

Effet du Rapport Non-Linéaire du Coefficient Diffusion-Mobilité Dans la Modélisation du Transistor MESFET GaAs

M. KAMECHE*, M. FEHAM, H. DJELTI,
M. MELIANI, N. BENAHMED, S. DALI

* Centre National des Techniques Spatiales, Arzew -Oran
Laboratoire LTT, Département d'électronique, Faculté des sciences de l'ingénieur,
Université Abou Bakr Belkaid, BP 230, Chetouane, Tlemcen 13000
Tel :213-43-28-56-89 Fax 213-43-28-56-85
E-mail : mo_kameche@yahoo.fr

Résumé: La plupart des simulateurs conventionnels de semi-conducteur, supposent dans la modélisation des composants électroniques que le rapport du coefficient de diffusion et de la mobilité est constant (relation linéaire). Dans ce travail, nous exposons un modèle simple de simulation des composants à effet de champ prenant en compte la dépendance du rapport diffusion-mobilité [1] et des phénomènes dynamiques [2] avec les forts champs électriques (relation non-linéaire). Ce nouveau procédé basé sur la méthode des éléments finis (MEF) est applicable à la conception des transistors MESFET, TEGFET, SISFET. Les résultats obtenus prouvent que le courant dans le cas non linéaire est plus grand.

I. Introduction

Le modèle de mobilité dépendant du champ électrique a été intégré dans la plupart des programmes conventionnels de simulation des dispositifs semiconducteurs, sous forme d'un rapport constant entre le coefficient de diffusion et la mobilité électronique pour simplifier l'étude. Ceci implique que la température T_e d'électron dans la relation d'Einstein est prise pour être égale à la température T indépendamment du champ électrique local. Les observations sur les caractéristiques de vitesse-champ électrique et coefficient de diffusion-champ électrique dans le GaAs, démontrent que le rapport diffusion-mobilité peut atteindre plus de cinq fois la tension thermique ($K_b T/q$) pour des champs électriques entre 1 et 10 KV/cm. Ainsi, le modèle de coefficient de diffusion utilisé dans la plupart des simulateurs de dispositifs semiconducteurs, n'est pas précis dans cette gamme. Dans notre étude, l'équation courante est écrite sous la forme proposée par Scharffter et Gummel [3]. Cependant, il n'est pas nécessaire que le rapport de coefficient de diffusion-mobilité est constant en dérivant une telle équation. Un coefficient correcteur dépendant du champ électrique ajouté à l'équation d'Einstein permet de connaître au mieux les phénomènes dynamiques aux forts champs électriques. Ce coefficient correcteur peut être dérivé directement des données éditées de

mobilité et de coefficient de diffusion et incorporé aux simulateurs existants. Les résultats de simulation obtenus présentent des modifications sur les caractéristiques de sortie $I-V$ du transistor.

II. Dynamique des porteurs et Coefficient de diffusion

Il est connu que la fréquence et l'efficacité des chocs sur les phonons augmentent avec l'énergie des électrons. Pour l'ensemble de la population, cette augmentation se traduit par une variation non linéaire de la vitesse stationnaire d'entraînement en fonction de l'intensité du champ électrique. La courbe de la figure 1 donne l'évolution de cette vitesse en fonction du champ électrique dans le cas du GaAs intrinsèque ($N_D = 0$) à la température ambiante. Cette allure générale peut s'expliquer de la manière suivante : en champ faible ($E \leq 3KV/cm$), la mobilité est définie par les interactions avec les phonons optiques polaires (absorption comme émission), puisque à la température ordinaire, l'énergie thermique moyenne des électrons dépasse l'énergie de transfert et une proportion importante des électrons se trouve transférée dans les vallées supérieures de la bande de conduction. Or, les électrons de ces vallées ont une masse effective beaucoup plus élevée que dans la vallée centrale Γ ($0,2m_0$ au lieu de $0,06m_0$ dans Γ) et qu'en outre, les chocs qu'ils subissent avec les phonons (interactions intervallées) sont plus nombreux et les électrons sont donc ralentis.

