à mettre en place.

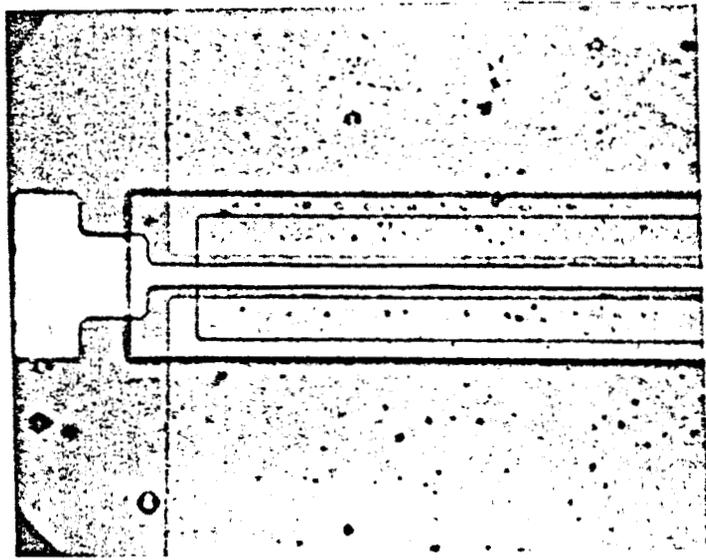
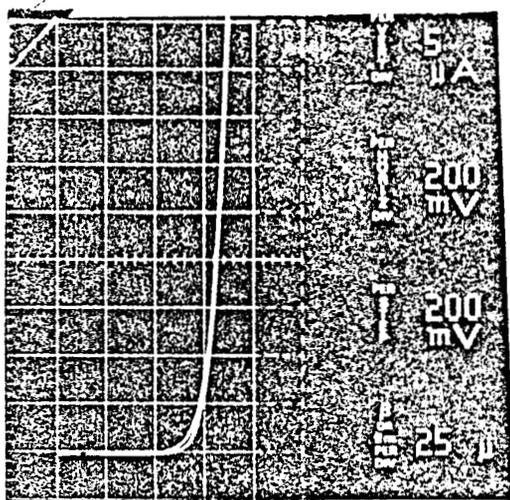
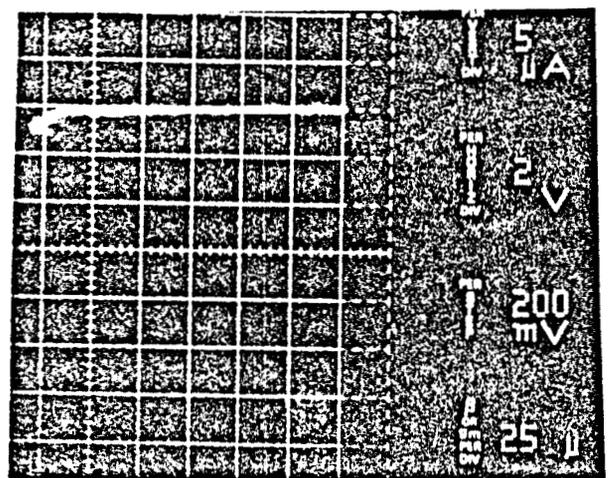


Figure V-1: Grille du transistor 86-1C



a)



b)

Figure V-2: Caractéristiques de contact Schottky

## CHAPITRE V

### ETUDE DU BRUIT DANS UN TEGFET

L'objectif principal de ce chapitre est l'analyse des phénomènes physiques dans le composant TEGFET, à savoir l'extraction du coefficient de diffusion dans le gaz d'électrons bidimensionnels. Ceci ne peut s'effectuer qu'à partir de la connaissance des paramètres électriques et géométriques caractérisant le composant. Pour le composant utilisé dans cette étude, ces différents paramètres ont été déterminés par les méthodes habituelles et notamment celles utilisées dans notre laboratoire.

L'ensemble des résultats issus des caractérisations continues, basses fréquences et hyperfréquences, et les mesures de bruit nous permettront de déduire des paramètres physiques comme le coefficient de diffusion.

Ce chapitre comportera trois parties, la caractérisation continue et basse fréquence, la détermination du schéma équivalent et les mesures de bruit conduisant par la suite aux densités spectrales en tension et en courant, à la température de bruit, etc....

#### I- CARACTERISATION CONTINUE ET BASSE FREQUENCE

##### I-1 Description du transistor utilisé

Le transistor que nous avons utilisé dans cette étude est un TEGFET du laboratoire (série CHS 86-1). Les caractéristiques électriques et géométriques ont été déterminées par les méthodes classiques, nous les avons données dans le chapitre III.

La métallisation de grille est composée de 500Å de titane et 3500Å d'aluminium. la figure V-1 montre une photo de la grille du transistor. Sa longueur est de  $5\mu$  dans un espace source-drain de  $10\mu$ , sa largeur est de  $150\mu$ . Les caractéristiques du contact Schottky sont montrées sur la figure V-2, il s'agit du relevé du courant de grille en fonction de la tension de grille quand celle-ci est polarisée d'abord en direct (figure V-2a) et en inverse (figure V-2b), le drain n'étant pas relié. A partir de cette

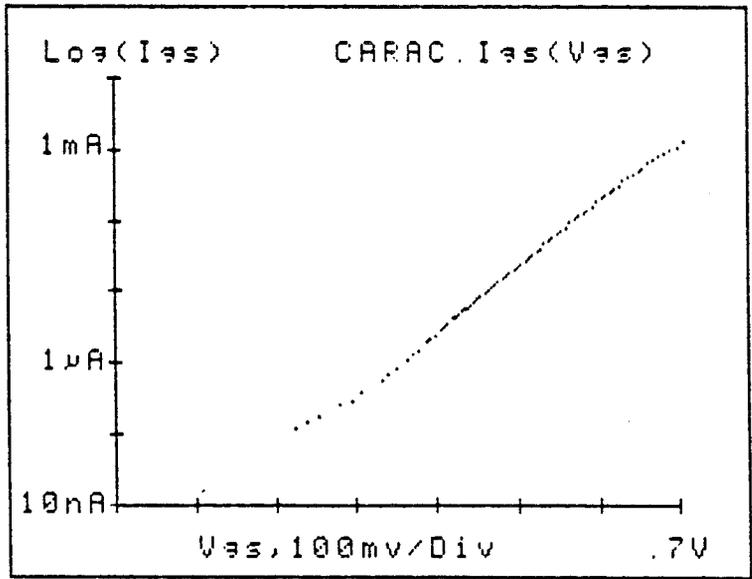


Figure V-3: Détermination du coefficient d'idéalité et de la hauteur de barrière

TEGFET n° 86-1  
Couche active CNET (MBE) n° 6695

GaAs N <sup>+</sup> 2 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	700Å
GaAlAs N 8 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>	1000Å
GaAlAs (nid) x=0.3	50Å
GaAs (nid)	1μ
SI	

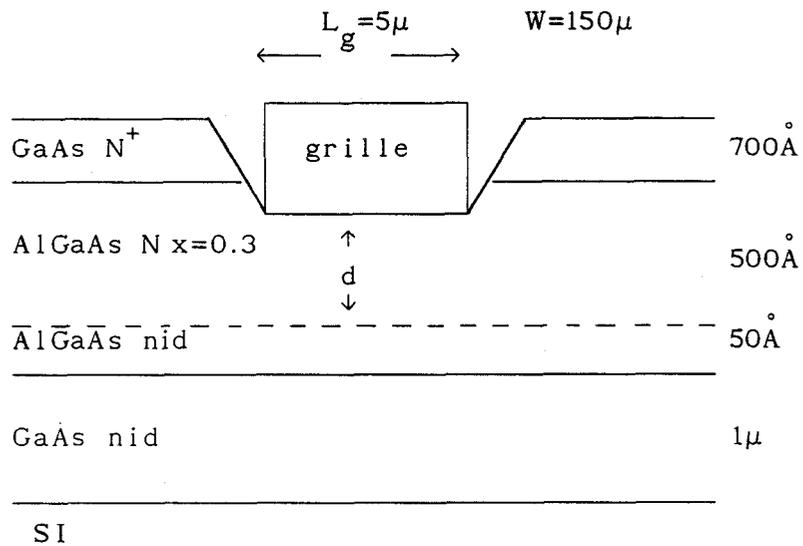


Figure V-4: caractéristiques technologiques et géométriques du transistor étudié 86-1C

caractéristique on peut déterminer la hauteur de barrière  $V_b$  et le coefficient d'idéalité  $\eta$ . La connaissance de ces deux paramètres permet d'apprécier la technologie du contact Schottky. On peut ainsi prédire le bon fonctionnement du transistor en hyperfréquences.

L'étude expérimentale du contact métal-semiconducteur repose sur l'utilisation de la relation courant-tension (Sze, 1981):

$$I_{gs} = A^* T^2 S \exp\left(\frac{-qV_b}{\eta k_B T}\right) \exp\left(\frac{qV_b}{\eta k_B T}\right)$$

où  $A^*$  représente la constante de Richardson,  $S$  la surface de la jonction ( $S=L_g W$ ),  $T$  la température et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Les autres grandeurs ont leur significations habituelles.

La détermination de la hauteur de barrière s'effectue en exploitant la mesure du courant de grille lorsque le contact est polarisé en direct. La pente de la courbe  $\text{Log}(I_{gs})=f(V_{gs})$  et l'ordonnée à l'origine, permettent d'obtenir  $\eta$  et  $V_b$  (voir figure V-3):

$$\eta = \frac{q}{k_B T} \frac{dV_{gs}}{d(\log(I_{gs}))}$$

$$V_b = \eta \frac{k_B T}{q} \log\left(\frac{A^* S T^2}{I_{gs0}}\right)$$

$$\text{avec } I_{gs0} = A^* S T^2 \exp\left(\frac{qV_b}{\eta k_B T}\right)$$

La figure V-4 montre les paramètres technologiques et géométriques du transistor.

Le profil de mobilité est montré sur la figure V-5, la valeur maximale de  $6500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  montre que le matériau est de bonne qualité. Par ailleurs, des mesures effectuées à 77K ont donné une mobilité moyenne de  $25000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  qui semble être caractéristique d'une couche d'électrons bidimensionnels.

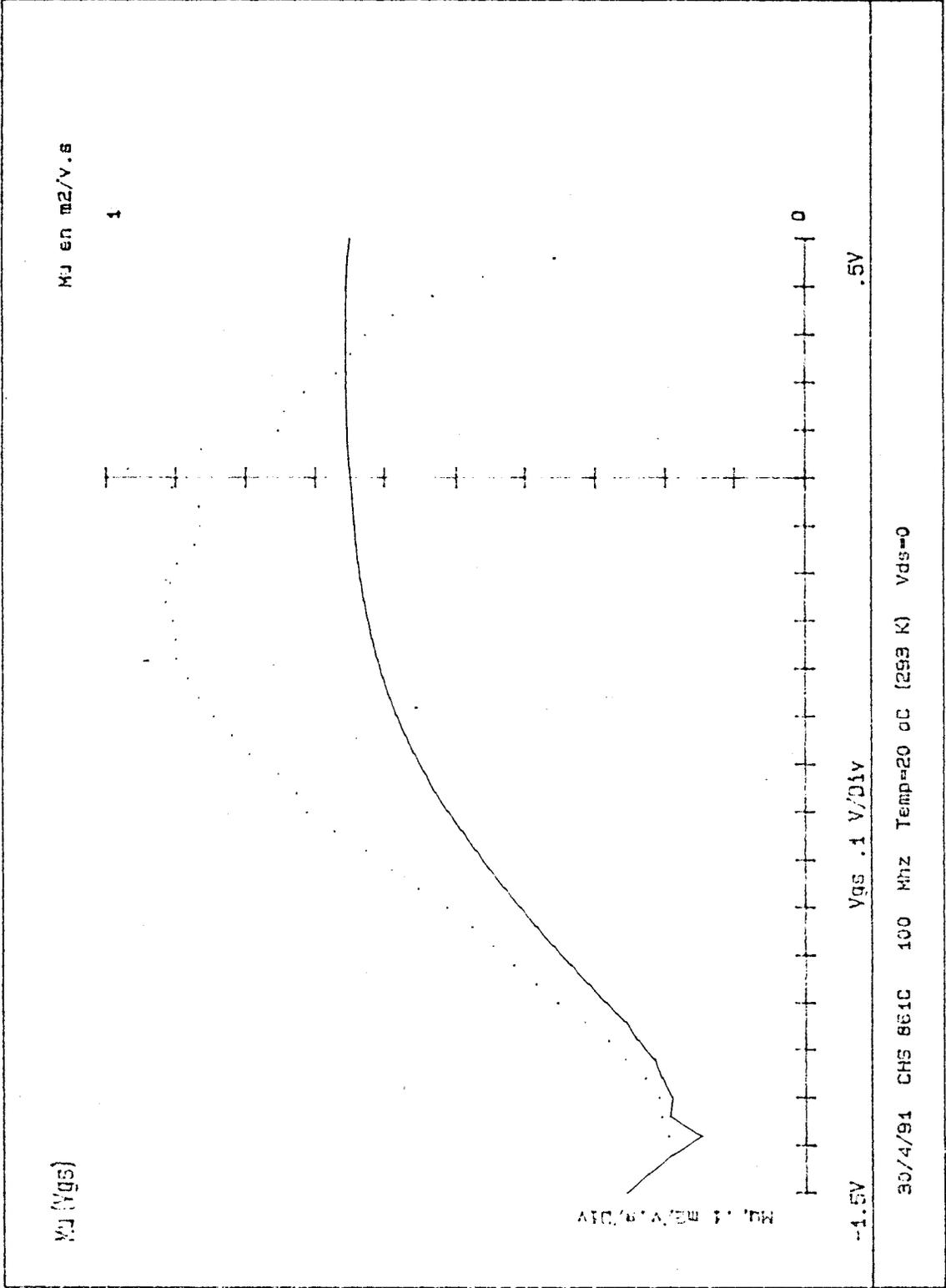


Figure V-5: Profil de mobilité du transistor (86-1C)

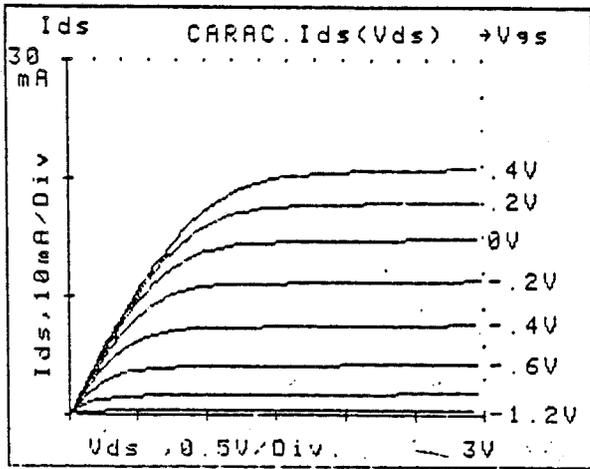


Figure V-6: Caractéristiques statiques expérimentales du transistor 86-1C

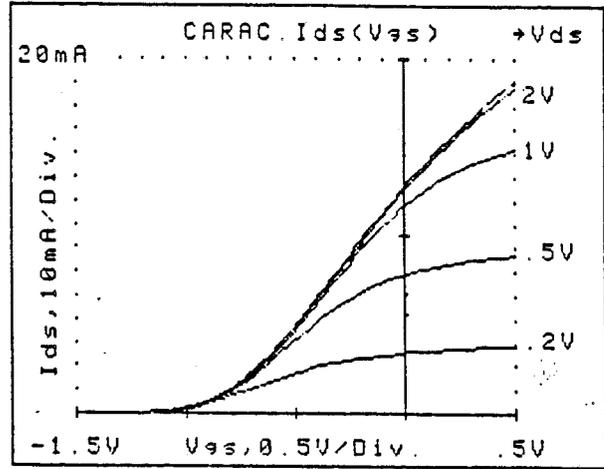


Figure V-7: Caractéristiques

$I_{ds}(V_{gs})$

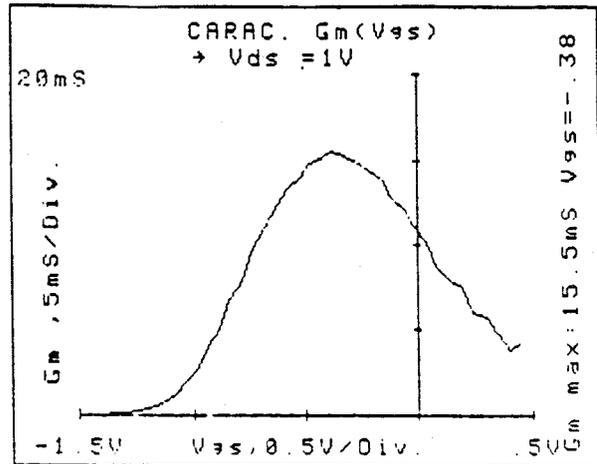
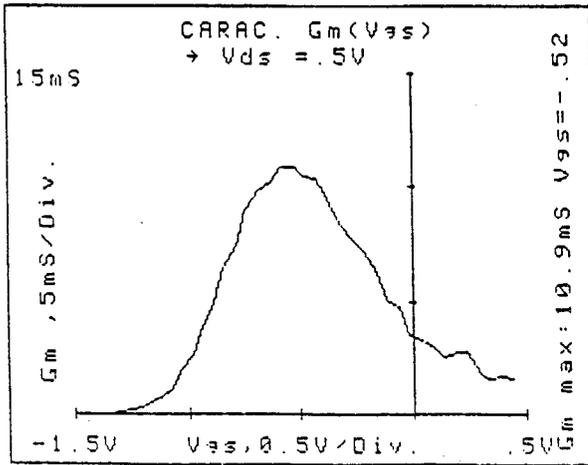


Figure V-8: Transconductance statique du transistor 86-1C

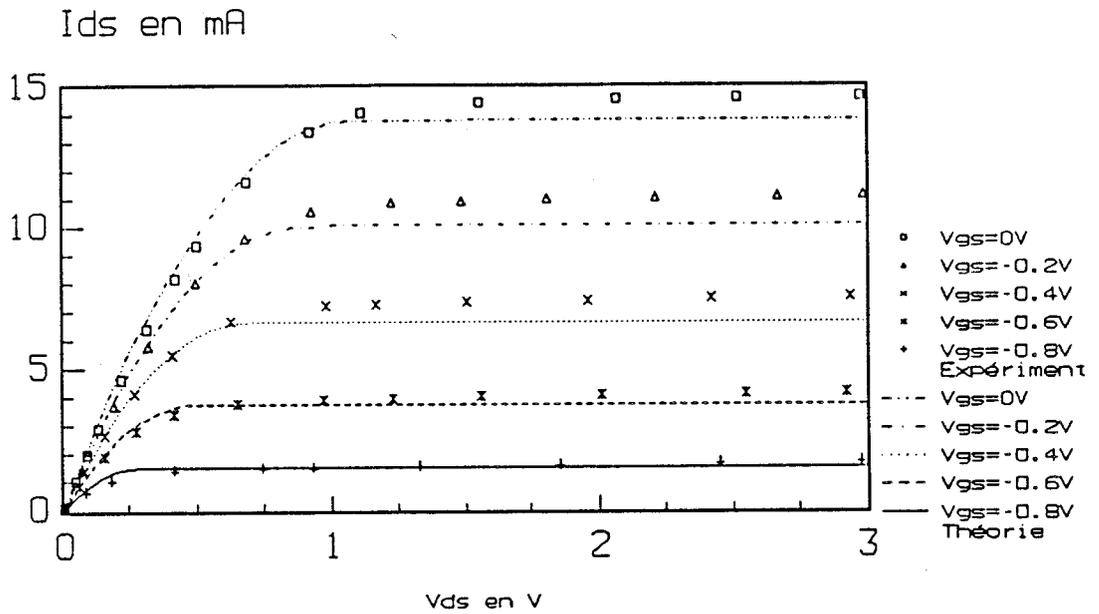


Figure V-9: Comparaison théorie-expérience des caractéristiques statiques du transistor 86-1C  
Vds=0.5V

