

bun 20 200226

50376  
1978  
253

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

---

**DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES**

**EN ÉLECTRONIQUE**

---

Mention "Electromagnétisme & Dispositifs Microondes"

MODELISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP  
A GRILLES COURTES

---



Présenté par :

**ALAIN CAPPY**

---

Agrégé E.N.S.E.T

LILLE, LE 11 JUILLET 1978,



D 030 174537 5

## INTRODUCTION

### I - FORMULATION ANALYTIQUE DES RÉSULTATS MONTÉ-CARLO

#### 1.1 Résultats Monté-Carlo (Ga As)

En statique

En dynamique

#### 1.2 Approximation analytiques

121 Hypothèses

122 Résultats statiques

Résultats dynamiques

#### 1.3 Conclusion

### II - APPLICATION : MODÉLISATION DES TRANSISTORS À EFFET-À-CHAMP À GRILLE COURTE

#### 2.1 Notations et hypothèses de calcul

#### 2.2 Le principe du calcul

221 Le principe général

222 Les équations

223 La méthode

#### 2.3 Les résultats

231 Introduction

232 L'aspect physique

233 L'aspect fréquentielle

234 L'optimisation du composant

### III - CONCLUSION

## INTRODUCTION

Actuellement le développement des télécommunications fait appel à des composants pouvant travailler à des fréquences de plus en plus élevées. Les récents résultats quant à leur technologie permettent de penser que les transistors à effet de champ (TEC) seront compétitifs dans un très proche avenir.

Tous les travaux précédents [1], [2] ont montrés que pour augmenter leur fréquence de coupure, il était nécessaire de réduire la longueur de la grille. Mais pour des grilles de longueur inférieure à  $1\mu$ , le temps de transit des électrons devient de l'ordre de grandeur de leur temps de relaxation et une modélisation sérieuse doit tenir compte des effets non stationnaires [3]. Le but de ce travail est d'établir un modèle des TEC à grille courte en tenant compte de ces effets. De plus nous nous sommes astreints à ce que le modèle puisse être traité sur une calculatrice de table (HP 9825).

Pour tenir compte des effets non stationnaires nous avons effectué la démarche suivante :

- disposant des résultats d'un programme du type Monté-Carlo pour le Ga As, nous en avons déduit des formules analytiques décrivant au mieux les résultats stationnaires et non stationnaires

- nous avons appliqué ces formules à la modélisation des TEC.

Bien que notre modèle mette l'accent sur l'influence de la dynamique non stationnaire, nous avons tenu compte d'un maximum d'effets (bords de grille par exemple) afin que nos résultats s'approchent au mieux des quelques résultats expérimentaux dont nous disposions, bien que nous n'ayions pas encore fait de comparaison systématique théorie-expérience.

Avant de traiter le modèle proprement dit, nous allons développer la méthode permettant d'obtenir une formulation analytique des effets de la dynamique électronique non stationnaire, ainsi que les résultats décrits par ces formules.

# I

## FORMULATION ANALYTIQUE DES RÉSULTATS MONTÉ-CARLO

### 1.1 Les résultats.

Actuellement, la méthode décrivant le mieux la dynamique électronique dans les semi-conducteurs est la méthode de Monté-Carlo. Pour la Ga As intrinsèque un programme a été mis au point au Laboratoire donnant les résultats suivant :

#### En statique

la figure 1 donne les variations de la vitesse de dérive et de l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique. Nous remarquons en particulier la mobilité différentielle négative caractéristique des semi-conducteurs dont la bande de conduction comporte au moins deux vallées.

#### En dynamique

La figure 2 représente les variations de la vitesse moyenne des porteurs et de leur énergie en réponse à un créneau temporel de champ électrique. Nous remarquons deux phénomènes importants :

- une survitesse lors de la transition :