La vitesse stationnaire peut être exprimée au moyen de la relation approchée suivante (Ruch [4] ; Castagne [5])

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + V_{Sat} (E/E_c)^4}{1 + (E/E_c)^4} \quad (1)$$

V_{Sat} est la vitesse de saturation. E_c représente le champ électrique critique. μ_0 est la mobilité à faible champ,

ou par la relation suivante (Roderick et al [1])

$$\nu(E) = \mu_0 E + (AE^4 + V_{sat}) / (\mu_0 E + AE^4 + V_{sat}) \quad (2)$$

avec $A\mu_0 \cong 5.10^{25} V / cm.s^2$ où A est une constante.

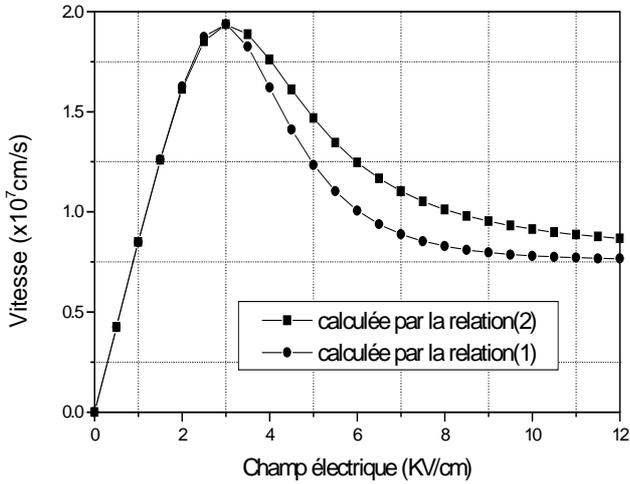


Figure 1 : Vitesse de dérive électronique stationnaire dans le GaAs non dopé ($N_D=0$) à $T=300K$

Les courbes de la figure 2 montrent l'évolution de la caractéristique de vitesse avec la concentration des impuretés de dopage dans le GaAs respectivement à la température ambiante $T=300K$ et à $200K$.

On constate que la présence des impuretés ionisés a pour effet de réduire la valeur initiale de la mobilité; ceci s'explique par le fait que les interactions coulombiennes ne sont efficaces qu'aux basses énergies.

La dispersion du vecteur vitesse par les collisions donne naissance à l'habituel phénomène de diffusion. A faible champ, l'énergie des électrons n'est pas trop éloignée de l'énergie thermique et le coefficient de diffusion $D(E)$ suit la loi d'Einstein donnée par :

$$D(E) = \mu(E) \cdot \frac{K_b T}{q} \quad (3)$$

où K_b est la constante de Boltzeman, q est la charge et T indique la température en $^{\circ}K$.

Lorsque le champ dépasse le champ critique la relation d'Einstein devient insuffisante. Ceci est dû à

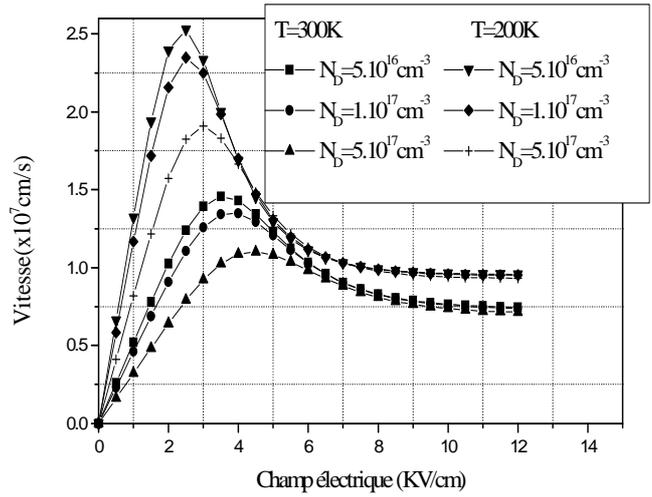


Figure 2 : influence de la concentration d'impuretés ionisées sur les courbes de vitesse stationnaire dans le GaAs à $300K$ et à $200K$

l'apparition des émissions de phonons optiques polaires qui conduit à une dispersion anisotrope des vecteurs vitesse. Dans ce cas, le coefficient de diffusion est modulé par la relation d'Einstein associée à un terme Gaussien donné par [1]:

$$D(E) = \mu(E) \cdot \frac{K_b T}{q} + 800 \exp \left[- \left(\frac{E - 4000}{1650} \right)^2 \right] \quad (4)$$

la figure 3 illustre une comparaison entre les résultats obtenus par la relation (4) et ceux obtenus des études effectuées en simulation (méthode de Monte-Carlo) par Pozela et Reklaitis [6].