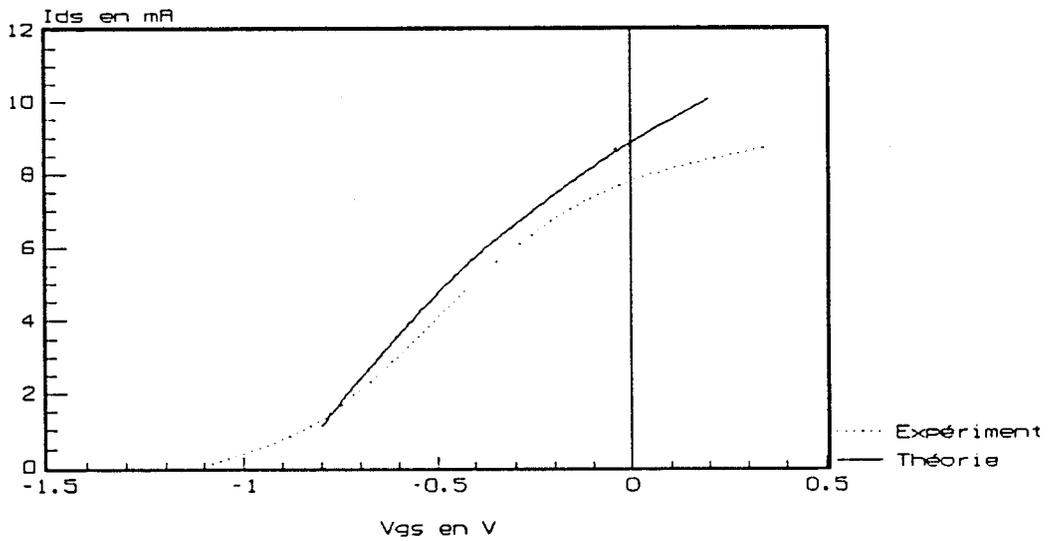


Figure V-10: Comparaison théorie-expérience du courant drain en fonction de la tension grille-source Vds=0.5V

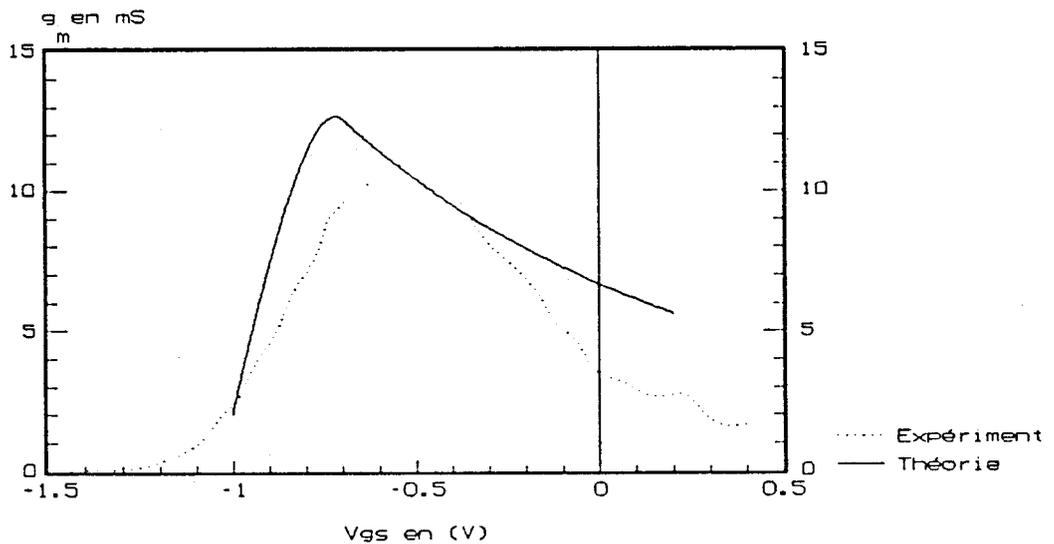


Figure V-11: Comparaison théorie-expérience de la transconductance statique en fonction de la tension grille-source Vds=0.5V

## I-2 Caractéristiques statiques $I_{ds}=f(V_{ds},V_{gs})$

Le relevé du réseau de courbes  $I_{ds}(V_{ds})$  pour différentes valeurs de  $V_{gs}$  permet d'appréhender le bon fonctionnement du transistor étudié et de mettre en évidence ses principales caractéristiques: type normally-off ou normally-on, tension de pincement, courant maximum, etc....

Nous avons représenté sur la figure V-6 la caractéristique  $I_{ds}(V_{ds},V_{gs})$  ainsi que  $I_{ds}(V_{gs},V_{ds})$  (figure V-7). Par dérivation de  $I_{ds}=f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  constant, nous obtenons l'évolution de la transconductance statique  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$  (figure V-8). On remarque sur cette figure que la transconductance passe par un maximum pour des tensions  $V_{gs}$  de l'ordre de -0.4V.

## I-3 Comparaison théorie-expérience

La confrontation théorie-expérience est un exercice très délicat. En effet la difficulté réside dans plusieurs raisons comme l'incertitude des valeurs des paramètres technologiques de la couche active du transistor:

- l'épaisseur de la couche GaAlAs dopé,
- le dopage de la couche GaAlAs,
- le pourcentage d'aluminium,
- l'épaisseur de "l'espaceur".

La figure V-9 montre un bon accord entre la théorie et l'expérience et ceci dans la zone ohmique du transistor. Dans le chapitre III nous avons longuement discuté des performances du modèle et de ses limitations. Nous présentons également sur les figures V-10 et V-11 les évolutions théoriques et expérimentales  $I_{ds}=f(V_{gs})$  et  $g_m=f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  constant.

## II- DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT

### II-1 Introduction

Une méthode de détermination du schéma équivalent a été développée dans notre laboratoire par R.Yaquine (1982). En vue d'obtenir une grande précision, un programme numérique d'optimisation est utilisé, cette méthode repose sur le principe suivant.

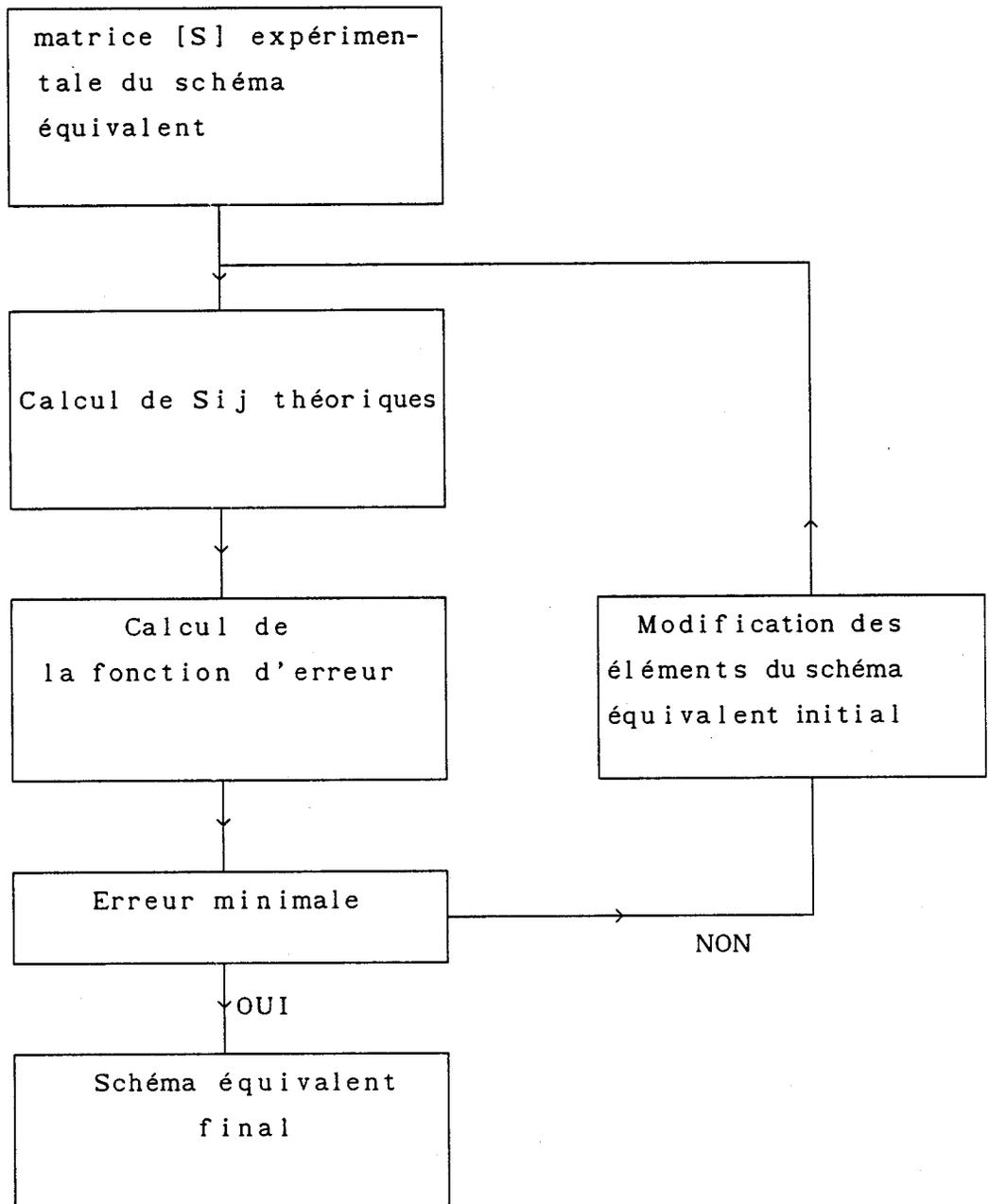


Figure V-12: Principe de la procédure d'optimisation

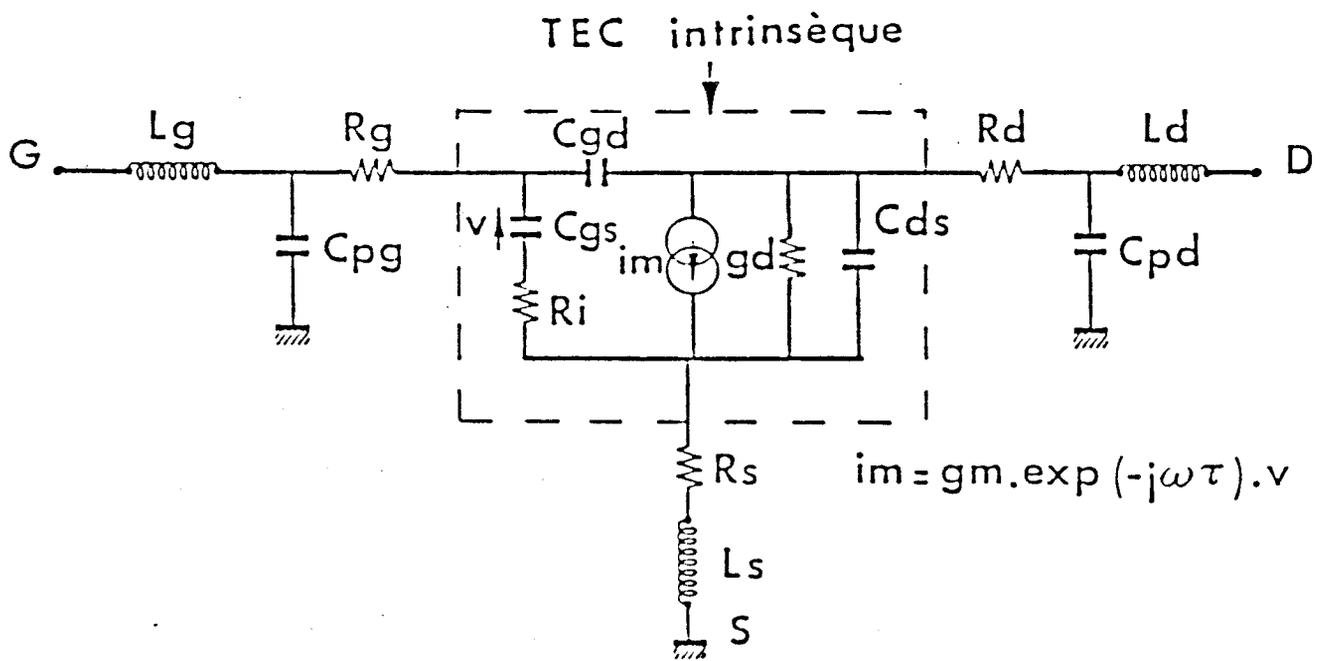


Figure V-13: Schéma équivalent petit signal représentatif du transistor à effet de champ

A partir d'un schéma initial, dont les valeurs des éléments sont choisies par l'utilisateur, le programme calcule les paramètres  $[S_{ij}]$  théoriques et les compare aux valeurs  $[S_{ij}]$  expérimentaux. De cette comparaison on détermine l'écart entre les deux ensembles de données par l'intermédiaire d'une fonction d'erreur. Un algorithme mathématique permet, compte tenu de la valeur de cette fonction, de modifier les différents éléments du schéma de façon à minimiser celle-ci. Le processus est itératif et la procédure décrite ci-dessus est reconduite jusqu'à ce que l'écart entre les paramètres  $[S_{ij}]$  théoriques et expérimentaux soit minimal (figure V-12).

La fonction d'erreur utilisée dans ce procédé est donnée par:

$$\varepsilon = \sum_k \sum_{ij} \frac{|S_{ijm} - S_{ijc}|^2}{|S_{ijm}|^2}$$

Dans cette formule l'indice k représente la fréquence,  $S_{ijm}$  et  $S_{ijc}$  représentent respectivement les paramètres  $S_{ij}$  mesurés et calculés.

Malheureusement cette méthode possède un certain nombre d'inconvénients (Cappy 1986). Parmi les points critiques, on peut trouver la non dépendance en fréquence de la résistance de source. En effet dans le chapitre IV nous avons démontré, en nous appuyant sur les travaux de Lee (1985), que pour des structures telles que les TEGFETs, l'impédance de source décroît avec la fréquence en général.

Une nouvelle méthode a été mise au point par A.Cappy, cette méthode consiste à mesurer directement tous les éléments du schéma équivalent intrinsèque par la mesure des paramètres  $S_{ij}$  dans la bande 2-4 GHz.

## II-2 Principe de la méthode

Avant toute procédure, il faut déterminer la forme électrique du schéma équivalent. Celui-ci est représenté sur la figure V-13. Ce schéma est divisé en un schéma équivalent intrinsèque ( $C_{gs}$ ,  $R_i$ ,  $g_m$ ,  $g_d$ ,  $C_{gd}$ ,  $\tau$ ,  $C_{ds}$ ), et divers éléments d'accès ( $R_g$ ,  $L_g$ ,  $R_s$ ,  $L_s$ ,  $R_d$ ,  $L_d$ ,  $C_{pg}$ ,  $C_{pd}$ ) indépendants des conditions de polarisations. Le travail s'effectue en deux étapes:

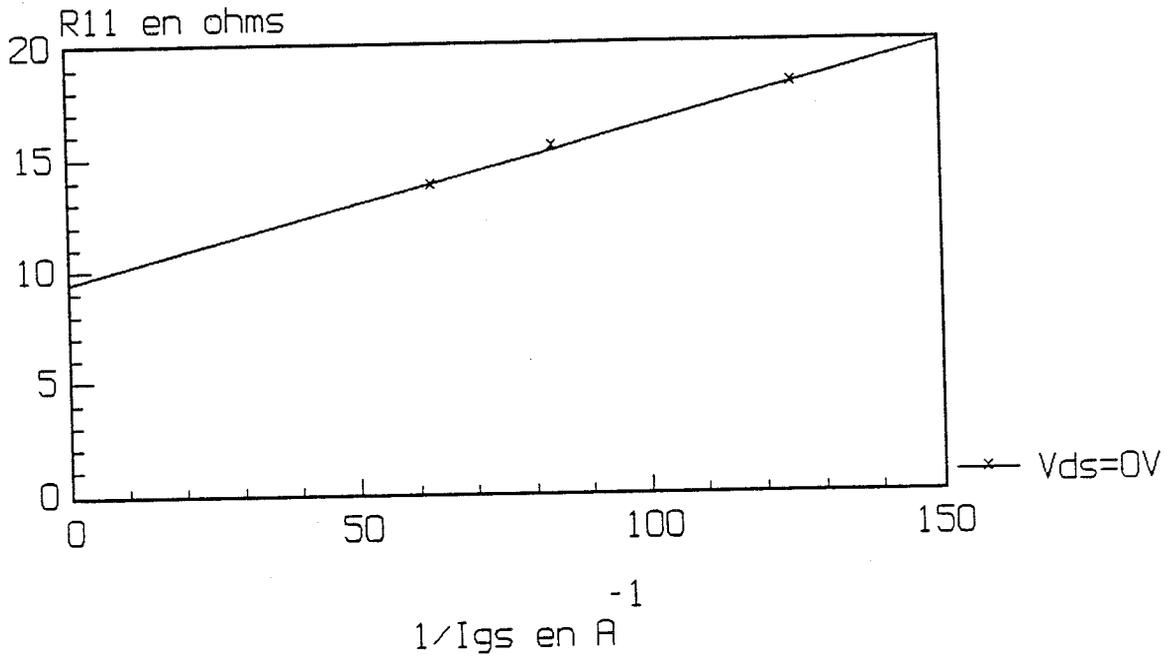


Figure V-14: Evolution de la partie réelle de  $Z_{11}$  en fonction de  $1/I_{gs}$   
 $F=3GHz$  (86-1C)

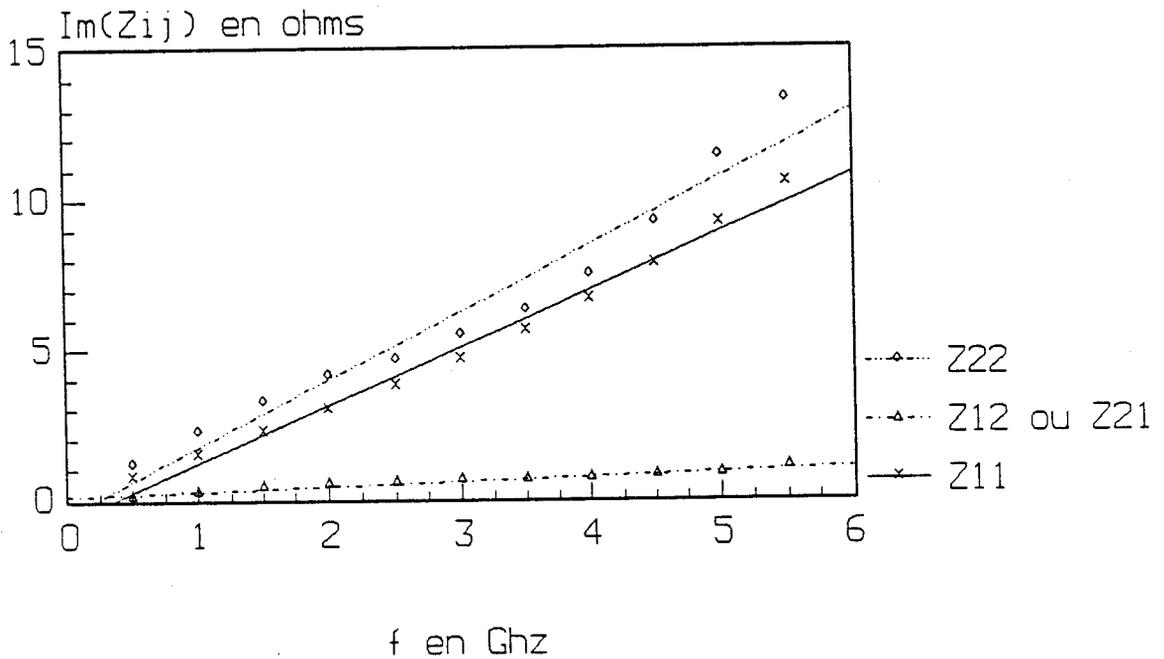


Figure V-15: Evolution de la partie imaginaire  $Z_{ij}$  en fonction de la fréquence  
 $I_{gs}=16mA$  (86-1C)

-la détermination des éléments d'accès par une mesure effectuée à  $V_{ds}$  nul.