$$E_1 \rightarrow E_2 > E_1$$

- une sousvitesse lors de la transition

$$E_2 \rightarrow E_1 < E_2$$

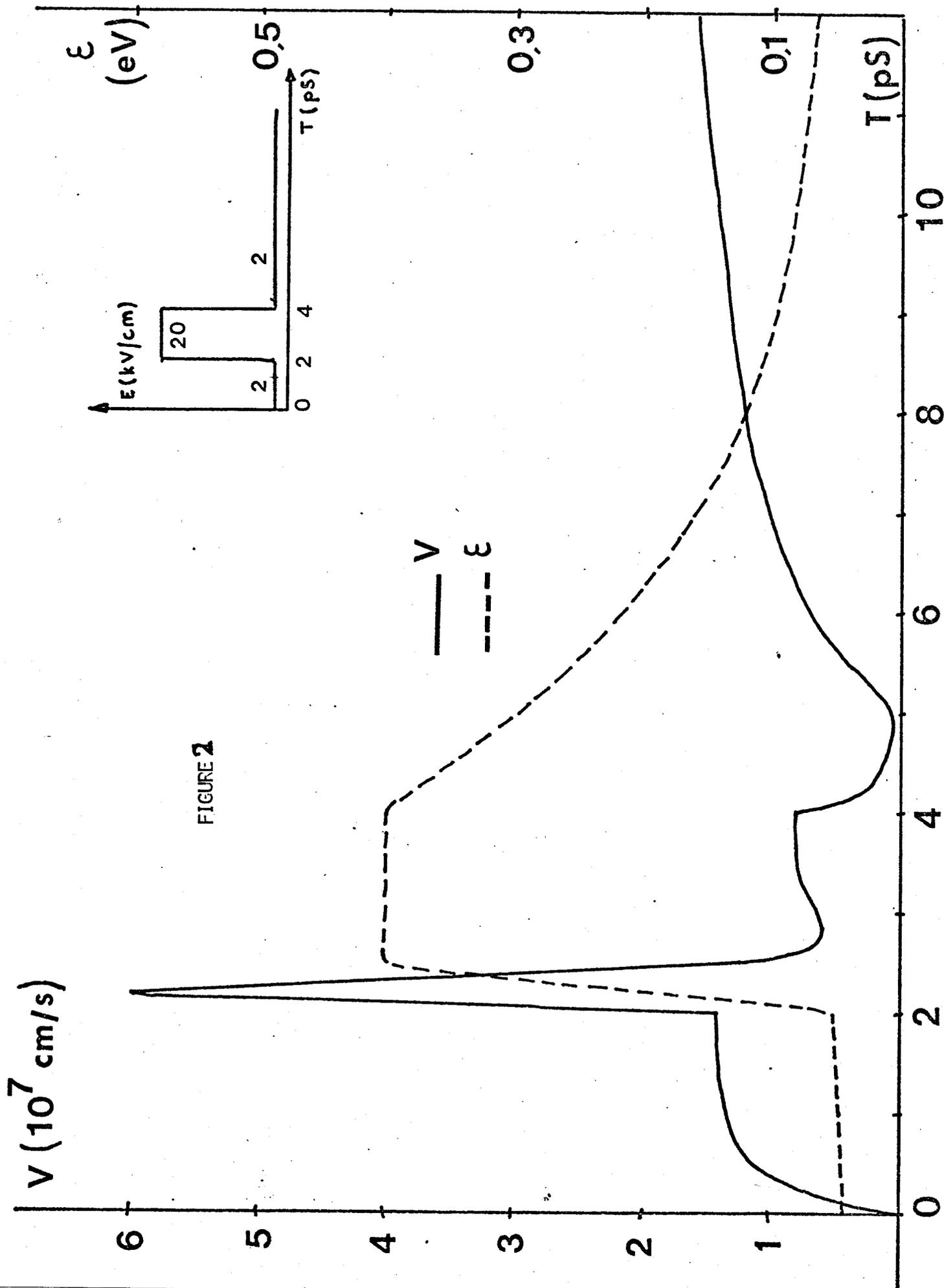


FIGURE 2

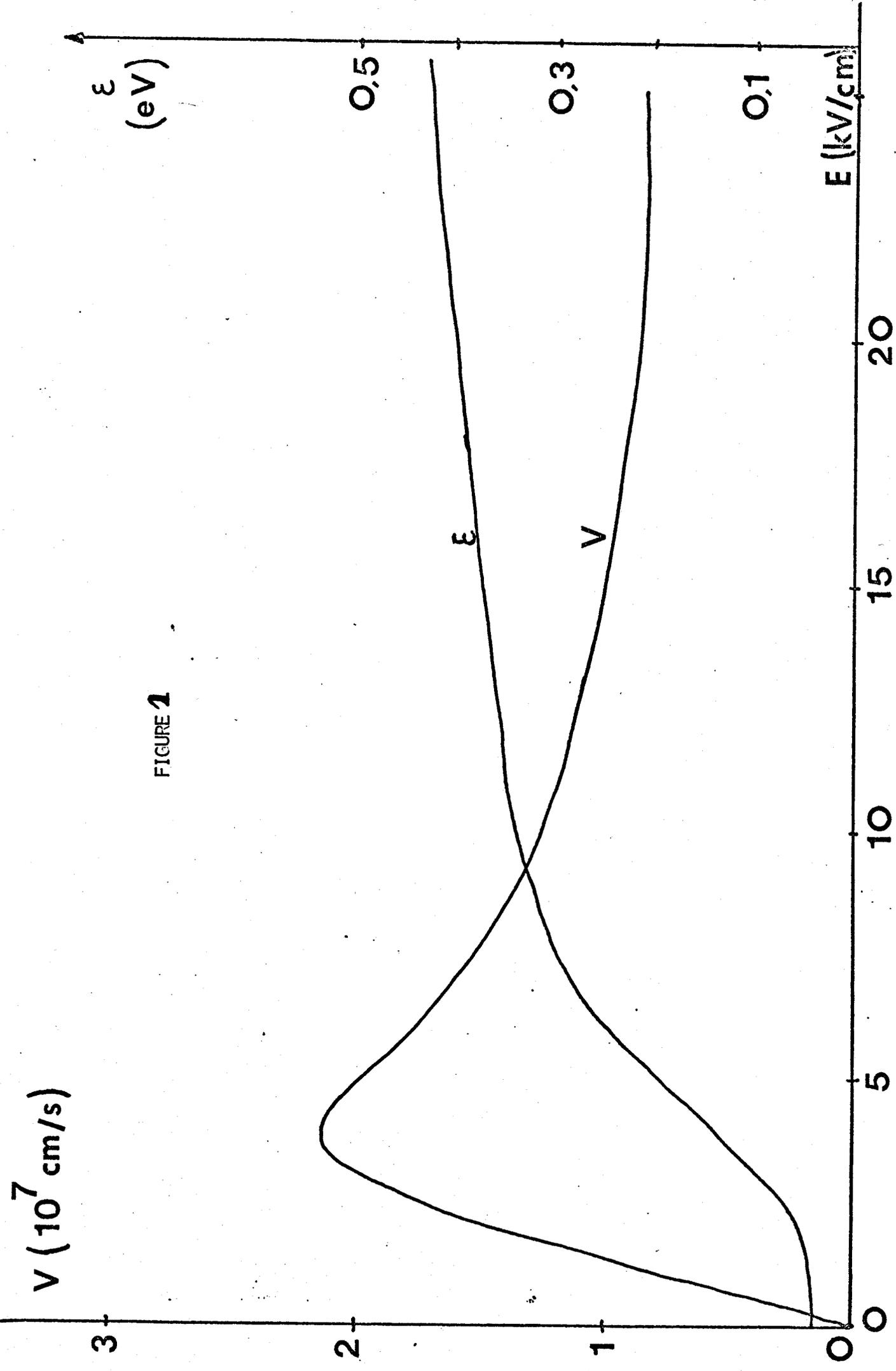


FIGURE 1

## 1.2 Les approximations analytiques.

### 121 Les hypothèses.

\* Si l'on néglige les effets inertiels, la fonction reliant la vitesse moyenne et le champ électrique ne dépend que de l'énergie et nous pouvons écrire

$$v = \mu(\epsilon).E.$$

Cette hypothèse peut s'expliquer physiquement comme suit : pour un électron d'énergie  $\epsilon$ , on montre que la vitesse moyenne est :

$$\langle v_{\epsilon} \rangle = \frac{q\tau(\epsilon)}{2.m^*(\epsilon)} . E \quad \text{où } \tau(\epsilon) = \text{temps moyen entre deux interactions}$$

$$m^*(\epsilon) = \text{masse efficace}$$

soit pour une assemblée d'électron

$$\langle v \rangle = \int_{\epsilon} \frac{q\tau(\epsilon)}{2.m^*(\epsilon)} . E . F(\epsilon) . d\epsilon$$

où  $F(\epsilon)$  représente le nombre d'états quantiques entre  $\epsilon$  et  $\epsilon+d\epsilon$  multiplié par la probabilité d'occupation de ces états. Cette fonction est inconnue et nous faisons l'hypothèse que

$$\langle v \rangle \# \frac{q\tau(\langle \epsilon \rangle)}{2 m^*(\langle \epsilon \rangle)} . E \quad \text{ou } \langle \epsilon \rangle \text{ est l'énergie moyenne des porteurs}$$