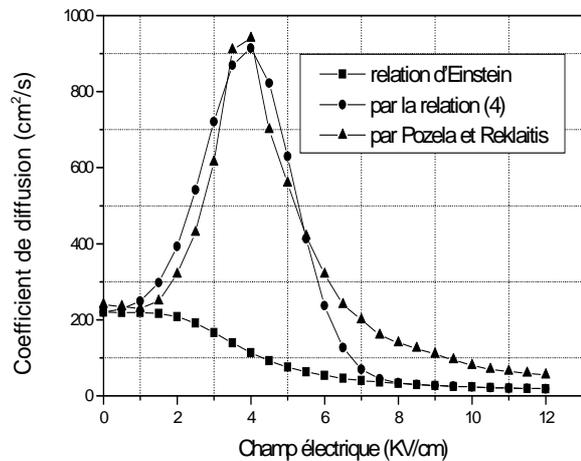


Figure 3 : variation du coefficient de diffusion en fonction de champ électrique $T= 300K$

III. Formulation du problème

Les équations différentielles de base décrivant le comportement physique du transistor MESFET sont l'équation de Poisson (5) et l'équation de continuité de courant (6).

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon} (N - N_D) \quad (5)$$

$$\text{div } \vec{J} - \frac{\partial N}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Le vecteur densité de courant \vec{J} est donné par la relation suivante :

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (7)$$

$$\vec{J} = q(-\mu(E).N.\vec{\text{grad}} V + D(E).\vec{\text{grad}} N) \quad (8)$$

la densité du courant en tout point du transistor semiconducteur est la résultante de trois phénomènes (conduction, diffusion et déplacement).

$$\vec{J}_t = \vec{J} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (9)$$

La résolution des deux équations (5) et (6) peut se faire simultanément ou successivement en découplant les deux équations. Nous choisissons la dernière voie qui possède le gros avantage de donner la possibilité de modéliser le circuit extérieur (circuit de polarisation et de charge du transistor). Cette technique est basée sur l'approche de Scharfetter et Gummel [3] qui possède l'avantage de réduire la place mémoire, contrairement à la méthode couplée basée sur l'algorithme de Newton-Raphson où les deux équations sont résolues comme une seule équation.

Le système des équations (5) et (6) est résolu en utilisant la méthode des éléments finis temporelle (MEF) en deux dimensions [7], qui reste une technique générale et souple permettant d'analyser différentes configurations géométriques et électriques du transistor MESFET. Ainsi un logiciel est conçu pour caractériser le transistor MESFET en déterminant les caractéristiques statiques et dynamiques, les répartitions du potentiel et de la concentration en électrons.

IV. Résultats et interprétations

La structure étudiée, à titre d'exemple, est présentée

sur la figure 4. Les contacts ohmiques de source et de drain sont planaires.

Le maillage a été optimisé de façon à réduire l'encombrement mémoire sans nuire à la précision des résultats, en resserrant le maillage dans les domaines à fort gradients de champ électrique et de concentration, c'est à dire dans la couche active et plus particulièrement sous la grille.

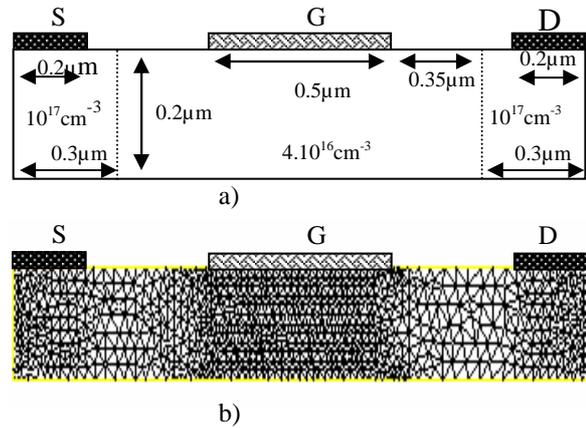


Figure 4: structure du transistor MESFET planaire
a) géométrie du transistor
b) maillage du transistor en éléments triangulaires

La figure 5 illustre une comparaison entre nos résultats de simulation (MEF) et ceux obtenus par la méthode de Monte Carlo (MC) [8]. Les valeurs du courant de drain obtenues sont satisfaisantes ce qui montre la validité du modèle développé.