-la détermination des éléments du schéma équivalent intrinsèque par une mesure à  $V_{ds}$  non nul et une soustraction des éléments d'accès.

### II-2-1 Détermination des éléments d'accès

Pour déterminer les éléments d'accès les conditions de polarisations ont été choisies pour supprimer l'effet des éléments du schéma intrinsèque du composant et notamment la transconductance  $g_m$  et la capacité  $C_{gs}$  (Cappy 1986). Ces conditions sont:

- la tension drain-source est nulle,
- la grille est polarisée en direct.

La méthode repose sur les points suivants:

- mesure de la matrice [S],
- déduction de la matrice [Z] de [S],
- identification de la matrice [Z] mesurée et de la matrice [Z] théorique:

$$Z_{11} = R_s + R_c/3 + R_g + \eta \frac{k_B T}{q I_{gs}} + j\omega(L_s + L_g)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = R_s + R_c/2 + j\omega L_s$$

$$Z_{22} = R_s + R_c + R_d + j\omega(L_s + L_d)$$

où  $\eta$  est le coefficient d'idéalité,  $I_g$  est le courant de la grille polarisée en direct et  $R_c$  est la résistance du canal.

Aux fréquences considérées les capacités plots  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$  peuvent être négligées. L'évolution de la partie réelle de  $Z_{11}$  en fonction de l'inverse du courant de la grille nous permet de déduire la quantité  $(R_s + R_c/2 + R_g)$  (figure V-14).

Les parties réelles de  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$  et  $Z_{22}$  sont indépendantes de la fréquence. Ceci nous permet de déduire les quantités  $(R_s + R_c/2)$  et  $(R_s + R_c + R_d)$ . La détermination de  $R_s$ ,  $R_d$  et  $R_g$  n'est possible que si nous disposons d'une quatrième équation reliant ces quatre éléments ( $R_s$ ,  $R_d$ ,  $R_g$  et  $R_c$ ), plusieurs

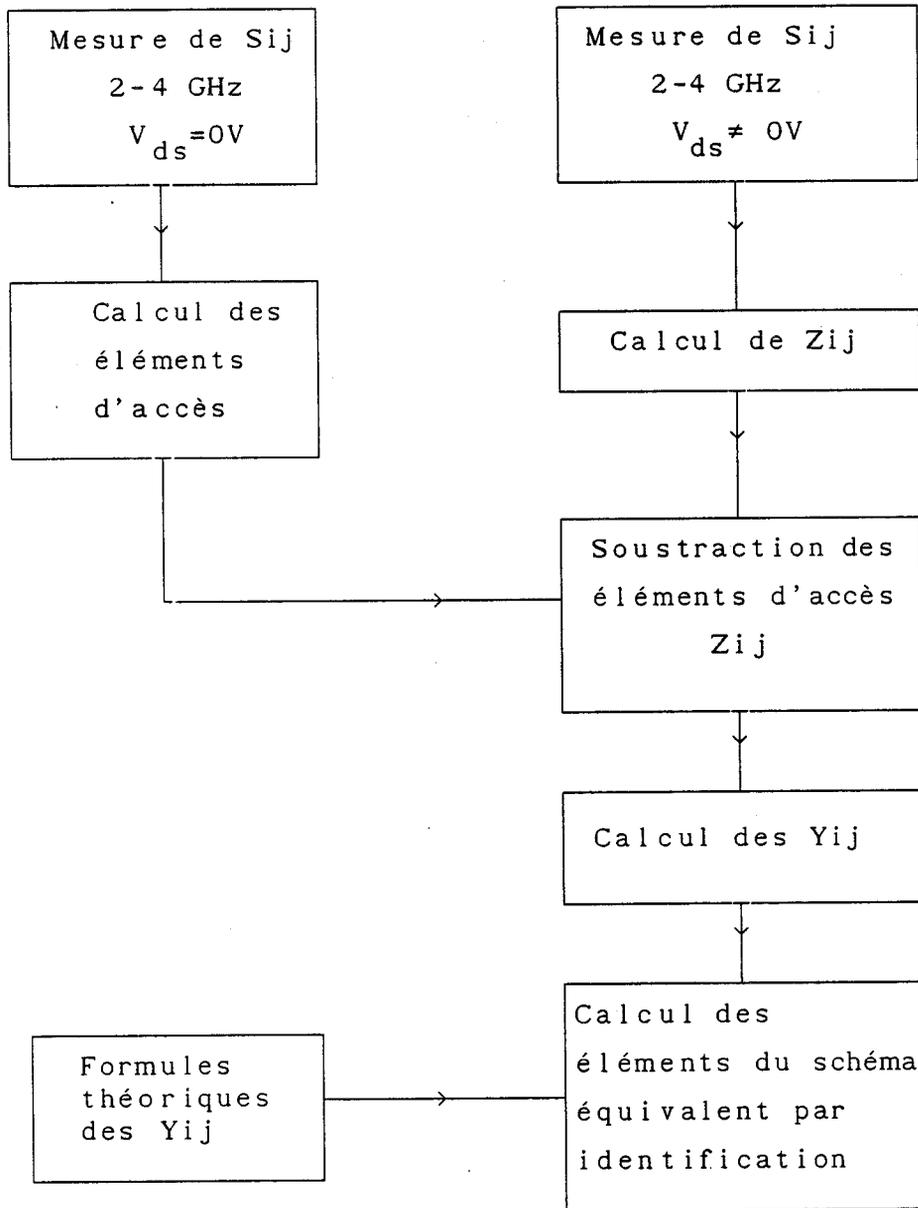


Figure V-16: méthode de détermination des éléments du schéma équivalent.

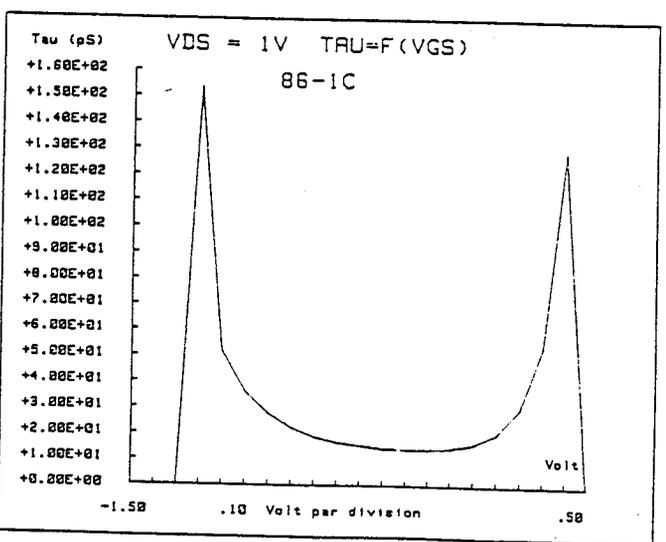
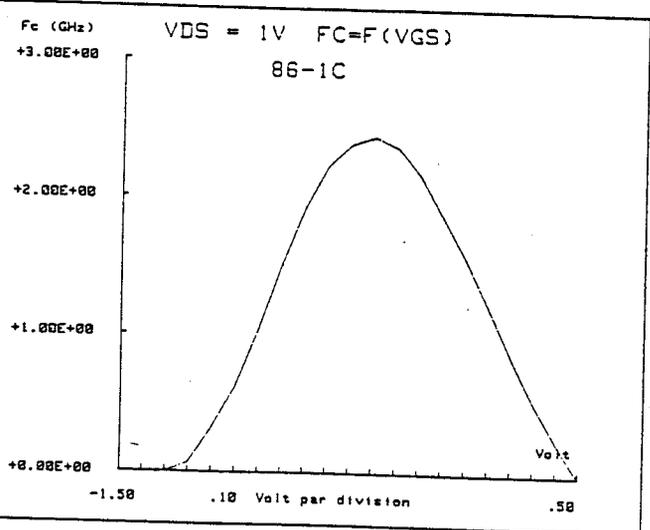
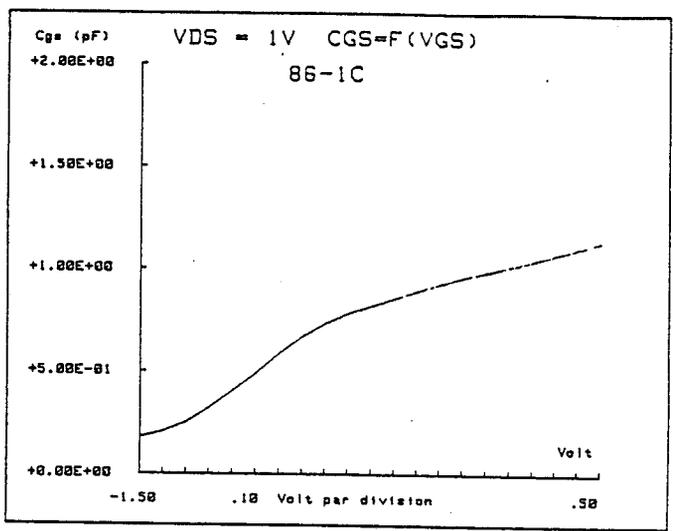
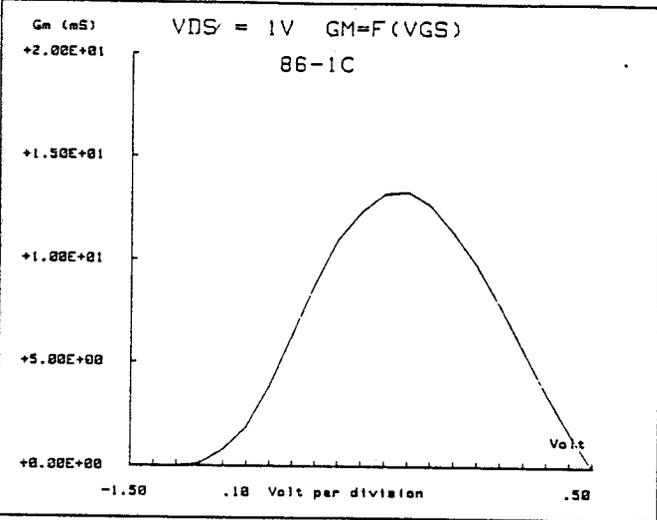


Figure V-17: Eléments intrinsèques du schéma équivalent du transistor 86-1C

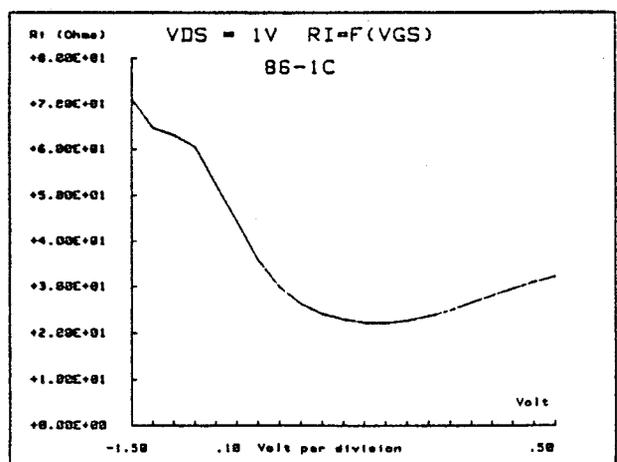
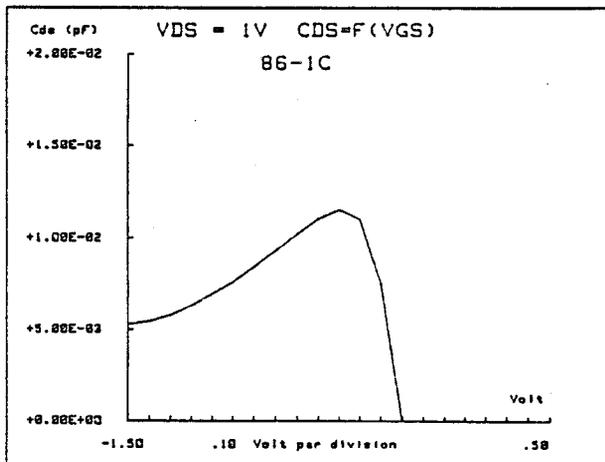
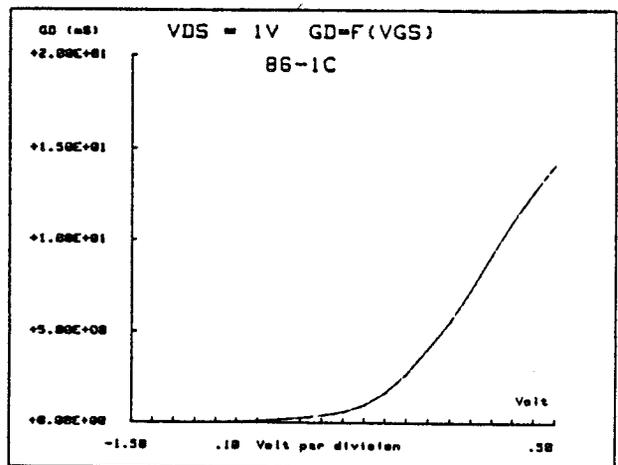
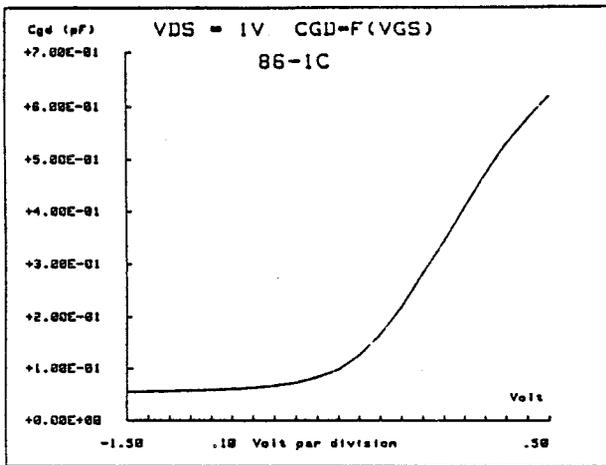


Figure V-17: Eléments intrinsèques du schéma équivalent du transistor  
86-1C

possibilités sont envisageables:

- la détermination de  $R_g$  par une mesure sous pointe,
- la détermination de la résistance du canal  $R_c$  (celle-ci nécessite la connaissance parfaite de la structure du canal),
- la détermination de  $(R_s + R_d)$  en continu.

Parmi ces trois possibilités la dernière semble avoir plus de précision et donc a été adoptée par plusieurs auteurs, (cependant le problème de l'évolution de la résistance de source avec la fréquence, reste posé).

La détermination des capacités plots de la grille et du drain a été développée dans notre laboratoire par G.Dambrine (1989).

Le tracé de la partie imaginaire des paramètres  $Z_{ij}$  en fonction de la fréquence nous permet de déduire les inductances d'accès  $L_s$ ,  $L_d$  et  $L_g$  (figure V-15).

### II-2-2 Détermination des éléments intrinsèques

En ce qui concerne la partie intrinsèque du schéma équivalent, nous nous sommes limités à présenter l'organigramme traduisant le déroulement des opérations (figure V-16). Cette partie a été largement traitée par plusieurs chercheurs dans le laboratoire. Nous présentons sur la figure V-17 les différentes évolutions des éléments intrinsèques du transistor et ceci pour des tensions de grille et de drain variables.

### II-3 CONCLUSION

Dans ce paragraphe nous avons décrit brièvement la méthode d'extraction des éléments du schéma équivalent du transistor. Pour nous, comme pour tous les physiciens du composant la connaissance de ces éléments est indispensable. Encore faut-il approfondir les recherches au niveau des zones d'accès et notamment la prise en compte de l'évolution fréquentielle de la résistance de source  $R_s$  et de celle du canal  $R_c$ .

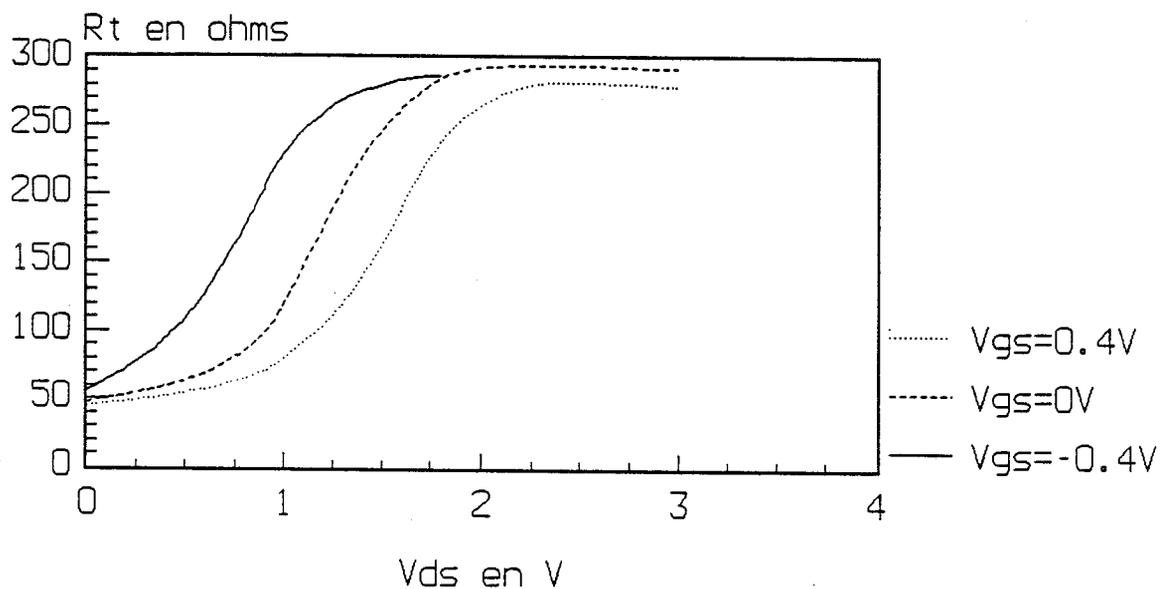


Figure V-18a: Partie réelle de l'impédance du transistor (86-1C)  $F=2.2$  GHz

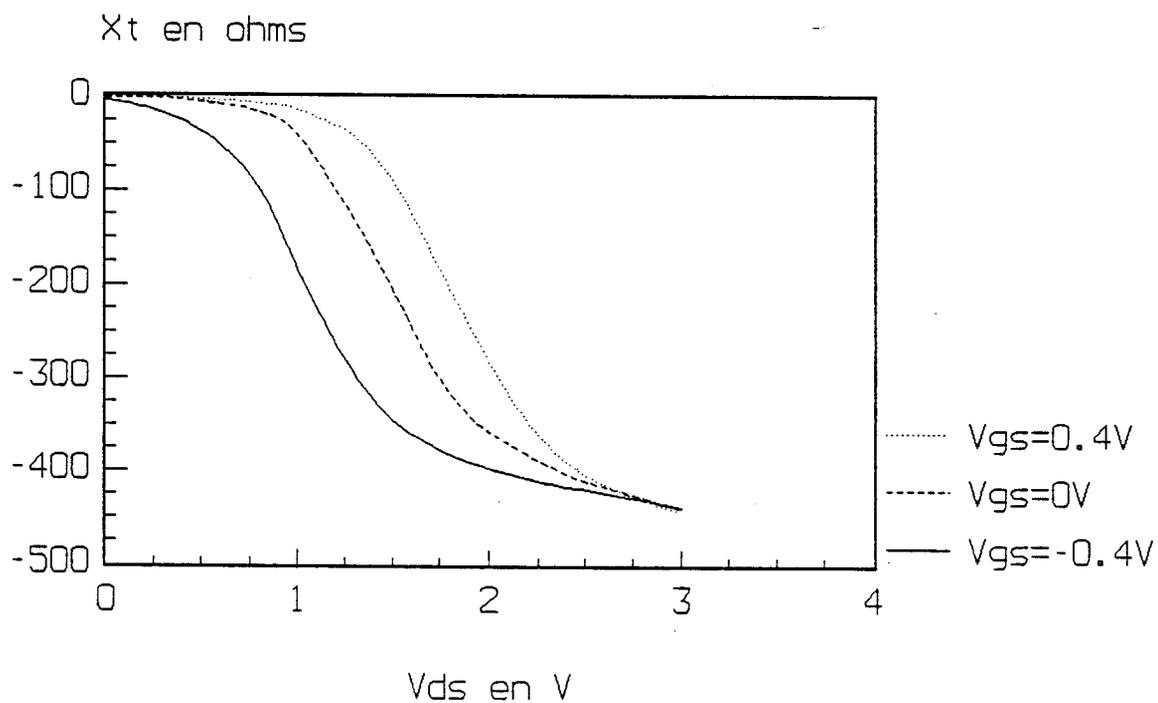


Figure V-18b: Partie imaginaire de l'impédance du transistor (86-1C)  $F=2.2$  GHz