soit  $v = \mu(\epsilon).E.$

\* Si les effets inertiels ne sont plus négligés, nous les traduisons par une constante de relaxation de la vitesse ne dépendant que du champ électrique ainsi, si l'on note  $v$  la vitesse tenant compte des effets inertiels et  $v' = \mu(\epsilon).E$ , nous avons

$$\frac{dv}{v'-v} = \frac{dt}{\tau_v(E)} \quad \text{ou } \tau_v(E) \text{ est le temps de relaxation de la vitesse.}$$

En ce qui concerne l'énergie moyenne des porteurs nous supposons qu'elle dépend :

- du champ électrique présent
- des champs électriques passés

cet effet se traduit par une constante de relaxation de l'énergie  $\tau_\epsilon$  ne dépendant que du champ électrique. Soit un champ  $E$  à l'instant  $t$  et  $\epsilon_{st}(E)$  l'énergie moyenne des porteurs si le champ était établi à cette valeur depuis très longtemps, alors les variations de l'énergie sont régies par :

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon_{st}(E) - \epsilon} = \frac{dt}{\tau_\epsilon(E)}$$

De plus le programme Monté-Carlo nous fournit les variations stationnaires

- de la variance de la vitesse en fonction du champ électrique (ou de l'énergie)
- du temps de corrélation de la vitesse.