On peut constater en particulier que le courant de drain se sature avant le pincement du canal. Ceci est dû au fait que la longueur du canal est courte, ce qui permet au champ électrique d'atteindre des valeurs appréciables rapidement, et par conséquent, la saturation rapide de la vitesse des porteurs dans le canal.

La figure 5 montre également quelques caractéristiques des TEC en GaAs tel que l'extension latérale de la zone de charge d'espace et la légère résistance différentielle négative dans les courbes $I_{DS}(V_{DS})$.

Cette caractéristique est le fait que l'intensité du champ électrique qui varie le long du canal, donne lieu à une charge d'accumulation dans la région du canal dans laquelle $E > E_c$ et une charge de déplétion dans la région dans laquelle $E < E_c$.

Les figures 6 et 7 présentent respectivement les distributions de potentiel et des concentrations en électrons pour deux points différents de polarisation

de grille $V_{GS}=0$ V et $V_{GS}=-2$ V, pour une tension de drain de 5V, la distribution de potentiel présente un changement de forme des équipotentielles pour les deux polarisations. A large polarisation la figure 5-b illustre le phénomène d'accumulation sous la grille pour la distribution des électrons.

Cette accumulation significative des électrons est due à la large région de résistance différentielle négative de la courbe de vitesse en fonction de champ électrique. Cette zone d'accumulation disparaît graduellement avec l'augmentation de tension grille jusqu'à la déplétion complète du canal où apparaît le pincement (figure 6-b).

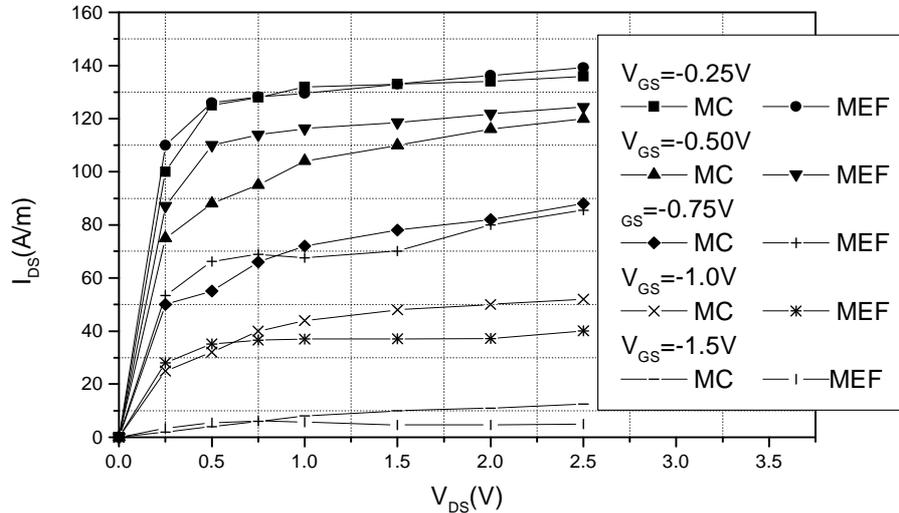


Figure 4 : Comparaison des caractéristiques simulées (MEF) et celles obtenues par simulation de type Monte Carlo (MC) [8]