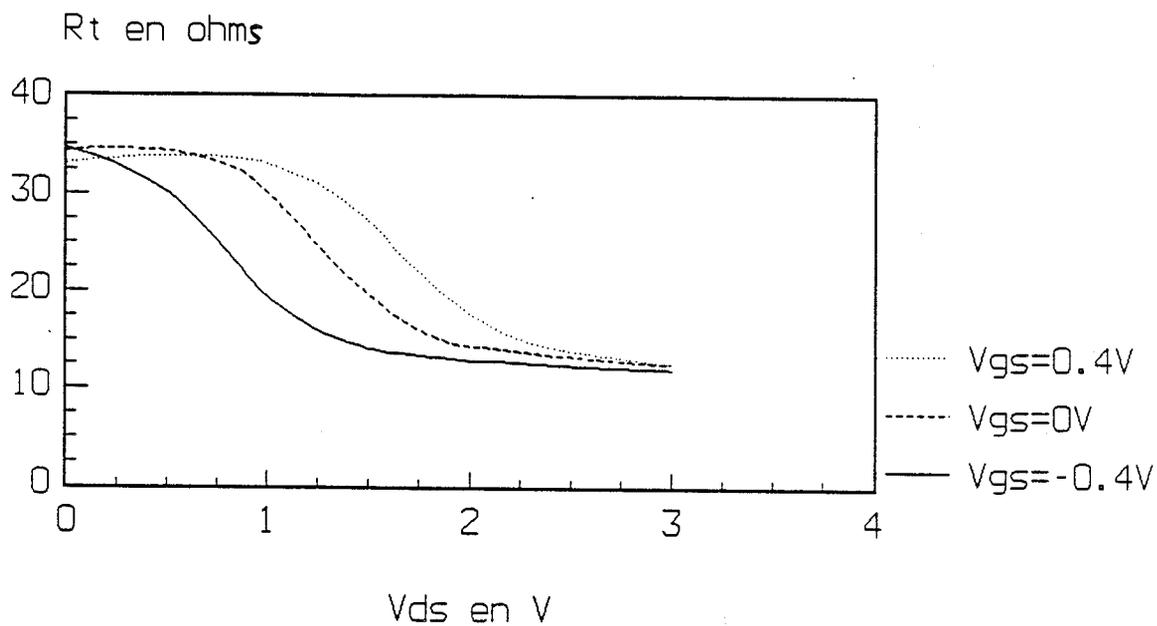


Figure V-19a: Partie réelle de l'impédance (86-1C) F=12 GHz

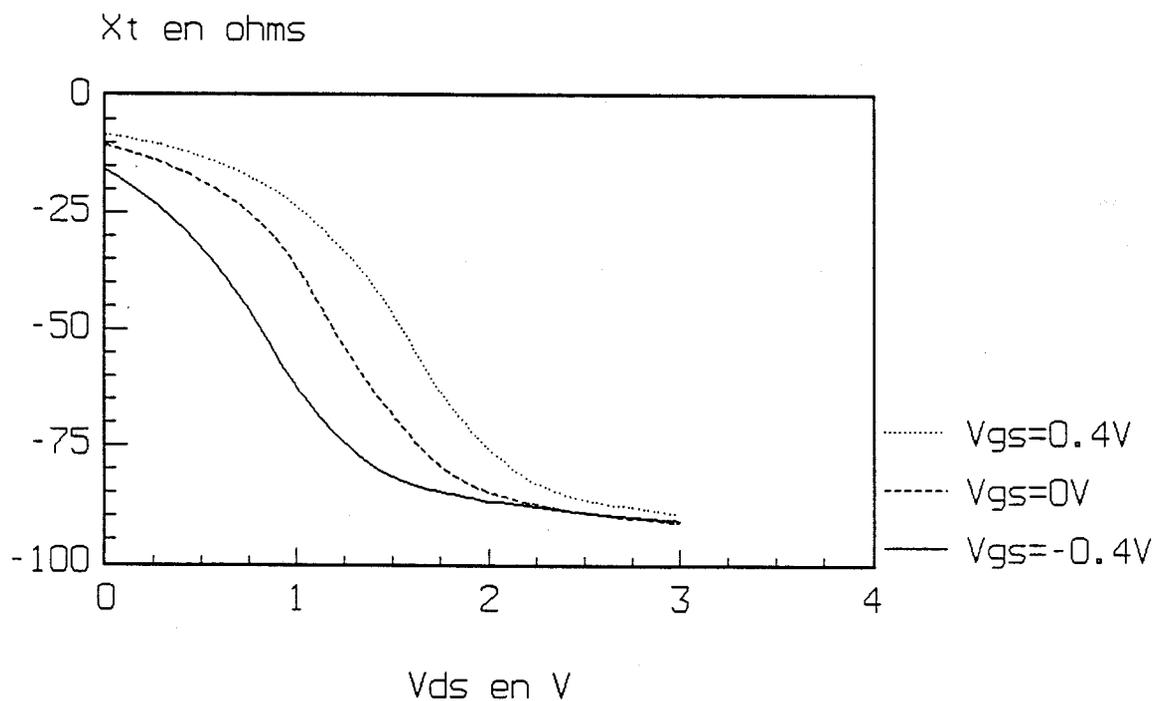


Figure V-19b: Partie imaginaire de l'impédance totale du transistor  
F=12 GHz (86-1C)

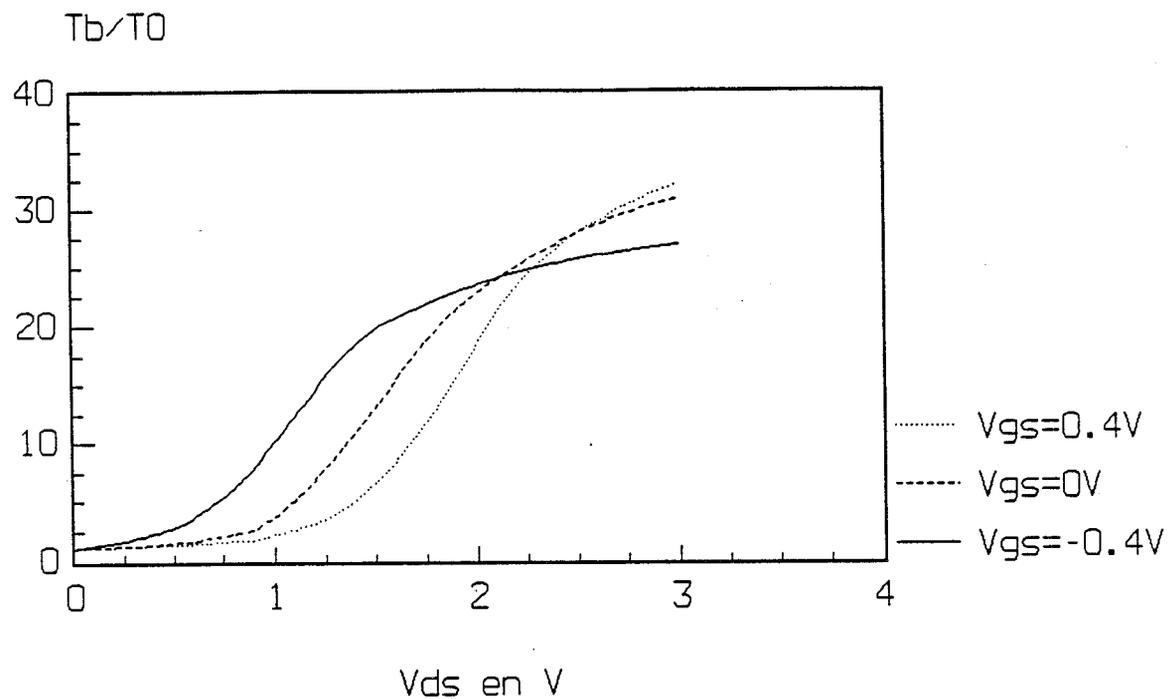


Figure V-20: Température équivalente de bruit (86-1C)  $F=2.2$  GHz

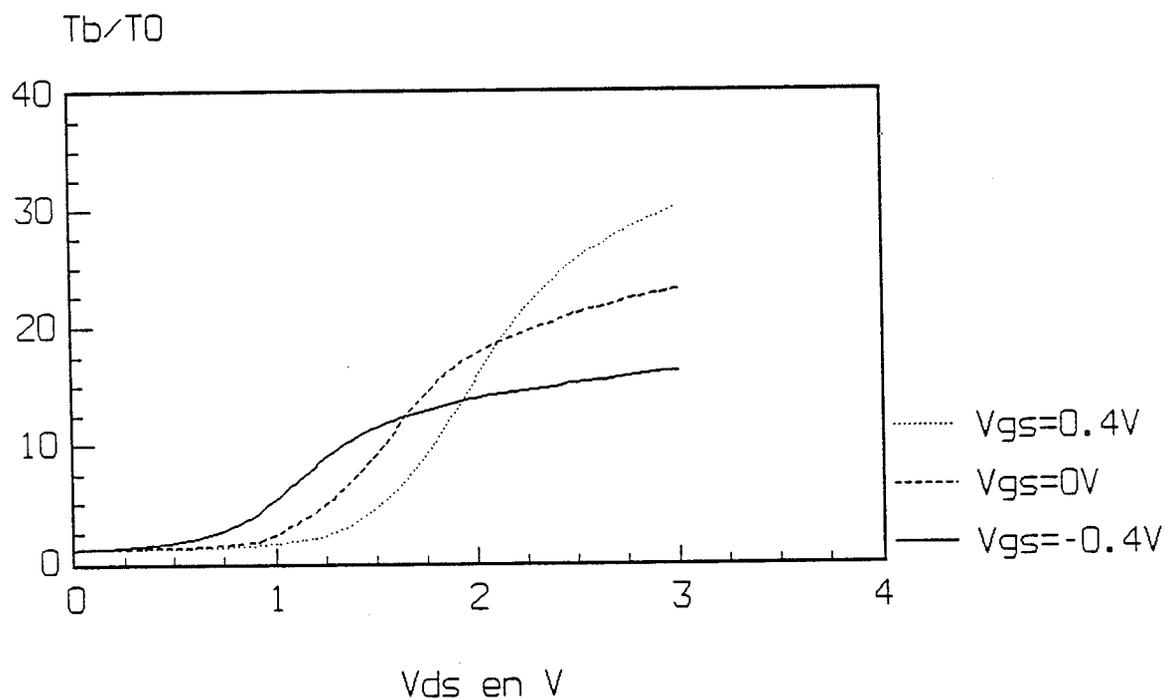


Figure V-21: Température équivalente de bruit (86-1C)  $F=12$  GHz

### III- RESULTATS EXPERIMENTAUX DU BRUIT DANS LE TRANSISTOR TEGFET

#### III-1 Introduction

Dans cette partie nous allons présenter les résultats expérimentaux des mesures de bruit. Nous allons essayer, dans la mesure du possible, d'interpréter ces résultats en faisant un rapprochement avec le modèle décrit dans le chapitre III de ce travail.

La synthèse de ce chapitre sera de proposer l'extraction du coefficient de diffusion dans le gaz d'électrons bidimensionnels, paramètre indispensable à toute caractérisation et modélisation du bruit dans le composant.

#### III-2 Résultats expérimentaux

Les résultats que nous allons présenter dans ce paragraphe sont effectués à deux fréquences, 2.2 GHz et 12 GHz. En effet nous avons effectué des mesures à toutes les fréquences dans cette gamme de fréquences. Dans le but de ne pas surcharger ce manuscrit, nous nous sommes limités à ces deux fréquences limites.

Les figures V-18a et V-18b montrent l'évolution des parties réelles et imaginaires de l'impédance totale du transistor en fonction de la tension drain-source appliquée et ceci à 2.2 GHz.

Sur les figures V-19a et V-19b on a représenté les mêmes évolutions, mais cette fois-ci à 12 GHz pour pouvoir apprécier la différence du comportement de l'impédance du transistor. En particulier on remarque que la partie réelle de l'impédance croît avec la tension drain-source appliquée à 2.2 GHz, alors qu'à 12 GHz son comportement est totalement différent. Pour pouvoir expliquer ces différences de comportement un modèle d'impédance de la partie active du transistor serait indispensable tenant compte bien sûr de la fréquence. La différence provient du fait qu'à 2.2 GHz on se trouve aux alentours de la fréquence de coupure et à 12 GHz bien au-delà.

Les figures V-20 et V-21 montrent l'évolution de la température équivalente de bruit en fonction de la tension drain-source. Cette température est réduite par rapport à la température ambiante. En effet quand on effectue une mesure de puissance au mesureur, on réalise d'abord une mesure à tension drain-source nulle,  $P_{mo}$  (équilibre thermodynamique), la

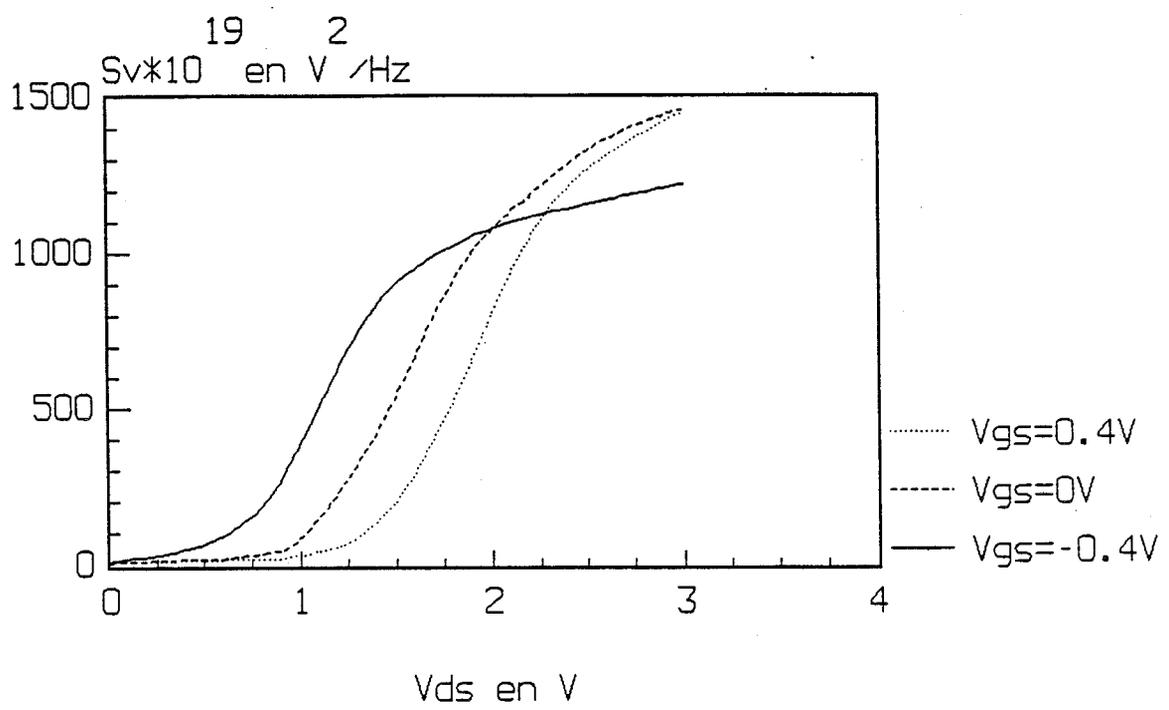


Figure V-22: Densité spectrale en tension (86-1C) F=2.2 GHz

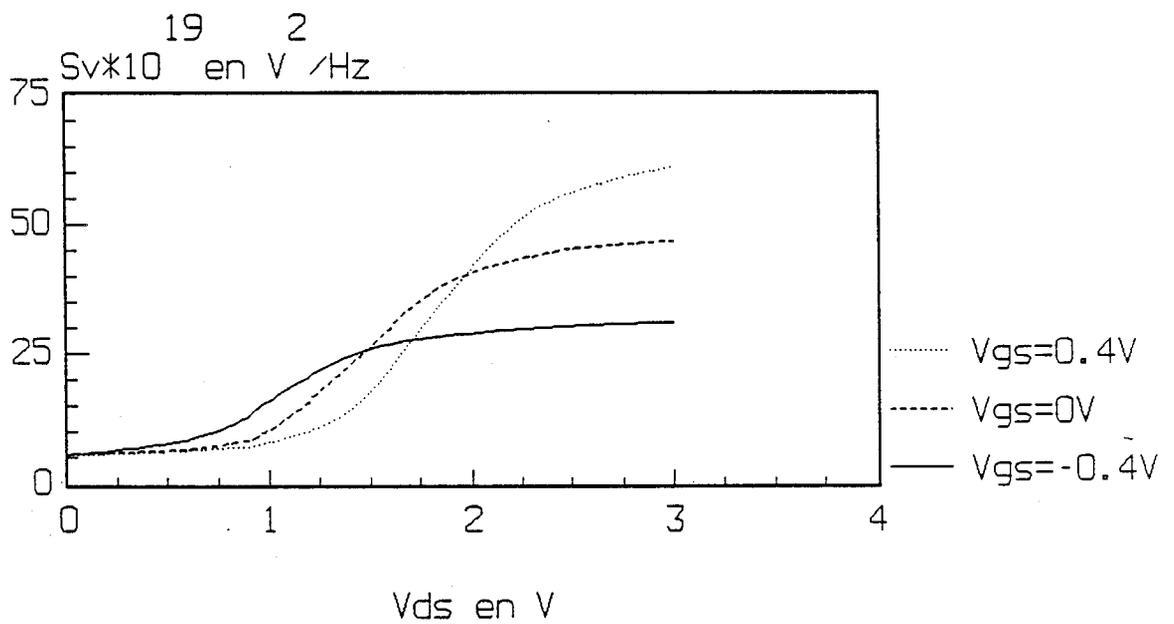


Figure V-23: Densité spectrale en tension (86-1C) F=12 GHz

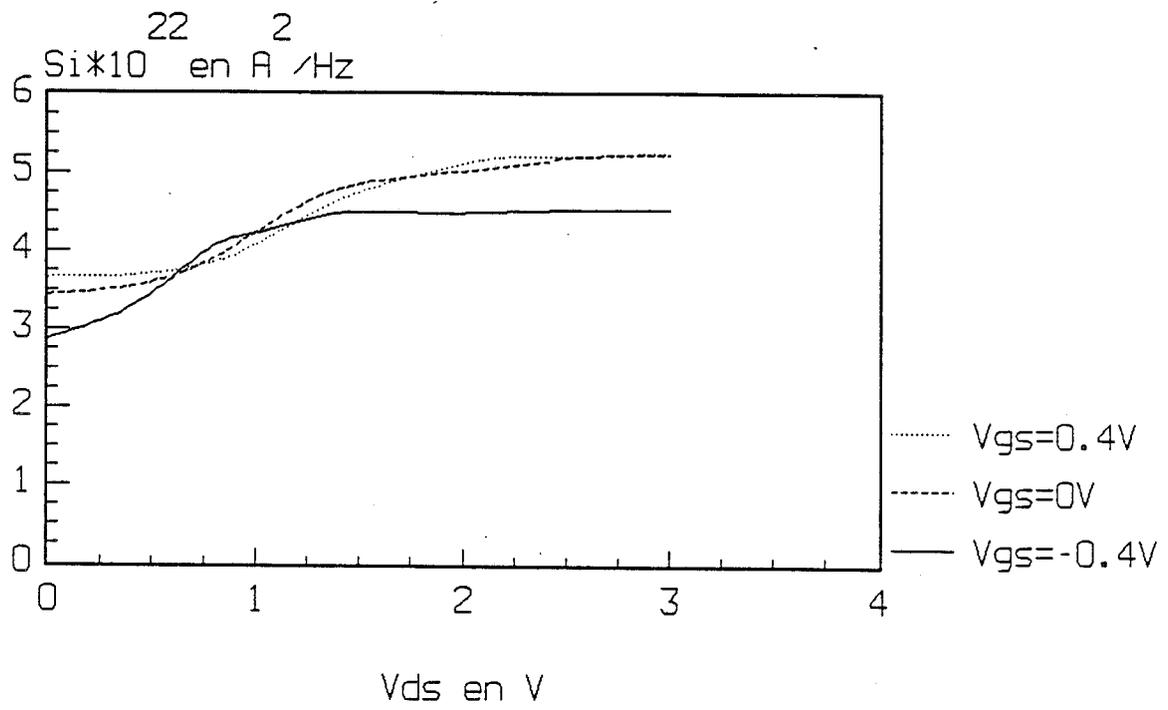


Figure V-24: Densité spectrale en courant (86-1C) F=2.2 GHz

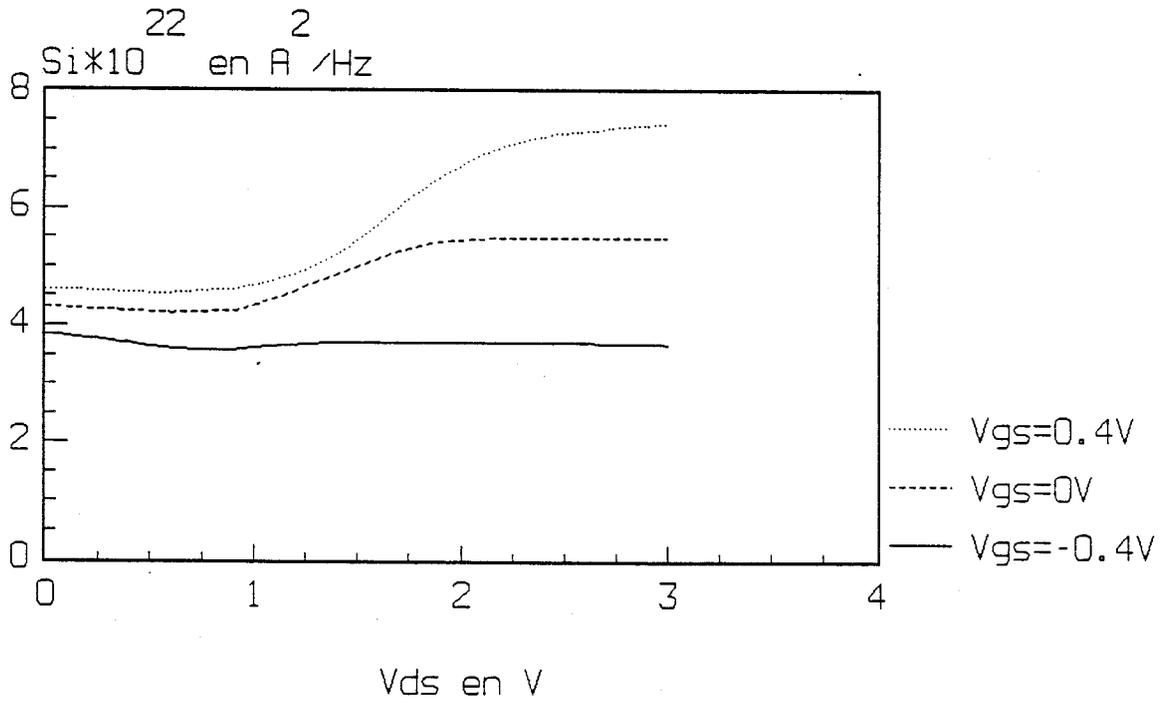


Figure V-25: Densité spectrale en courant (86-1C) F=12 GHz

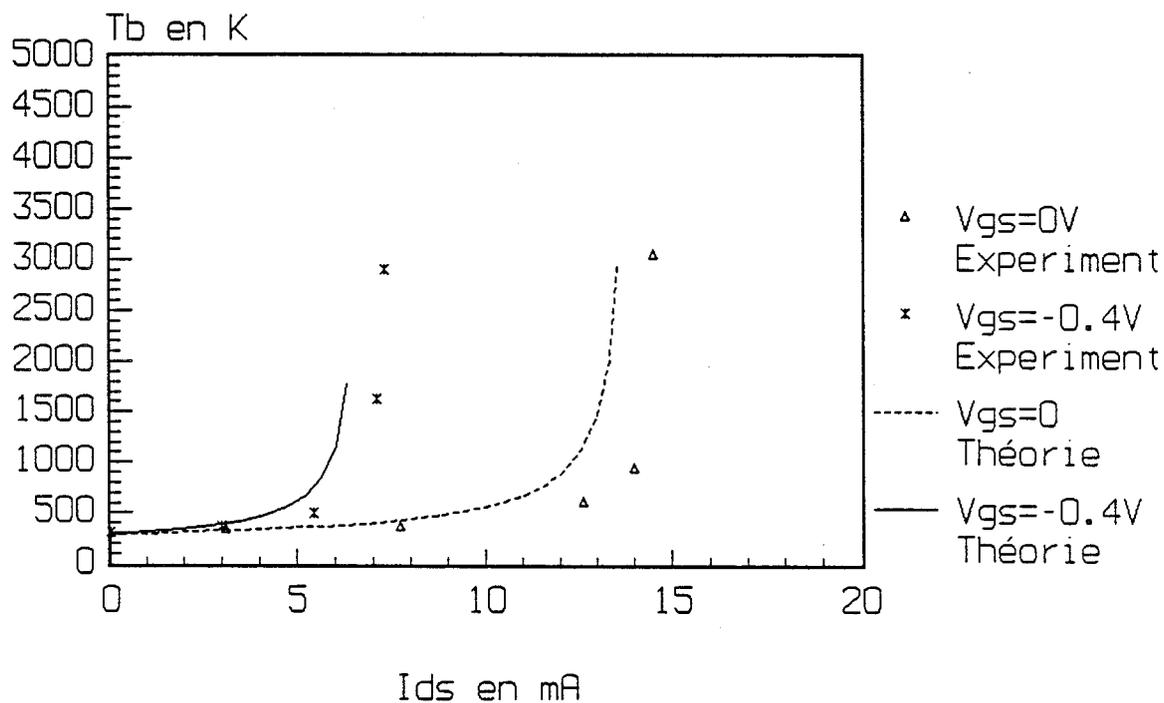


Figure V-26: Température équivalente de bruit (86-1C)  $F=2.2$  GHz  
comparaison théorie-expérience

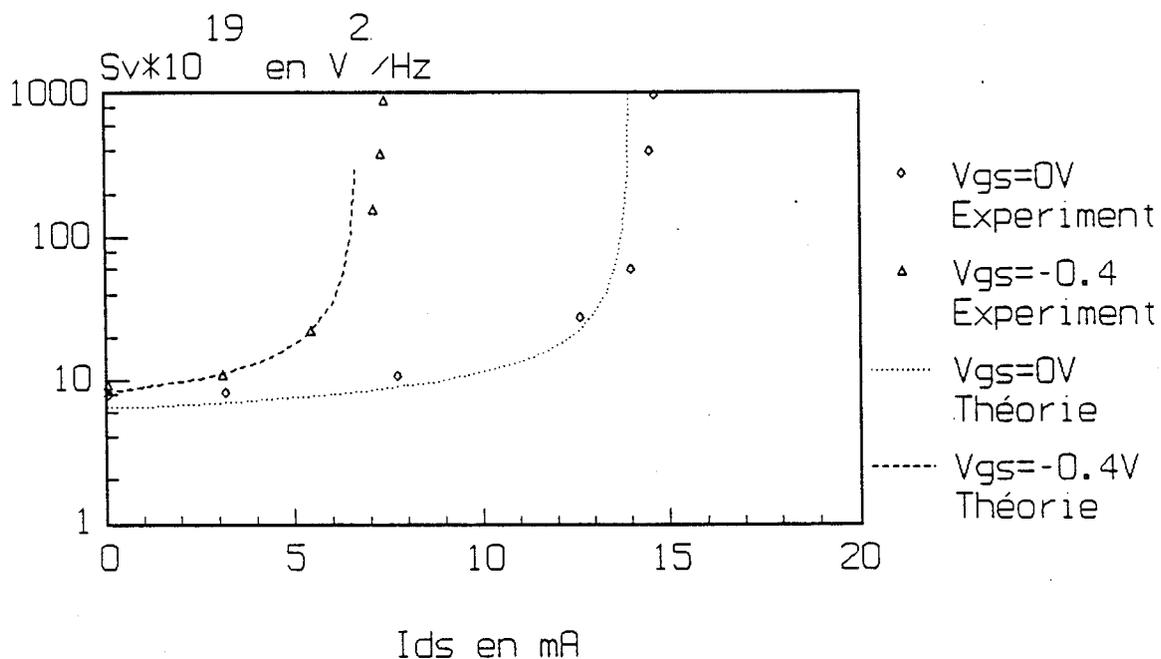


Figure V-27: Densité spectrale en tension (86-1C)  $F=2.2$  GHz  
comparaison théorie-expérience

puissance mesurée à tension drain-source non nulle est ensuite réduite par rapport à  $P_{mo}$  qui n'est autre que la puissance rayonnée par une résistance à la température  $T_o$  ( $T_o = 293K$ ).

Ces différentes évolutions montrent que le transistor n'est pas bruyant dans la zone ohmique, en effet  $(T_b/T_o) \cong 1$  à  $V_{gs} = 0.4V$  et légèrement supérieur à 1 pour  $V_{gs} = -0.4V$ , mais pour ce  $V_{gs}$  là, à  $V_{ds} = 0.8V$ , on est à l'entrée de la zone de saturation. Par contre, on remarque que dans la zone de saturation le transistor devient très bruyant et le rapport  $T_b/T_o$  devient très grand.

Par l'intermédiaire de la relation de Nyquist on peut tracer la densité spectrale en tension à partir de la partie réelle de l'impédance et de la température de bruit mesurée. Les figures V-22 et V-23 montrent ces évolutions dans les mêmes conditions de polarisation et de fréquence que précédemment. On constate que ces courbes se croisent. Ceci pourrait être dû en première approximation, à la résistance dynamique du transistor. En effet, en régime ohmique, en augmentant la tension de grille on diminue la résistance dynamique  $\delta V_d / \delta I_d$ , et on obtient moins de bruit. Alors qu'en prenant un  $V_{ds}$  assez élevé, les résistances dynamiques sont pratiquement constantes (figure V-18) et deviennent donc indépendantes de  $V_{gs}$ ; et là inversement, en augmentant la tension de grille, on augmente le courant de saturation et par la même occasion le bruit. Par conséquent, on peut déjà dissocier, deux régimes de bruit concernant le transistor: un régime faible bruit correspondant au régime ohmique, et un régime de saturation où le bruit est plus important.

Par l'intermédiaire du théorème de Langevin, et sachant que la densité spectrale en tension est maintenant connue, on peut tracer la densité spectrale en courant (figure V-24 et V-25).

### III-3 Confrontation théorie-expérience

Les figures V-26 et V-27 montrent les résultats de la comparaison théorie-expérience. Il s'agit du modèle présenté dans le chapitre III de ce travail. Ce modèle ne tient pas compte de la fréquence c'est pour cela qu'on a effectué ces comparaisons à la fréquence la plus basse de notre gamme de mesure. Le résultat semble satisfaisant au moins dans la zone ohmique du transistor. Pour comparer les résultats expérimentaux aux résultats donnés par le modèle à d'autres fréquences supérieures, nous espérons introduire la fréquence dans le modèle.

A l'aide de la confrontation des spectres théoriques et expérimentaux, on peut essayer d'en tirer des évolutions possibles du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique des électrons dans le canal du TEGFET. D'après nos hypothèses, ce coefficient peut définir à partir de la relation d'Einstein sous la forme:

$$D(E) = \frac{k_B T_e(E)}{q} \mu_d(E) \quad \text{V-1}$$

où  $\mu_d(E)$  est la mobilité différentielle égale à  $(dv_d/dE)$ .

D'après les équations III-6 et III-14, et pour les champs inférieurs à  $E_c = 4 \text{ KV/cm}$ , on trouve:

$$D(E) = \frac{k_B T_o \mu_o}{q} \frac{1 + \alpha \left( \frac{E}{E_c} \right)^3}{\left( 1 + \frac{E}{E_c} \right)^2} \quad \text{V-2}$$

où la valeur de  $\alpha$  a été déterminée précédemment., ( $\alpha \cong 1.5$ ). Pour nous les valeurs  $\mu_o$ ,  $\alpha$ , et  $E_c$  sont en quelque sorte figées pour notre comparaison théorie-expérience et les valeurs numériques de  $D(E)$  sont à comparer directement aux celles obtenues par d'autres auteurs. Parmi ceux-ci on peut citer Bareikis (1980), de Murcia (1990), Fauquemberg (1980) et Gasquet (1985) pour ce qui concerne les travaux sur GaAs en volume, et Whiteside (1986, 1987) pour ce qui concerne les couches électroniques bidimensionnelles dans les hétérojonctions GaAs-AlGaAs.

Pour ce qui concerne les essais de détermination expérimentales directs de  $D(E)$ , il n'a jamais été possible de dépasser la limite de 3 à 4 VK/cm, quelque soit la méthode de mesure ou le composant utilisé. Seuls les modèles purement théoriques permettent de franchir cette limite sans problème.

Les mesures par la technique du temps de vol de Ruch et Kino (1968) ont donné des résultats jusqu'à 10 KV/cm, mais ceux-ci ont, depuis leur publication, été souvent mis en doute.

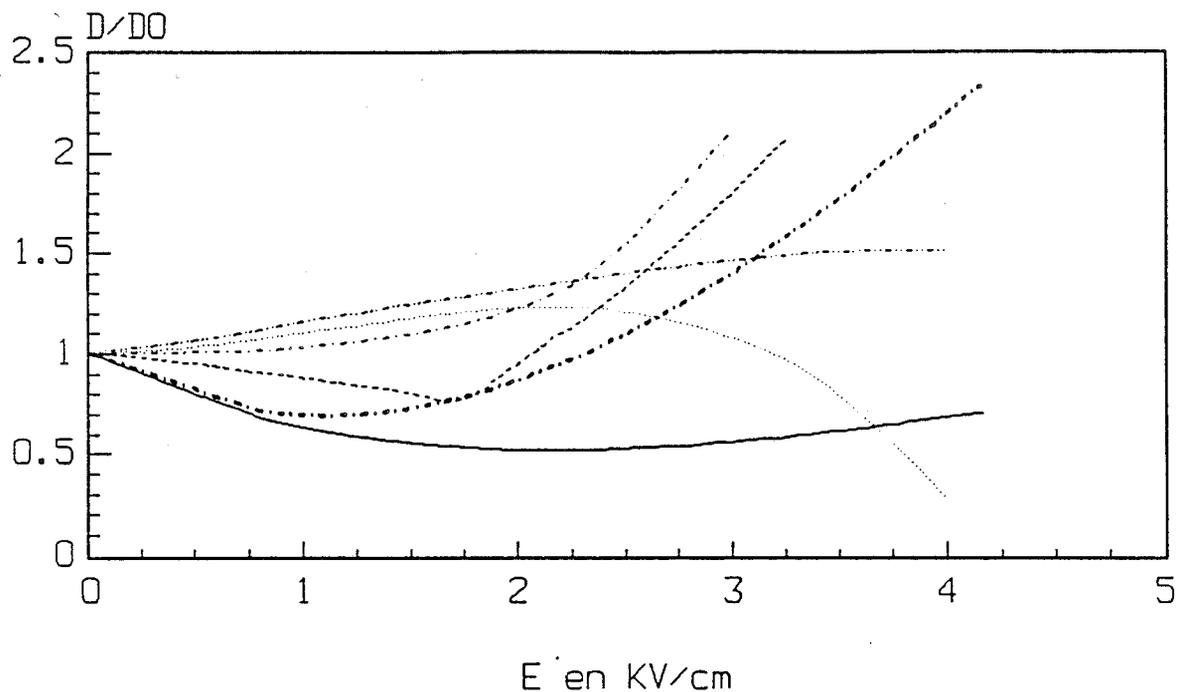


Figure V-28: Evolution du coefficient de diffusion avec le champ électrique, nos mesures (équation V-2) —  $\alpha=1.5$  ou -.-.-  $\alpha=6.5$ , Gasquet - - -, de Murcia ...., Bareikis -.-.-, Fauquembergue -.-.-.

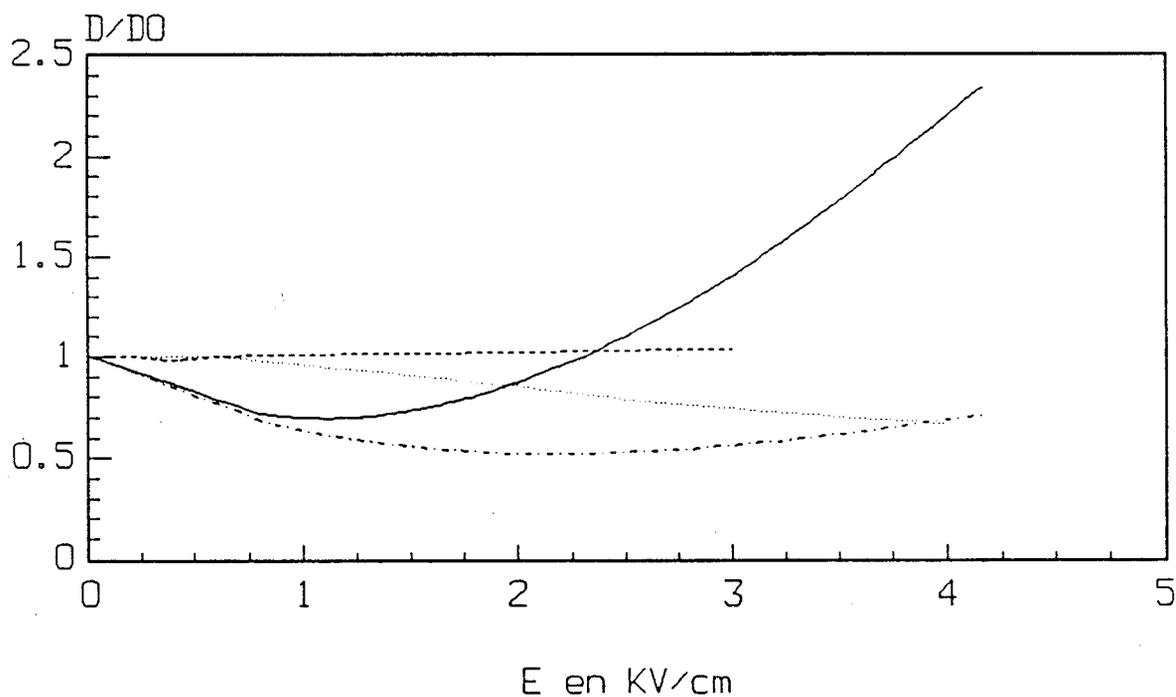


Figure V-29: Evolution du coefficient de diffusion avec le champ électrique. nos mesures (équation V-2) —  $\alpha=6.5$  ou -.-.-  $\alpha=1.5$ , Whiteside (composant A) - - - ou (composant B) ....