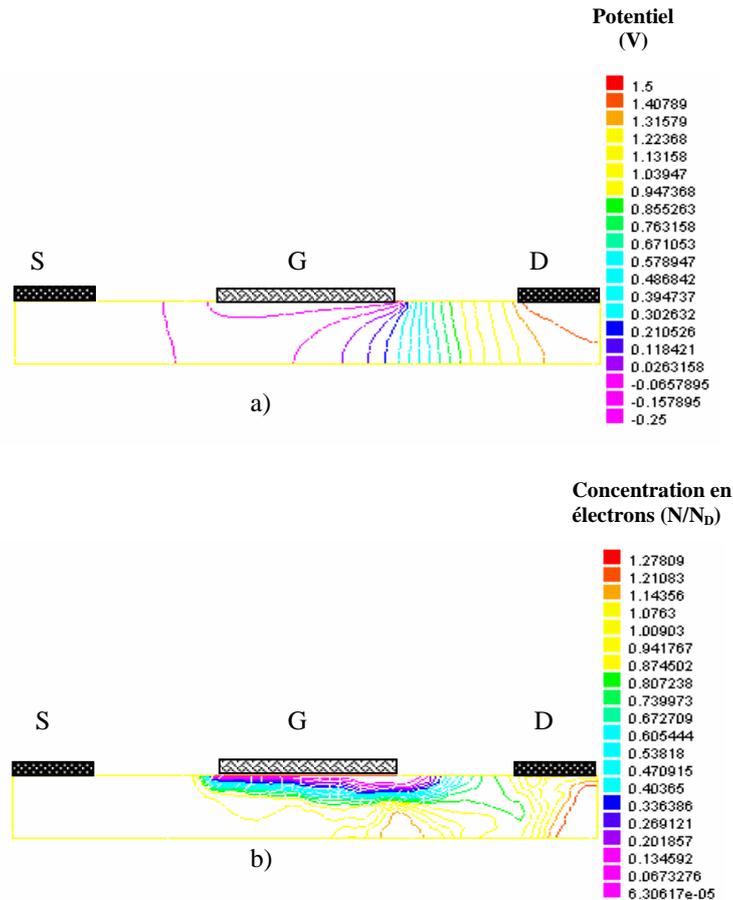


Figure 5: La répartition dans le MESFET GaAs, pour $V_{DS}=1.5$ V, $V_{GS}=-0.25$ V
a) Equipotentielles
b) Equiconcentrations en unité

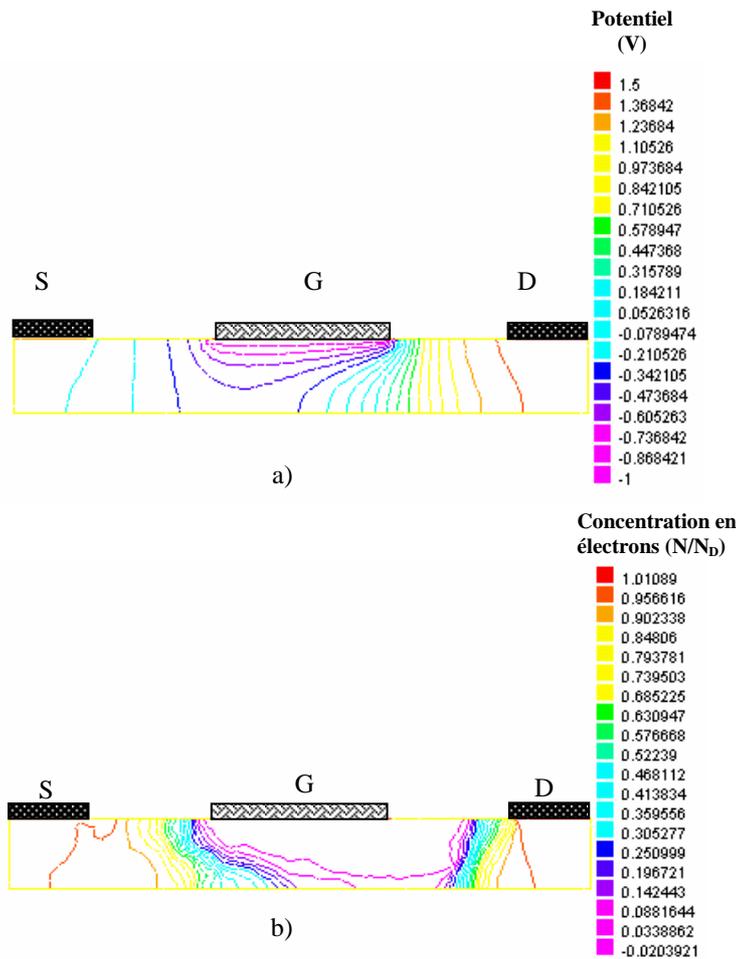


Figure 6: La répartition dans le MESFET GaAs, pour $V_{DS}=1.5V$, $V_{GS}=-1V$
 a) Equipotentielles
 b) Equiconcentrations en unité

V. Comparaison entre l'étude linéaire et l'étude non linéaire

La simulation non linéaire présente un courant de saturation plus grand que celui du cas linéaire pour toutes les polarisations V_{GS} , du fait qu'elle tient en compte du phénomène d'accumulation des porteurs qui se produit dans le canal (figure 7).