La caractéristique  $D(E)$  obtenue par V-2 avec  $\mu_0 = 6500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $E_C = 4 \text{ KV/cm}$  et  $\alpha = 1.5$  est représentée dans la figure V-28 avec d'autres résultats des auteurs cités plus haut, pour le GaAs en volume. Le même  $D(E)$  obtenu par V-2 avec  $\alpha = 6.5$  est montré pour comparaison. Le  $D(E)$  donné par V-2 avec  $\alpha = 1.5$  montre que ce paramètre décroît d'abord avant de croître de nouveau à des champs qui seraient aux alentours du champ de seuil pour le GaAs. Avec des valeurs de  $\alpha$  plus fortes le coefficient remonte de façon beaucoup plus abrupte. A l'exception des résultats de Gasquet, les autres valeurs reportées ont un comportement exactement inverse avec une croissance éventuellement suivie d'une décroissance.

Dans la figure V-29, nous comparons nos résultats avec ceux de Whiteside (1986, 1987) qui, à notre connaissance, est le seul auteur à avoir reporté des coefficients de diffusion d'électrons chauds dans les couches à deux dimensions. En utilisant une méthode de mesure de bruit assez analogue à la notre et dans des TEC longs sans grille, Whiteside trouve une dépendance avec le composant mesuré. Ce sont les deux courbes montrées dans la figures V-29. Un des  $D(E)$  augmente légèrement avec le champ, l'autre diminue sensiblement. Il n'existe pas de raison physique objective à ces différences, si ce n'est que les composants ayant donné chacune d'elles sont différents (composition des couches et longueur).

Il semble néanmoins que le coefficient de diffusion  $D(E)$  à champ élevé doit nécessairement croître afin de refléter sous une forme ou une autre l'apparition du bruit de diffusion lié à la fluctuation de la vitesse d'un porteur lors de son transfert de vallée centrale en vallée satellite, et compte tenu du fait que les bruits s'additionnent toujours quadratiquement. Cependant, tant que les porteurs restent en vallée centrale, à champ croissant, la mobilité diminue, la température électronique augmente éventuellement, le coefficient de diffusion qui est le produit des deux peut décroître avant de croître par effet de champ fort dans la vallée centrale. Cette croissance de  $D(E)$  peut ensuite se confondre avec celle induite par le bruit de partition intervallée à champ plus élevé. Dans la mesure où l'ampleur du bruit lié au transfert dépend très fortement de la constante de couplage entre la vallée centrale ( $\Gamma$ ) et les vallées satellites ( $L$ ), ce paramètre détermine la façon dont croît le coefficient de diffusion avec le champ, la valeur du maximum, s'il existe, est le champ électrique où ce maximum se situerait. Une étude basée sur un modèle de Monte Carlo d'électrons bidimensionnels dans une hétérojonction GaAs-AlGaAs est en cours actuellement sur ce point.

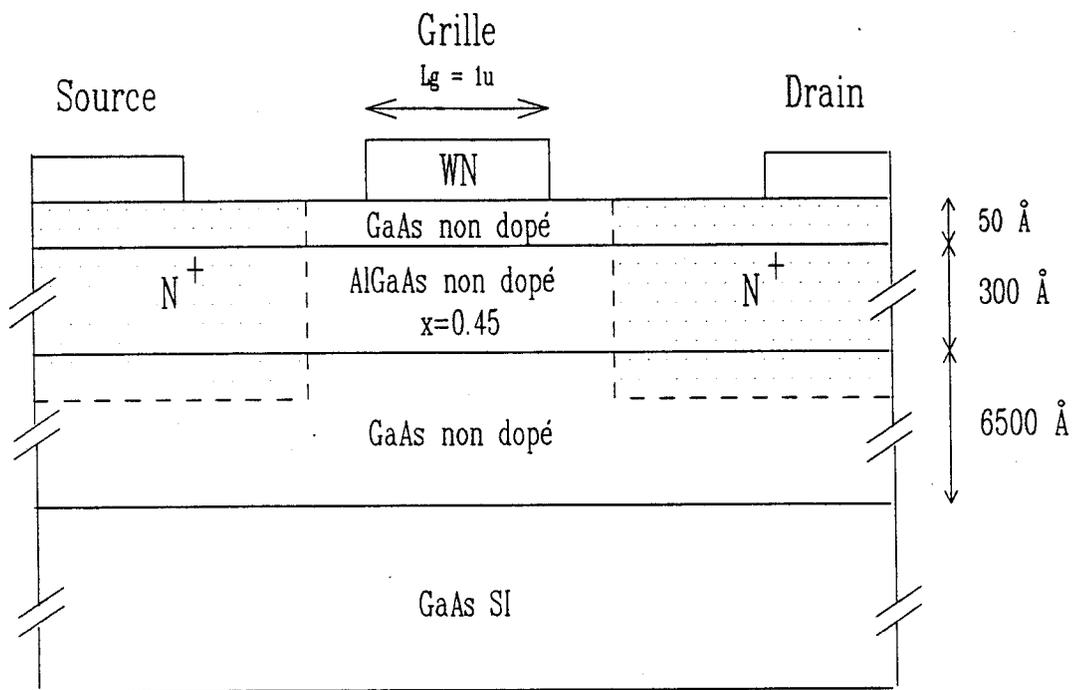


Figure VI-1: Schéma de la structure du MISFET

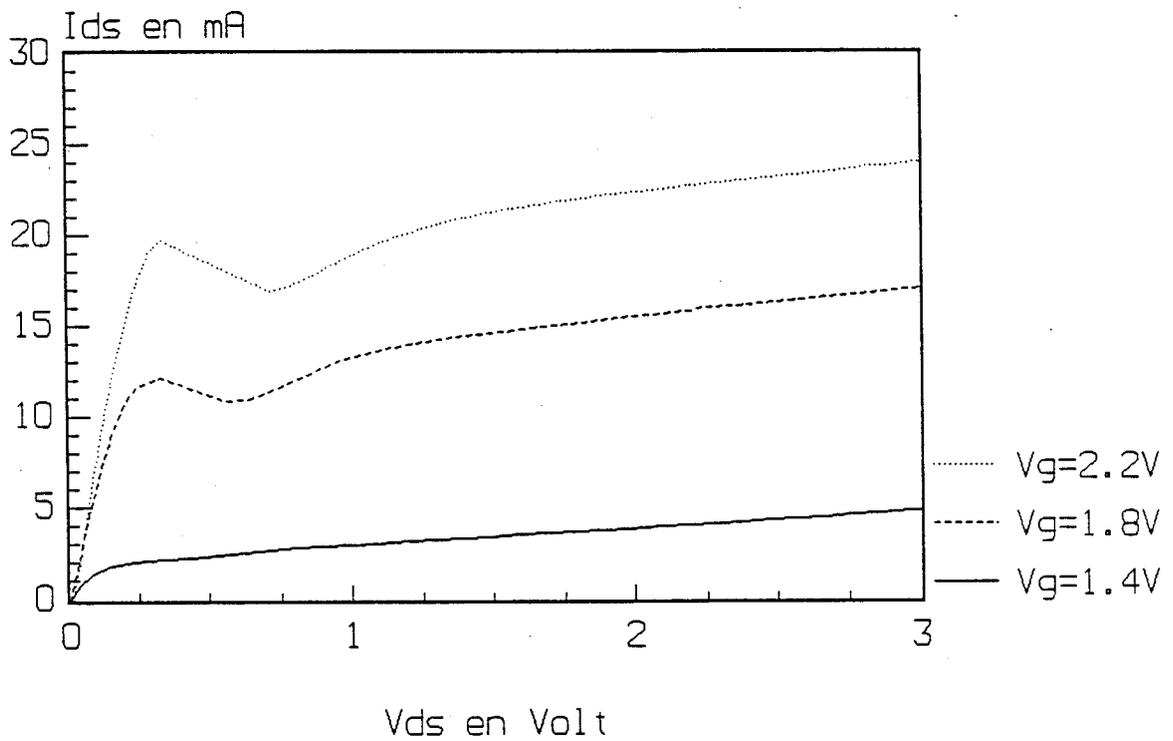


Figure VI-2: Caractéristiques statiques du transistor MISFET

## CHAPITRE VI

### BRUIT DE DIFFUSION DANS LES MISFETs AlGaAs-GaAs

#### I- INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous étudions le bruit de diffusion du canal bidimensionnel d'électrons dans les transistors à effet de champ à hétérojonction de type MISFET GaAs-AlGaAs. On mesure en fonction des tensions grille et drain les températures équivalentes de bruit du canal source-drain ainsi que les spectres de bruit en tension comme cela a été fait aux chapitres III et V. Les mesures analogues réalisées sur les TEGFETs servent de point de comparaison. Ici, dans le cas du MISFET, nous essayons de voir l'existence possible de l'effet de transfert en espace réel d'électrons bidimensionnels sur le bruit de diffusion mesuré. Un effet que nous décrivons pourrait résulter de ce phénomène.

Nous reportons des mesures de bruit de diffusion d'électrons dans le canal conducteur des MISFETs GaAs où l'on sait que ces électrons sont bidimensionnels. Le problème de la détermination quantitative des sources de bruit dans ce type de composants en fonction des polarisations appliquées est encore ouvert. Nous présentons ici des mesures de température de bruit et de spectre de bruit, et comparons les résultats obtenus sur les MISFETs et les TEGFETs. Dans le MISFET GaAs (Wolny, 1987), on observe une résistance différentielle négative (RDN) dans le courant de drain due au transfert d'électrons dans l'espace réel du canal GE2D vers la grille par émission thermoionique et tunnel assistées par champ électrique (Shur, 1986).

Nous regardons maintenant s'il existerait une source de bruit additionnelle analogue à une source de bruit de diffusion liée à l'existence du phénomène de transfert d'électrons dans l'espace réel.

#### II- PRESENTATION DU MISFET ETUDIE

La figure VI-1 représente la structure du composant. Le MISFET AlGaAs-GaAs est un transistor à effet de champ à hétérojonction dont la couche AlGaAs est non intentionnellement dopée. Sous l'action d'une différence de potentiel entre source et drain et grâce au champ de dérive

ainsi créée, les porteurs se déplacent de la source vers le drain dans la couche AlGaAs non dopée. Le puits de potentiel créée par la discontinuité de bande des deux matériaux confine ces porteurs à l'interface. Le courant entre la source et le drain est contrôlé par la tension de grille. Dans cette structure la discontinuité de bande est faible, ceci peut entraîner l'apparition d'un courant de grille. On peut considérer deux cas de figure:

a) Si la tension de grille est faible, le MISFET présente un comportement similaire à celui du TEGFET, c'est-à-dire que la densité de charges dans le canal croît avec la tension de grille et on obtient des caractéristiques statiques classiques.

b) Si la tension de grille est élevée et si la tension de drain est suffisante pour que l'énergie des porteurs dans le canal devienne supérieure à la discontinuité de bande, les porteurs peuvent franchir la barrière à l'hétérojonction diminuant ainsi la densité de porteurs dans le canal et par la même occasion le courant source-drain. Si les porteurs ayant franchis la barrière sont collectés par la grille, un courant de grille apparaît. La zone de la caractéristique statique  $I_{ds}(V_{ds})$  où on observe une diminution du courant source-drain est appelée zone à résistance différentielle négative. Cette résistance est susceptible d'osciller spontanément.

Le MISFET GaAs étudié ici a été fabriqué au LEP (Wolny, 1987) par une technique d'autoalignement utilisant une grille réfractaire munie d'espaceurs de silice pour l'implantation des contacts ohmiques. La longueur de grille est de 1  $\mu\text{m}$  et la largeur de 200  $\mu\text{m}$ . Ses caractéristiques statiques sont données sur la figure VI-2. Afin de mieux comprendre certains phénomènes physiques dans le MISFET du point de vue bruit, nous allons comparer les résultats analogues du TEGFET de la série 86-1 ( $L_g = 5 \mu\text{m}$ ,  $W = 150 \mu\text{m}$ ) obtenus dans les chapitres précédents.

### III- RESULTATS DES MESURES SUR LE MISFET. COMPARAISON AVEC LE TEGFET

La figure VI-3 montre l'évolution du spectre de bruit obtenu pour le MISFET, en fonction de  $V_{ds}$ , paramétré par  $V_{gs}$  et pour une fréquence de 12 GHz. De façon très qualitative, on remarque que ces courbes, pour différentes valeurs de  $V_{gs}$ , évoluent toutes de la même façon: le bruit croît d'abord doucement à faible  $V_{ds}$  (régime ohmique), puis présente une augmentation plus ou moins marquée pour des polarisations de drain plus élevées. En dehors de

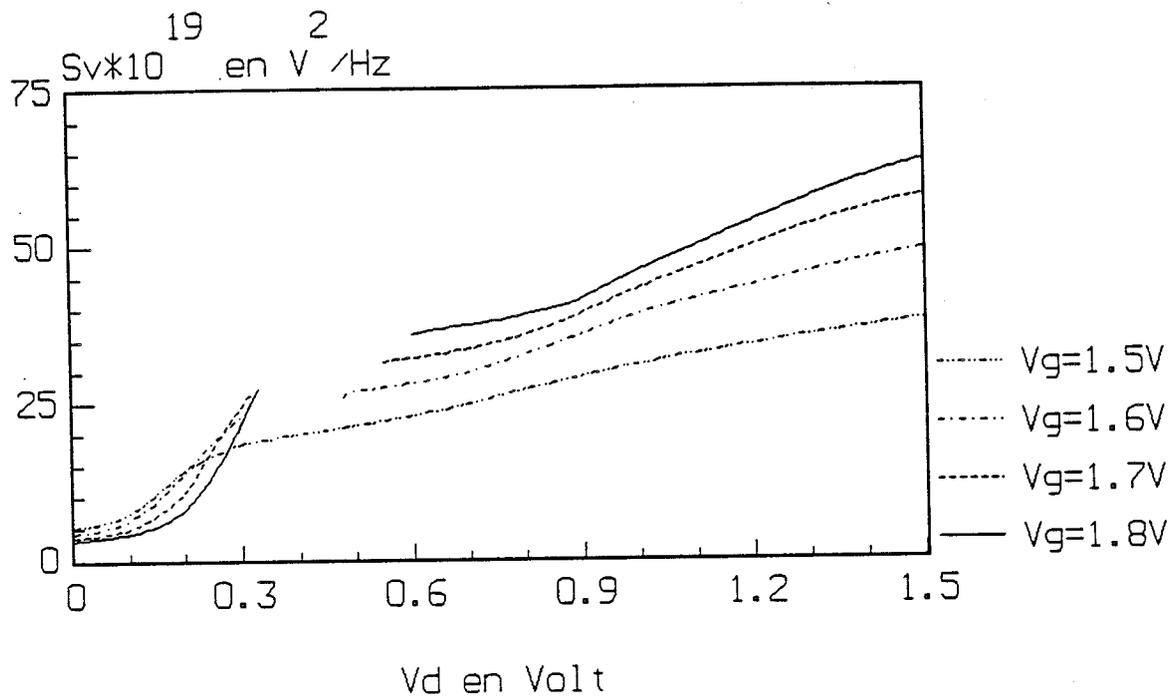


Figure VI-3: Densité spectrale en tension du MISFET F=12 GHz

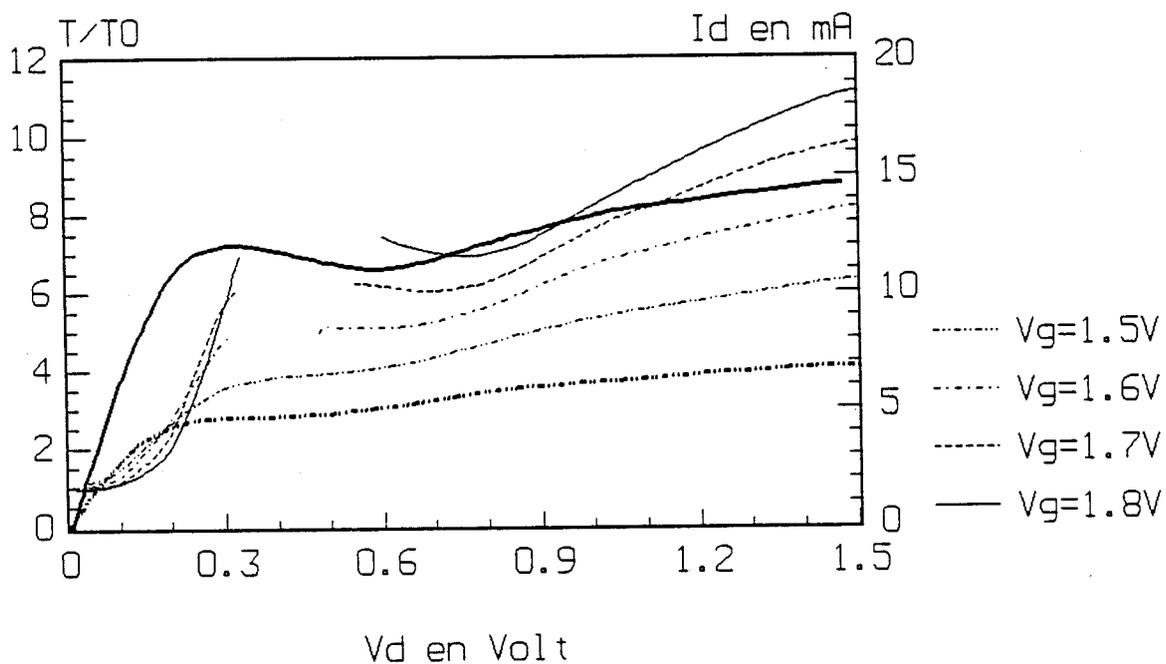


Figure VI-4: Température équivalente de bruit du MISFET F=12 GHz

la zone à résistance différentielle négative, qui apparait en blanc sur la figure VI-3, le MISFET semble donc avoir un comportement analogue au TEGFET du point de vue bruit (figure V-23). A faible polarisation, ceci est tout à fait compréhensible: en effet pour des courants suffisamment faibles, dans le TEGFET la couche d'AlGaAs dopée est complètement déplétée et on n'observe, comme dans le MISFET, que le bruit du gaz bidimensionnel d'électrons dans la couche de GaAs non dopée. Pour des courants plus importants, les comportements physiques des deux transistors deviennent très différents l'un de l'autre, et il s'avère alors assez difficile de poursuivre la comparaison.

Quand on polarise le MISFET dans la zone à résistance négative, le composant devient instable et il devient impossible d'y effectuer des mesures de bruit (figure VI-3). En fait, il semblerait que nous sommes simplement en présence d'oscillations spontanées dues à la RDN du circuit de drain (Chen, 1988; Danneville, 1990). La zone concernée est donc laissée "en blanc". On peut en effet constater que cette zone "en blanc" correspond très exactement à la zone où existe la RDN comme on peut le voir sur la figure VI-4. Si on continue à augmenter la tension de drain juste après cette zone, on remarque une légère diminution de la température de bruit (figure VI-4). Ceci pourrait être dû en fait au transfert spatial des électrons vers la grille.

#### IV INTERPRETATION DU BRUIT DANS LE MISFET PAR LE TRANSFERT EN ESPACE REEL

Dans ce paragraphe nous allons essayer d'expliquer comment le transfert spatial des électrons, à partir du canal d'électrons bidimensionnels vers la couche AlGaAs et piégés par la grille, peut conduire à une diminution de la température équivalente de bruit quand la tension de drain augmente, contrairement à ce que nous avons observé dans le cas du TEGFET.

D'après les caractéristiques statiques (figure VI-2), à  $V_{gs}=1.8V$ , on note que la résistance différentielle négative existe pour des valeurs de  $V_{ds}$  comprises entre 0.3V et 0.6V. Pour  $V_{gs}=1.7V$ , ceci reste valable mais moins bien illustré.

Ainsi qu'il est rappelé ci-dessus (Danneville, 1990; Depreeuw, 1988), une partie des électrons du canal passe à travers la barrière de potentiel vers la couche AlGaAs donnant lieu à la résistance différentielle négative et par la suite à une augmentation du courant direct de grille. Mais à des valeurs de  $V_{ds}$  faibles, le potentiel en chaque point du canal et le champ de

dérive résultant (de la source au drain) sont plutôt faibles. Par la même occasion la quantité d'énergie transférée dans le canal électronique est faible. L'échauffement des électrons le long de l'interface vers le drain peut ne pas être suffisant pour compenser la perte d'énergie due au fait que les électrons les plus énergétiques du canal assistés par un champ électrique transverse, sont capables de passer à travers la barrière de potentiel à l'hétérojonction. Dans ce cas, l'énergie moyenne des électrons peut diminuer légèrement, conduisant ainsi à une diminution de la température équivalente de bruit (qui reflète cette énergie moyenne). En effet des simulations (Danneville, 1990) montrent clairement que le transfert en espace réel dans le cas d'un MISFET de  $1 \mu\text{m}$  survient principalement durant la première moitié de la grille côté source pendant le transit des électrons le long de la grille. La raison est que la chute de potentiel entre la grille et le canal côté source, est supérieure à celle côté drain. Par conséquent, la résistance différentielle négative (RDN) associée à ce transfert est observée à des  $V_{ds}$  plutôt faible. Avec une fraction d'aluminium de 0.4 dans l'AlGaAs sur GaAs, la discontinuité de bande à l'hétérojonction est de 300 meV. Mais à  $V_{gs}$  fort la densité surfacique de charges dans le canal peut atteindre facilement  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ou plus (Danneville, 1990). Dans ce cas, le niveau fondamental (énergie de la première soubande) est de 100 meV réduisant ainsi la discontinuité de bande de conduction effective à 200 meV pour les électrons occupant la première soubande ou moins pour ceux qui occupent des soubandes supérieures. L'équirépartition de l'énergie nous dirait que la quantité d'énergie due au transfert en espace réel, a lieu dans le domaine 400-600 meV. En pratique, la RDN est observée entre 0.3V et 0.6V. Ainsi la RDN est due au transfert en espace réel et non au transfert intervallée comme on pourrait penser en premier temps. De plus la RDN apparaît seulement si les électrons transférés sont collectés par la grille ( $V_{gs} > V_{ds}$ ).

L'effet du transfert en espace réel est d'éliminer les électrons les plus énergétiques induisant une décroissance de l'énergie moyenne et de la température moyenne des électrons. Maintenant si le drain est porté à des polarisations proches de celles de la grille, les électrons restant dans le canal bidimensionnel seront chauffés par le champ de dérive, mais n'auront pas la possibilité de transférer à travers l'hétérojonction car le potentiel grille-canal côté drain est très faible contrairement à ce qui se passe côté source. Le fait que l'énergie moyenne des électrons peut encore augmenter dans ce cas (les états vidés par le transfert en espace réel sont remplis par l'effet des électrons chauds) permet une augmentation de la température équivalente de bruit à  $V_{ds}$  fort. Dans l'ensemble, on peut observer un domaine

de tension de drain (à des tensions de grille fixes) dans lequel la température équivalente de bruit du canal du MISFET décroît d'abord, et croît ensuite en augmentant la tension de drain (voir figure VI-4). On note que la partie réelle de l'impédance petit signal du canal est toujours positive dans le domaine où la température de bruit décroît.

## V- CONCLUSION

En conclusion, une étude expérimentale de mesure de bruit de diffusion en bande X réalisée sur un MISFET GaAs-AlGaAs nous a permis d'observer les différents régimes de bruit suivant les polarisations de grille et drain appliquées. Pour une valeur de  $V_{gs}$  où la RDN de drain existe, en dessous de la tension de seuil  $V_{ds}$  où apparaît la RDN, le MISFET a un comportement identique à celui du TEGFET. Très au dessus de cette tension de seuil (où le courant de drain croît de nouveau fortement avec  $V_{ds}$ ) le comportement type TEGFET est également noté. Entre deux, il existe deux zones: l'une qui correspond à l'apparition de la RDN où l'on observe des oscillations et où la mesure de bruit est impossible. La seconde zone, au sortir de la zone à RDN, nous montre de façon très reproductible que la température équivalente de bruit décroît sensiblement alors que le courant de drain augmente.

Nous avons présenté au paragraphe précédent une explication possible de ce phénomène en terme de bruit de diffusion lié au transfert en espace réel d'électrons du canal source-drain vers la couche AlGaAs avec capture à la grille.

## CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons cherché à comprendre les phénomènes physiques liés au bruit de diffusion haute fréquence dans les transistors à effet de champ à hétérojonctions. Il est bien évident que la présence de l'hétérojonction dans ces structures, contrairement aux transistors conventionnels, complique cette étude et suppose d'autres hypothèses.

Dans un premier temps, et d'une façon générale, nous avons effectué une étude concernant les différentes sources de bruit dans les composants semiconducteurs, en nous appuyant sur les travaux déjà effectués dans ce domaine.

Nous avons proposé ensuite, une méthode de mesure de bruit pour un dipôle en citant ses avantages et ses inconvénients.

Concernant la partie théorique de ce travail, nous avons mis au point un modèle de bruit amélioré à partir de celui de Pucel (1974) en introduisant les modifications nécessaires pour l'adapter au TEGFET. Les résultats de ce modèle ont été validés par les mesures expérimentales. Les confrontations théorie-expérience sont satisfaisantes au moins dans la zone ohmique du transistor. L'avantage du modèle présenté ici réside dans le fait que les formules donnant le bruit sont analytiques.

Pour étudier l'influence des sources de bruit dans les zones d'accès des transistors sur le bruit total des composants, nous avons mené une étude basée sur deux approches, l'une expérimentale (Kabbaj, 1989), l'autre théorique basée sur le modèle de Lee (1985). Cette étude a cherché surtout à montrer que l'on peut concevoir des modèles assez simples qui permettraient une étude détaillée et réaliste de l'influence des sources de bruit des zones d'accès du composant.

A partir des mesures de bruit et plus particulièrement de la température équivalente de bruit, on peut extraire le coefficient de diffusion par l'intermédiaire de la relation d'Einstein mais ceci n'est valable qu'à champ modéré. Nous avons présenté à la fin du chapitre V une évolution possible du coefficient de diffusion avec le champ électrique basée sur la loi de la température électronique locale donnée par Beachtold (1972). Nous avons

comparé également les résultats avec ceux obtenus par différents auteurs. En analysant ces courbes de coefficient de diffusion, on s'aperçoit que la détermination quantitative de ce coefficient est encore ouverte.

La dernière partie de ce travail a été réservée à l'étude du bruit dans les MISFET. Cette étude nous a permis d'observer différents régimes de bruit suivant les polarisations de grille et drain appliquées. A partir des constatations expérimentales des différents spectres de bruit, nous avons donné une explication possible du comportement du bruit de diffusion en termes de transfert d'électrons dans l'espace réel.

## ANNEXE 1

### CALCUL DU CHAMP D'IMPEDANCE

La méthode du champ d'impédance a été introduite pour la première fois par Shockley (1966) pour le bruit de diffusion dans le cas des composants unidimensionnels.

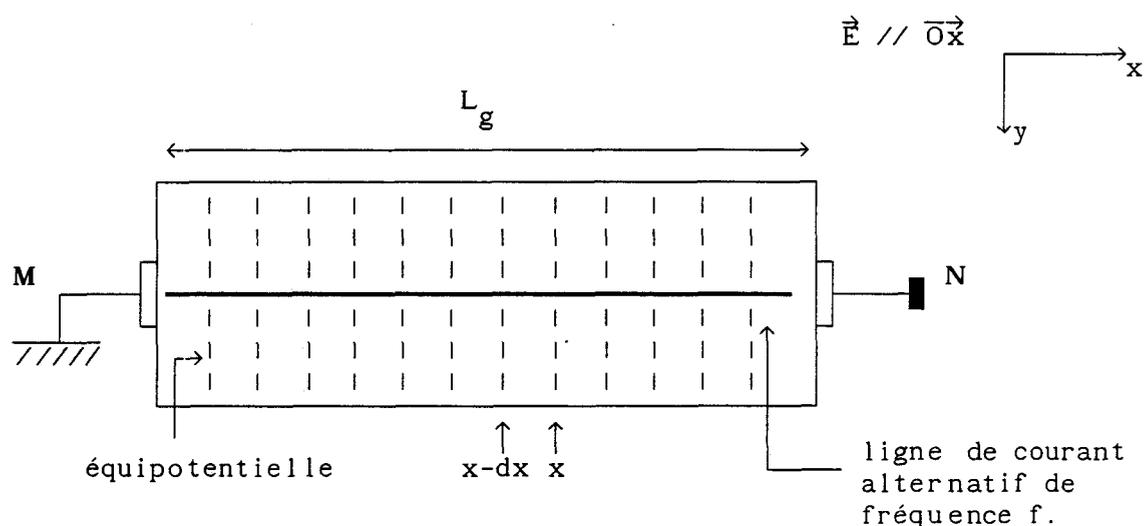


Figure A1-1

Considérons la figure A1-1. Dans le cas général, les électrodes de référence du champ d'impédance peuvent être différentes des électrodes de polarisations (M,N). Dans le cas présent nous supposons une étude unidimensionnelle (selon l'axe  $\vec{MN}$ ) et nous traitons la situation où les électrodes de polarisation sont confondues avec les électrodes de référence. Les circuits de polarisation et de mesure sont évidemment découplés.

La surface équipotentielle passant par  $x$ , est au potentiel  $V(x)$ , celui du point N par rapport au point M (supposé à la masse) est noté  $V(L_g)$ .

Pour connaître le champ d'impédance dans cette structure, on suppose deux états qui se superposent:

- 1) Un courant alternatif  $\delta I(x)$  est injecté entre l'électrode M et

l'équipotentielle passant par  $x$ , le système est un quadripôle, dont l'entrée est située entre le point  $M$  et  $x$ , et la sortie entre les électrodes de mesure  $M$  et  $N$ . Il apparaît en sortie, entre  $M$  et  $N$ , une tension  $\Delta V(x)$  proportionnelle à  $\delta I(x)$ :

$$\Delta V(x) = Z(x, f) \delta I(x) \quad A1-1$$

On remarque que  $Z(x, f)$  est homogène à une impédance.

2) Le même courant alternatif  $\delta I(x)$  est retiré entre l'électrode  $M$  et l'équipotentielle passant par le point  $x-dx$ . Il apparaît, entre  $M$  et  $N$ , une tension  $\Delta V(x-dx)$  proportionnelle à  $\delta I(x)$ :

$$\Delta V(x-dx) = Z(x-dx, f) \delta I(x) \quad A1-2$$

La superposition de ces deux états revient à supposer que le courant alternatif est injecté à l'équipotentielle passant par  $x$  et retiré à l'équipotentielle passant par  $x-dx$ , la tension entre  $N$  et  $M$  est:

$$\delta V(x) = \Delta V(x) - \Delta V(x-dx) \quad A1-3$$

$$= \left[ Z(x, f) - Z(x-dx, f) \right] \delta I(x)$$

soit

$$\delta V(x) = \nabla Z(x, f) \delta I(x) dx \quad A1-4$$

$\nabla Z(x, f)$  représente le champ d'impédance.

Dans le cas du HEMT le canal conducteur est constitué d'un gaz d'électrons bidimensionnels. La densité de charges surfaciques, la vitesse de dérive et le courant, en un point  $x$  du canal, fluctuent autour de leur valeurs moyennes.

$$n_s[V] = n_s[V(x)] + \left( \frac{dn_s}{dV} \right)_{V(x)} \Delta V \quad A1-5$$

$$v_d[E] = v_d[E(x)] + \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_{E(x)} \Delta E \quad A1-6$$

$$I(x) = I_o + \Delta I(x) \quad A1-7$$

Le courant dans le canal s'écrit:

$$I(x) = qW n_s[V(x)] v_d[E(x)] = I_o + \Delta I(x) \quad A1-8$$

$$I(x) = qW \left[ n_s[V(x)] + \left( \frac{dn_s}{dV} \right)_{V(x)} \Delta V \right] \left[ v_d[E(x)] + \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_{E(x)} \Delta E \right] \quad A1-9$$

En négligeant les termes du second ordre on obtient:

$$I(x) = qW \left[ n_s[V(x)] v_d[E(x)] + n_s[V(x)] \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_{E(x)} \Delta E + v_d[E(x)] \left( \frac{dn_s}{dV} \right)_V \Delta V \right]$$

$$I_o = qW n_s[V(x)] v_d[E(x)]$$

$$\Delta I = qW \left[ n_s[V(x)] \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_E \Delta E + v_d[E(x)] \left( \frac{dn_s}{dV} \right)_V \Delta V \right] \quad A1-10$$

La vitesse est donnée par:

$$v_d[E(x)] = \frac{\mu_o E(x)}{1 + \frac{E(x)}{E_c}} \quad \frac{dv_d}{dE} = \frac{\mu_o}{\left( 1 + \frac{E(x)}{E_c} \right)^2} \quad A1-11$$

La densité de charges dans le canal est donnée par :

$$n_s [V(x)] = \frac{\epsilon}{q(d+\Delta d)} (V_{gs} - V_{off} - V(x)) \quad A1-12$$

$$\frac{dn_s [V(x)]}{dV(x)} = - \frac{\epsilon}{q(d+\Delta d)}$$

$$\Delta I(x) = qW \left( \frac{\mu}{q\Delta d} (V_{gs} - V_{off} - V(x)) \right) \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{E_c}\right)^2} \Delta E - \frac{\mu_o E}{\left(1 + \frac{E}{E_c}\right)} \frac{\epsilon}{qd} \Delta V \quad A1-13$$

$$E = - \frac{dV}{dx}, \quad \Delta E = - \frac{d(\Delta V)}{dx'}$$

$$\Delta I(x) = qW \left( n(x) \right) \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_E \left( - \frac{d(\Delta V(x, x'))}{dx'} \right) + v_d [E(x)] \left( \frac{dn_s}{dV} \right)_V \Delta V(x, x') \quad A1-14$$

cette équation différentielle peut se mettre sous la forme:

$$\alpha \Delta V(x, x') + \beta \Delta V'(x, x') = \Delta I(x) \quad A1-15$$

La solution de l'équation A1-15 en  $\Delta V(x, x')$  est:

$$\Delta V(x, x') = - \frac{\Delta I(x)(d+\Delta d)}{v_d(E) \epsilon W} \left( 1 - e^{\gamma(x-x')} \right) \quad A1-16$$

$$\gamma = \frac{v_d n_s'}{n_s v_d}, \quad \text{avec } v_d = v_d(E) \quad v_d' = \left( \frac{dv_d}{dE} \right)_{E(x)}$$

$$n_s = n_s(V(x)) \quad n_s' = - \frac{\epsilon}{q(d+\Delta d)}$$

Le champ d'impédance est donné par:

$$\nabla Z(x) = \frac{-1}{\Delta I(x)} \int_x^{L_g} \frac{\partial(\Delta E(x, x'))}{\partial x} dx' \quad \text{A1-17}$$

$$= \left( \frac{\partial}{\partial x} \frac{\Delta V(x, x')}{\Delta I(x)} \right)_{x'=L_g} \quad \text{A1-18}$$

en remplaçant A1-16 dans A1-18 on obtient:

$$\nabla Z(x) = \frac{\left(1 + \frac{E(x)}{E_c}\right)^2 (d + \Delta d)}{W \mu_0 \varepsilon (V_{gs} - V_{off} - V(x))} \exp\left(\frac{E(x) \left(1 + \frac{E(x)}{E_c}\right)}{V_{gs} - V_{off} - V(x)} (x - L_g)\right)$$

## ANNEXE 2

### METHODE DE MODELISATION DU BRUIT DANS UN TEGFET

Dans cette annexe nous présentons les détails de calcul de  $\overline{v_d^2}$  se rapportant au paragraphe V-3 du chapitre III. Ce calcul est basé sur une approche analogue à celle de Pucel (1974) et Brookes (1986), mais tient en compte, à la différence de ces derniers, du fait que la vitesse de dérive est une fonction homographique du champ électrique au lieu d'être une fonction linéaire. La raison de ce travail est que l'on obtient de bien meilleurs résultats avec notre hypothèse lors de la comparaison théorie-expérience.

Le courant dans le canal du transistor est donné par:

$$\begin{aligned} I_d &= W Q(x) \mu [E(x)] \frac{dV}{dx} \\ &= W Q(x) \frac{\mu_o}{1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV}{dx}} \frac{dV}{dx} \end{aligned} \quad (3-1)$$

La charge en chaque point du canal est donnée par:

$$Q(x) = \frac{\epsilon}{d+\Delta d} (V_{gs} - V_{off} - V(x)) \quad (3-2)$$

L'équation (3-1) nous donne :

$$I_d \left( 1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV}{dx} \right) = Q(x) W \mu_o \frac{dV}{dx}$$

Une perturbation en bruit dans le canal va induire une perturbation de la charge  $Q(x)$  et du champ  $E(x)$ .

$$\delta I_d \left( 1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV}{dx} \right) + I_d \delta \left( 1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV}{dx} \right) = \mu_o W \left( \delta Q(x) \frac{dV}{dx} + Q(x) \delta \frac{dV}{dx} \right)$$

Dans l'hypothèse du canal graduel,  $I_d$  est constant donc  $\delta I_d = 0$ .

$$\left( \frac{I_d}{E_c} - \mu_o W Q(x) \right) \delta \frac{dV}{dx} = \mu_o W \frac{dV}{dx} \delta Q(x)$$

D'après la formule (3-2):

$$\delta Q(x) = - \frac{\epsilon}{d + \Delta d} \delta V(x)$$

$$\left( \frac{I_d}{E_c} - \mu_o W Q(x) \right) \delta \frac{dV}{dx} = - \frac{\epsilon W \mu_o}{d + \Delta d} \frac{dV}{dx} \delta V(x)$$

$$\frac{1}{\delta V(x)} \delta \left( \frac{dV}{dx} \right) = \frac{1}{V_{gs} - V_{off} - A1 - V(x)} \frac{dV}{dx}$$

$$A1 = \frac{I_d (d + \Delta d)}{\mu_o \epsilon W E_c}$$

L'expression de  $V(x)$  est donnée par:

$$V(x) = \frac{-B' + \sqrt{B'^2 - 4A'C'}}{2A'}$$

$$A' = \frac{\mu_o W \epsilon}{2(d + \Delta d)}$$

$$B' = \frac{I_d}{E_c} - \frac{\mu_o W \epsilon}{d + \Delta d} (V_{gs} - V_{off})$$

$$C' = I_d x - R_s I_d (B' + A' R_s I_d)$$

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{I_d}{\sqrt{B'^2 - 4A'C'}}$$

$$\frac{1}{\delta V(x)} \delta \left( \frac{dV}{dx} \right) = - \frac{1}{(V_{gs} - V_{off} - A1) - \frac{-B' + \sqrt{B'^2 - 4A'C'}}{2A'}} \frac{I_d}{\sqrt{B'^2 - 4A'C'}}$$

On pose :

$$X^2 = B'^2 - 4A'C'$$

$$\frac{d(\delta V(x))}{\delta V(x)} = \frac{dX}{2A'(V_{gs} - V_{off}) + B' - X}$$

On pose :

$$Y = (V_{gs} - V_{off}) - A1 + \frac{B' - X}{2A'}$$

$$dY = - \frac{1}{2A'} dX$$

$$\frac{d(\delta V(x))}{\delta V(x)} = - \frac{dY}{Y} \quad (3-3)$$

On pose :

$$X(L_g) = \sqrt{B'^2 - 4A'C'_{L_g}}$$

$$C'_{L_g} = I_d L_g - R_s I_d (B' + A'R_s I_d)$$

$$X(0) = \sqrt{B'^2 - 4A'C'_0}$$

$$C'_0 = - R_s I_d (B' + A'R_s I_d)$$

$$X(x_0) = \sqrt{B'^2 - 4A'C'_{x_0}}$$

$$C'_{x_0} = I_d x_0 - R_s I_d (B' + A'R_s I_d)$$

$$Y(L_g) = (V_{gs} - V_{off}) - A1 + \frac{B' - X(L_g)}{2A'}$$

$$Y(0) = (V_{gs} - V_{off}) - A1 + \frac{B' - X(0)}{2A'}$$

$$Y(x_0) = (V_{gs} - V_{off}) - A1 + \frac{B' - X(x_0)}{2A'}$$

La relation (3-3) nous donne:

$$\delta V(L_g) = \frac{Y(x_0)}{Y(L_g)} \delta V(x_0)$$

On pose:

$$\delta V(L_g) = \Delta v \quad \text{et} \quad \delta V(x_0) = \Delta V_{x_0}$$

$$\Delta v = \frac{Y(x_0)}{Y(L_g)} \Delta V_{x_0} \quad \overline{\Delta v^2} = \frac{Y^2(x_0)}{Y^2(L_g)} \overline{\Delta V_{x_0}^2} \quad (3-4)$$

La perturbation en bruit d'une tranche du canal de largeur  $dx_0$  est donnée par:

$$\overline{\Delta V_{x_0}^2} = 4k_b T_e(x_0) \Delta f \frac{dx_0}{W \sigma(x_0)} \quad \text{avec} \quad \sigma(x_0) = q\mu n_s(x_0)$$

$$E(x_0) = \frac{dV(x_0)}{dx_0} \quad dx_0 = \frac{dV(x_0)}{E(x_0)}$$

D'autre part:

$$I_d = W\sigma(x_0)E(x_0)$$

$$\frac{dV(x_0)}{dx_0} = \frac{-I_d}{\sqrt{B'^2 - 4A'C'}} = \frac{-I_d}{X} = \frac{-I_d}{2A' \left( (V_{gs} - V_{off} - A1) + \frac{B'}{2A'} - Y \right)}$$

$$\overline{\Delta V_{x_0}^2} = 4k_b T_e(x_0) \Delta f \frac{dX(x_0)}{2A' I_d}$$

La température électronique au point  $x_0$  du canal est supposée être une fonction du champ électrique local (Beachtold, 1972):

$$T_e(x_0) = T_o \left( 1 + \frac{\alpha}{E_c^3} \left( \frac{dV(x_0)}{dx_0} \right)^3 \right) = T_o \left( 1 - \frac{\alpha I_d^3}{E_c^3 X^3(x_0)} \right)$$

$$\overline{\Delta V_{x_0}^2} = 4k_b T_o \Delta f \frac{1}{2A' I_d} \left( 1 - \frac{\alpha I_d^3}{E_c^3 X^3(x_0)} \right) dX(x_0)$$

où  $x_0$  représente un point quelconque dans le canal du transistor.