On a remarqué que pour le cas non linéaire, la convergence demeure difficile quand le dopage du transistor dépasse la valeur $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, et en particulier pour des tensions de polarisations drain V_{DS} inférieures à 1V. Dans ces conditions le composant se trouve dans le mode des oscillations.

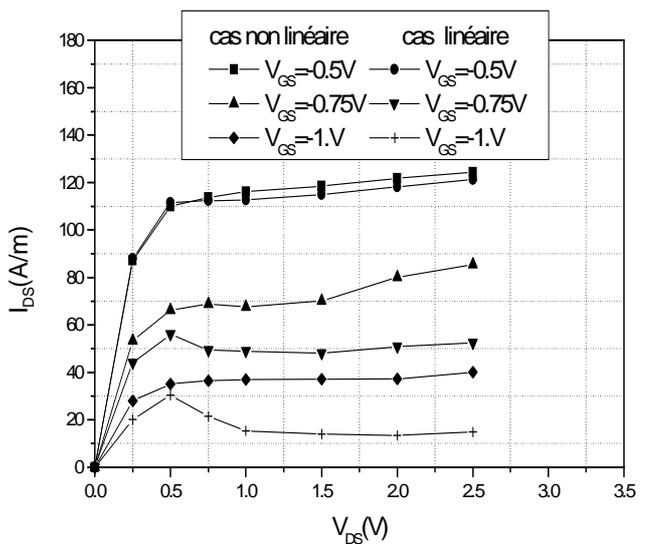


Figure 7: Comparaison des caractéristiques simulées dans les deux cas : linéaire et non linéaire

VI. Conclusion

Notre étude a permis de mettre en évidence l'influence du coefficient de diffusion non linéaire sur les caractéristiques du transistor. Les résultats du modèle numérique développé, ont été validés par ceux d'autres techniques telle que la méthode de Monte Carlo.

Ces résultats prouvent que le courant de drain obtenu par l'étude non linéaire est plus grand que celui obtenu par le modèle linéaire. La formation stable de domaine de Gunn s'est produite difficilement pour des concentrations en impuretés supérieures à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Références

- [1] RODERICK W. McCOLL, RONALD L. CARTER, JOHN MOWENS and TSAY-JIU SHIEH « *GaAs MESFET Simulation Using PISCES With Field Dependent Mobility-Diffusivity Relation* » *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, VOL.ED-34, NO.10, OCTOBER 1987
- [2] GIOVANI Ghione, FABRIZIO Bonani and PIROLA Marco « *High-Field Diffusivity and Noise Spectra in GaAs MESFET's* » *Journal of Applied Physics*, VOL.27, PP.365-375, 1994
- [3] L. SCHARFETTER and H. K. GUMMEL « *Large-Signal Modelling of GaAs MESFET Operation* » *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, VOL.ED-30, pp.1817-1824, 1983
- [4] J. G. RUCH and G. S. KINO « *Transport Properties of GaAs* » *Physics* VOL.174, PP 921-931
- [5] R. CASTAGNE J. PDUCEMIN M. GLOANEC CH. RUMELHARD « *CIRCUITS INTEGRES EN ARSENIURE DE GALLIUM* », MASSON, 1989
- [6] POZELA. J and REKLAITIS. A « *Electron Transport Properties in GaAs at High Electron Field* » *Solid State Electronics* VOL.23, pp.927-933, 1980
- [7] M. KAMECHE « *Analyse et Modélisation du Transistor MESFET Micro-ondes par la Méthode des Eléments Finis* », Thèse de Magister, Université de TLEMCEM, 2000.
- [8] TOMAS GONZALEZ and DANIEL PARDO « *Monte Carlo Determination of The Intrinsic Small-Signal Equivalent Circuit of MESFET's* » *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, VOL.ED-42, No.4, APRIL 1995