D'après la relation (3-4):

$$\overline{\Delta v^2} = \frac{4k_b T_o \Delta f}{2A' I_d Y^2(L_g)} \left( \frac{K2}{X^3} - 1 \right) \left( K - \frac{X}{2A'} \right)^2 dX$$

$$\overline{\Delta v^2} = K1 \left( \frac{K2}{X^3} - 1 \right) (K3 - X)^2 dX$$

$$K1 = \frac{k_b T_o \Delta f}{2A' I_d Y^2(L_g)}$$

$$K2 = \frac{\alpha I_d^3}{E_c^3}$$

$$K3 = 2A'K$$

$$K = V_{gs} - V_{off} - A1 + \frac{B'}{2A'}$$

Le carré moyen de la tension de bruit dans le circuit du drain s'écrit:

$$\overline{v_d^2} = \int_0^{L_g} \overline{\Delta v^2} = K1 \left( \int_{X(0)}^{X(L_g)} \frac{K2}{X^3} (K3-X)^2 dX - \int_{X(0)}^{X(L_g)} (K3-X)^2 dX \right)$$

Après intégration de cette équation on pose:

$$I11 = K3^2 (X(L_g) - X(0))$$

$$I12 = -K3 (X^2(L_g) - X^2(0))$$

$$I13 = \frac{1}{3} (X^3(L_g) - X^3(0))$$

$$I1 = I11 + I12 + I13$$

$$I_{21} = -\frac{K_3^2}{2} \left( \frac{1}{X^2(L_g)} - \frac{1}{X^2(0)} \right)$$

$$I_{22} = 2K_3 \left( \frac{1}{X(L_g)} - \frac{1}{X(0)} \right)$$

$$I_{23} = \text{Log} \left( \frac{X(L_g)}{X(0)} \right)$$

$$I_2 = I_{21} + I_{22} + I_{23}$$

$$\overline{v_d^2} = K_1 \left( K_2 I_2 - I_1 \right)$$

La densité spectrale de bruit est donnée par:

$$S_v = \frac{\overline{v_d^2}}{\Delta f} \quad \text{en } V^2/\text{Hz}$$

ANNEXE3

MODELISATION DE LA ZONE D'ACCES DE SOURCE

On considère le schéma équivalent de la zone d'accès de source de la figure A3-1.

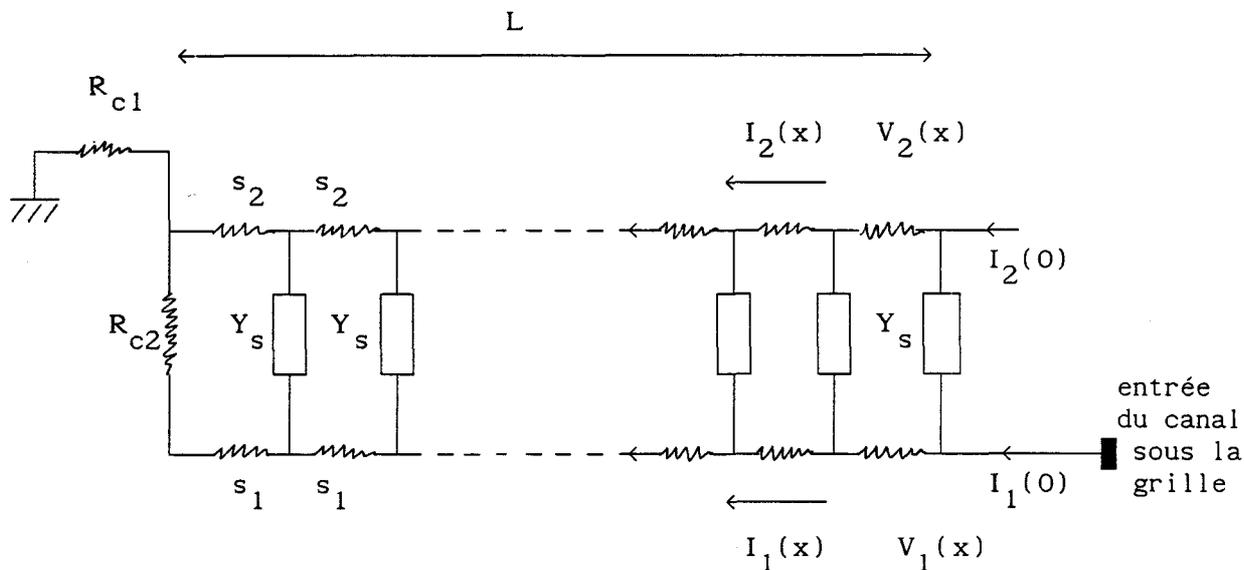


Figure A3-1: schéma équivalent de la zone d'accès de source

$$Y_s = g_s + j C \omega \quad (\text{voir figure IV-2})$$

A partir de ce schéma équivalent nous pouvons écrire les équations suivantes

$$\frac{dI_1(x)}{dx} = -WY_s (V_1(x) - V_2(x)) \quad \text{A3-1}$$

$$I_1(x) = -Ws_1 \frac{dV_1(x)}{dx} \quad \text{A3-2}$$

$$\frac{dI_2(x)}{dx} = WY_s (V_1(x) - V_2(x)) \quad \text{A3-3}$$

$$I_2(x) = -Ws_2 \frac{dV_2(x)}{dx} \quad \text{A3-4}$$

On considère que  $x=0$  correspond à l'entrée de la grille et  $x=L$  au contact ohmique. Le courant longitudinal dans la couche GaAlAs n'est pas pris en compte, dans la mesure où on peut admettre que le champ d'entraînement des électrons dans cette couche a une composante essentiellement dirigée transversalement et que la mobilité  $y$  est très faible.

Dans les équations précédentes on élimine les courants  $I_1(x)$  et  $I_2(x)$ , on obtient:

$$s_1 \frac{d^2 V_1(x)}{dx^2} = Y_s (V_1(x) - V_2(x)) \quad \text{A3-5}$$

$$s_2 \frac{d^2 V_2(x)}{dx^2} = -Y_s (V_1(x) - V_2(x)) \quad \text{A3-6}$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \left( s_1 s_2 \frac{d^2 V_1(x)}{dx^2} - Y_s (s_1 + s_2) V_1(x) \right) = 0 \quad \text{A3-7}$$

En intégrant l'équation différentielle du quatrième ordre A3-7 on obtient:

$$\frac{d^2 V_1(x)}{dx^2} - \frac{V_1(x)}{L_c} = A_1 x + A_0 \quad \text{A3-8}$$

où  $A_0$  et  $A_1$  sont des constantes.  $L_c$  est appelée longueur caractéristique du couplage, définie par:

$$L_c = \left( Y_s (1/s_1 + 1/s_2) \right)^{-1/2}$$

Le courant  $I_1(x)$  dans le canal, le potentiel  $V_2(x)$  et  $I_2(x)$  dans la couche superficielle GaAs  $n^+$  sont déterminés à partir des équations A3-2, A3-4 et

A3-5:

$$V_1(x) = B_0 e^{x/L_c} + B_1 e^{-x/L_c} - A_1 L_c^2 x - A_0 L_c^2 \quad \text{A3-9}$$

$$I_1(x) = -W s_1 \left( \frac{B_0}{L_c} e^{x/L_c} - \frac{B_1}{L_c} e^{-x/L_c} - A_1 L_c \right) \quad \text{A3-10}$$

$$V_2(x) = -\frac{s_1}{s_2} B_0 e^{x/L_c} - \frac{s_1}{s_2} B_1 e^{-x/L_c} - A_1 L_c^2 x - A_0 L_c^2 \quad \text{A3-11}$$

$$I_2(x) = -W s_2 \left( \frac{s_1}{s_2} \frac{B_0}{L_c} e^{x/L_c} + \frac{s_1}{s_2} \frac{B_1}{L_c} e^{-x/L_c} - A_1 L_c \right) \quad \text{A3-12}$$

Les quatre constantes  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $B_0$  et  $B_1$  sont déterminées par les conditions aux limites et par la valeur du courant  $I_1(0)$  qui n'est autre que le courant drain-source  $I_{ds}$ .

En général la source est la masse, on peut écrire (voir figure A3-2):

$$Z_s = R_{cl} + Z_s^d \quad V_1(0) = Z_s I_1(0) \quad \text{A3-13}$$

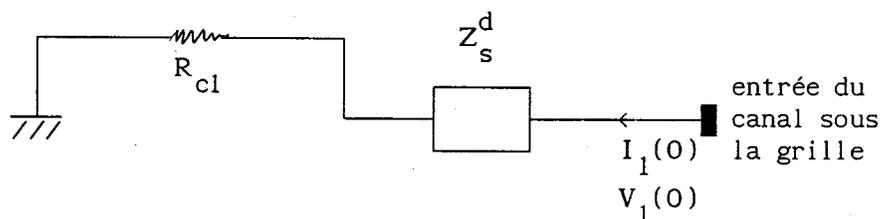


Figure A3-2: schéma global de la zone d'accès de source

où  $Z_s^d$  est l'impédance distribuée de la zone d'accès de source.

Les conditions aux limites sont données par:

$$V_1(L) - R_{c1} I_1(0) = R_{c2} I_1(L) \quad A3-14$$

$$V_2(L) - R_{c1} I_1(0) = 0 \quad A3-15$$

$$I_2(0) = 0 \quad A3-16$$

Avec les quatre équations et les quatre constantes inconnues, le système d'équations est facilement résolu, on trouve :

$$\frac{Z_s^d}{R_s^o} = \frac{1}{1 + \frac{s_2}{s_1}} + \frac{\frac{L_c}{L} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)}{1 + \frac{s_1}{s_2} + \frac{R_{c2}L}{R_s^o L_c} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)} \quad A3-17$$

$$+ \frac{R_{c2}}{R_s^o} \frac{1 + \frac{s_1}{s_2} \operatorname{sech}\left(\frac{L}{L_c}\right) + \left(\frac{s_1}{s_2}\right)^2}{\left(1 + \frac{s_1}{s_2}\right) \left(1 + \frac{s_1}{s_2} + \frac{R_{c2}L}{R_s^o L_c} \operatorname{th}\left(\frac{L}{L_c}\right)\right)}$$

$$R_s^o = \frac{L}{W s_1}$$

\*

$$\operatorname{sech}(x) = 1/\operatorname{ch}(x)$$

## BIBLIOGRAPHIE

- M. AL-MUDARES, B.K.RIDLEY, 1986, J.Phys.C, 19 p. 3179.
- R.L. ANDERSON, 1960, IBM journal p. 283-287.
- Y. ANDO, T. ITOH, 1990, IEEE Trans Electron Devices, ED-37, p. 67-78.
- V. BAREIKIS, V. VIKTORAVICHYUS, A. GAL'DICAS, R. MILYUSHITE, 1980, Sov. Phy. Semicond, 14, p. 847.
- W. BEACHTOLD, 1971, IEEE Trans Electron Devices, ED-18, p. 97-104.  
Noise behavior of Schottky barrier gate field effect transistors at microwave frequencies.
- W. BEACHTOLD, 1972, IEEE Trans Electron Devices, ED-19, p. 674-680.
- A. BELACHE, 1989, Thèse de l'université de Lille 1989.
- T.M. BROOKES, 1986, IEEE Trans Electron Devices , ED-33, p. 52-57.
- A. CAPPY, 1986, Thèse d'état de l'université de Lille.
- A. CAPPY, 1988, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 36, p. 1-10.
- Y.K. CHEN, D.C. RADULESCU, G.W. WANG, F.E. NAJJAR, L.F. EASTMAN, 1988, IEEE Electron Dev. Letters, EDL-9, p. 1-3.
- F. COLOMBANI, E. CAMARGO, 1990, IEEE MTT-S, International Microwave symposium Digest, 1, p. 439-442.
- R.K. COOK, J. FREY, 1982, IEEE Trans Electron Devices, ED-29, p. 970.
- W.R. CURTICE, 1981, IEEE Trans Electron Devices, ED-28, p. 954.
- F. DANNEVILLE, P. GODTS, J. ZIMMERMANN, E. CONSTANT, 1990, 17th Int. Symp.on GaAs and Related Compounds, Jersey (UK).
- G. DAMBRINE, 1989, thèse de l'université de Lille.

- M. DE MURCIA, D. GASQUET, A. ELAMRI, 1990, First workshop on fluctuations and noise in advance microelectronics devices, Abstract booklet, p. 37-38.
- D. DELAGEBEAUDEUF, N. LINH, 1982, Trans Electron Devices, ED-29, p. 955-960.
- D. DELAGEBEAUDEUF ET AL, 1985, IEEE Electron-Dev Letters, EDL-6, p. 444-445.
- D. DEPREUW, P. GODTS, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN, F. DANNEVILLE, 1988, Electronics Letters, 24, p. 944-945.
- T.J. DRUMMOND ET AL, 1982, IEEE Elect Dev Letters, EDL-3, p. 338-341.
- K.H.G. DUH, 1988, IEEE Trans Microwave Theory Techniques, 36, p. 1598-1603.
- R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT, 1980, J. App. Physics, 51, p. 1065.
- M. FEUER, 1985, IEEE Trans Electron Devices, ED-32, p. 7-11.
- R. FISCHER, H. MORKOC, 1985, Circuit Dev Mag, p. 35-38.
- H. FUKUI, 1979, IEEE Trans. Electron-Dev, ED-26, p. 1032-1037.
- D. GASQUET, 1984, Thèse d'état de l'université de Montpellier.
- D. GASQUET, J.P. NOUGIER, M. de MURCIA, M. FADEL, 1985, Noise in Physical Systems and 1/f noise, ed. A.D'AMICO, P. MAZETTI, Elsevier Science Publ. BV, p. 105.
- J. GEST , G. MERIAUX, H. KABBAJ, J. ZIMMERMANN, 1991, Conférence internationale sur le bruit dans les systèmes physiques, Kyoto, JAPON.
- J. GEST, 1992, Thèse de l'université de Lille.
- J. GRAFFEUIL, 1977, Thèse d'état de l'université de Toulouse.
- A.G. GREBENE ET S.K. GHANDI, 1969, Solid State Electronics, 12, p. 573-589.

F.N. HOOGE, T.G.M. KLEINPENNING, L.K.J. VANDAMME, 1981, Reports on Progress in Physics, 44, p. 479-532.

M.H. IBRAHIM, 1983, Thèse de l'université du Caire.

C. JACOBONI ET R. BRUNETTI, 1984, Physic Rev B, 29, p. 5739-5748.

H. KABBAJ, J. GEST, J. ZIMMERMANN, 1989, 6<sup>es</sup> Journées Nationales Microondes, p. 91-92.

A. KASZYNSKI, 1979, Thèse de Docteur-Ingénieur Lille.

S.J. LEE, C.R. CROWELL, 1985, Solid-State Electronics, 28, p. 659-668.

U.K. MISHRA, 1988, IEEE Trans Electron Device Letters, 9, p. 647-649.

P.M. MORSE ET H. FESHBACH, 1953, Methods of theoretical physics, (Mc Graw Hill, NY), tome 1 Chap 7.

J.P. NOUGIER, 1972, Thèse d'état de l'université de Montpellier.

J.P. NOUGIER, 1986, Physica 129B, p. 580-582.

M.W. POSPIESZALSKI, 1989, IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, 37, p. 1340-1350.

R.A. PUCCEL, 1974, Advances in electronics and electron physics, 38, p. 195-265.

U.R. RAVAROLI ET D.K. FERRY, 1986, IEEE Trans Electron Devices, ED-33.

J.G. RUCH, G.S. KINO, 1968, Physical Review, 174, p. 921.

P.M. SALOMON, H. MORKOC, 1984, IEEE Trans Electron Devices, ED-31, p. 1015-1027.

W. SHOCKLEY, J.A. COPELAND, R.P. JAMES, 1966, Quantum theory of atoms, molecules and solid states, P.O.Lowdin ed, Academic press.

M.S. SHUR, D.K. ARCH, R.R. DANIELS, J.K. ABROKWAH, 1986, IEEE Electron Dev Letters, EDL-7, p. 78-80.

H. STATZ, 1974, IEEE Trans Electron Devices, ED-21, p. 549-562.

S.M. SZE, 1981, Physics of semiconductor devices, (Wilay and Sons), second edition.

J.L. THOBEL, 1988, Thèse de l'université de Lille.

F.N. TROFIMENKOFF, 1965, Proc IEEE, 53, p. 1765-1766.

J. VANBREMEERSCH, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN, I. VALIN, P. GODTS ET A. LEROY, 1990, Electronic Letters, 26, p. 152.

A. VAN DER ZIEL, 1962, Proc of the IRE, 50, p. 1808-1812.

A. VAN DER ZIEL, 1963, Proc of the IRE, 51, p. 461-467.

A. VAN DER ZIEL, 1987, Encyclopedia of Physical Science and Technology, 9, p. 47-60.

C.M. VAN VLIET, 1991, Solid State Electronics, 34, p. 1-21.

C. VERSNAEYEN, 1985, Thèse de 3ème cycle, Lille.

T. WANG, K. HESS, 1985, J. Applied Phys, 57, p. 5336-5339.

S.WATANABE, 1990, IEEE MTT-S, International Microwave symposium Digest, 1, p. 443-446.

C. WHITESIDE, G. BOSMAN, H. MORKOC ET W.F. KOPP, 1986, IEEE Trans Electron Devices, ED-33, p. 1439-1445.

C. WHITESIDE, G. BOSMAN, H. MORKOC, 1987, IEEE Trans on Electron Devices, ED-34, p. 2530-2534.

M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK, D. MORONI J.P.ANDRE, 1987, Electronics Letters, 23, p. 1127-1128.

Y. WU, 1988, Thèse de l'université de Lille.

J. YOSHIDA, M. KURATA, 1984, IEEE Electron Devices Letters, EDL-5, p.

J. ZIMMERMANN, 1980, Thèse de doctorat ès Sciences, Lille.

J. ZIMMERMANN, Y. WU, 1988, Solid-State Electron, 31, p. 367.