En écrivant  $D(\epsilon, E) = \text{var}_v(\epsilon) \cdot \tau(E)$  nous définissons un coefficient de diffusion non stationnaire qui sera utilisé par la suite.

Ces hypothèses nous permettent de décrire les résultats statiques et dynamiques obtenus par la méthode de Monté-Carlo.

122 Les résultats.

En régime stationnaire les résultats de la figure 3 nous donnent

- \* la fonction  $\epsilon_{st}(E)$
- \* la fonction  $\mu(\epsilon)$

Ces fonctions sont directement déduites des courbes de la figure 1.

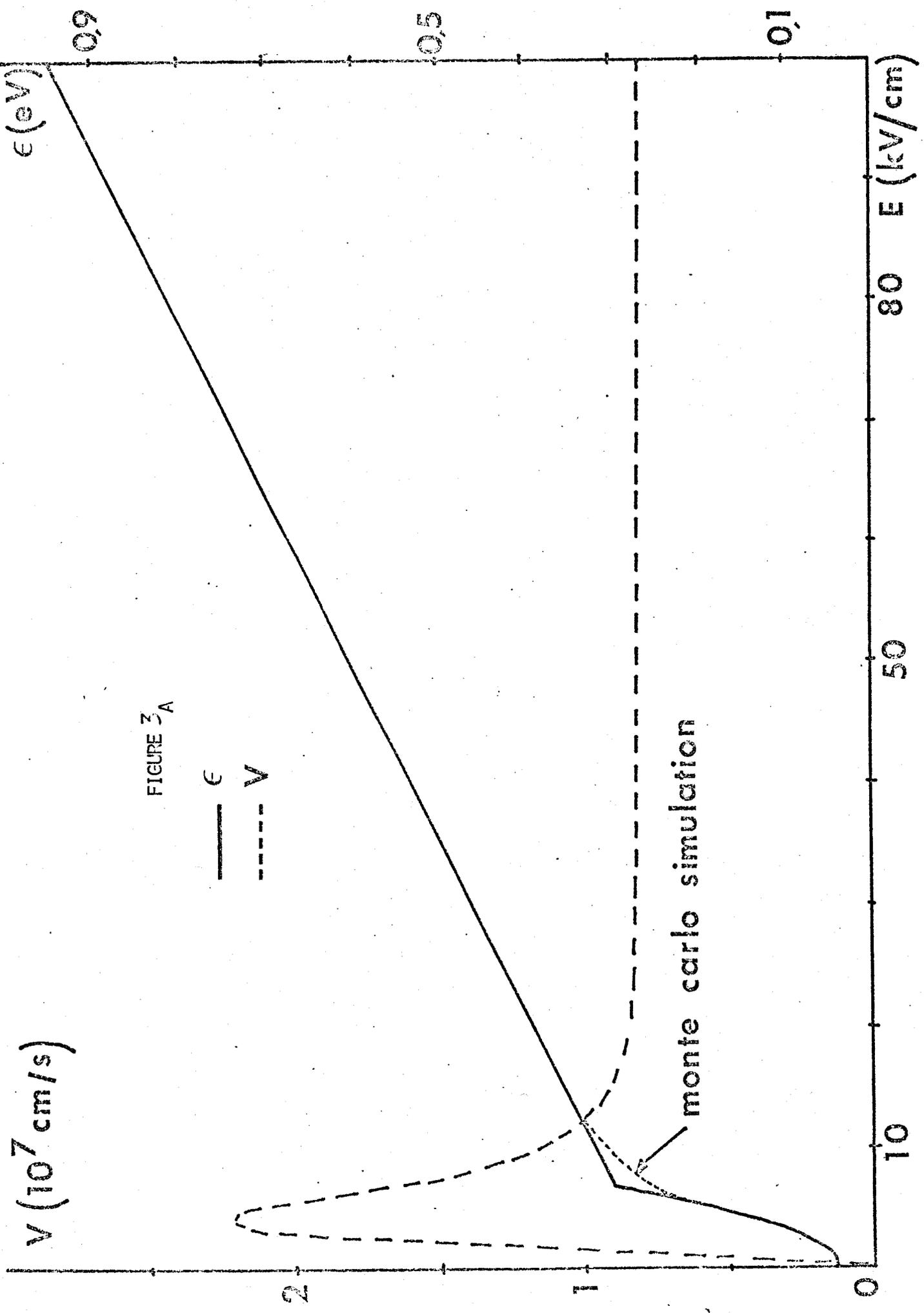
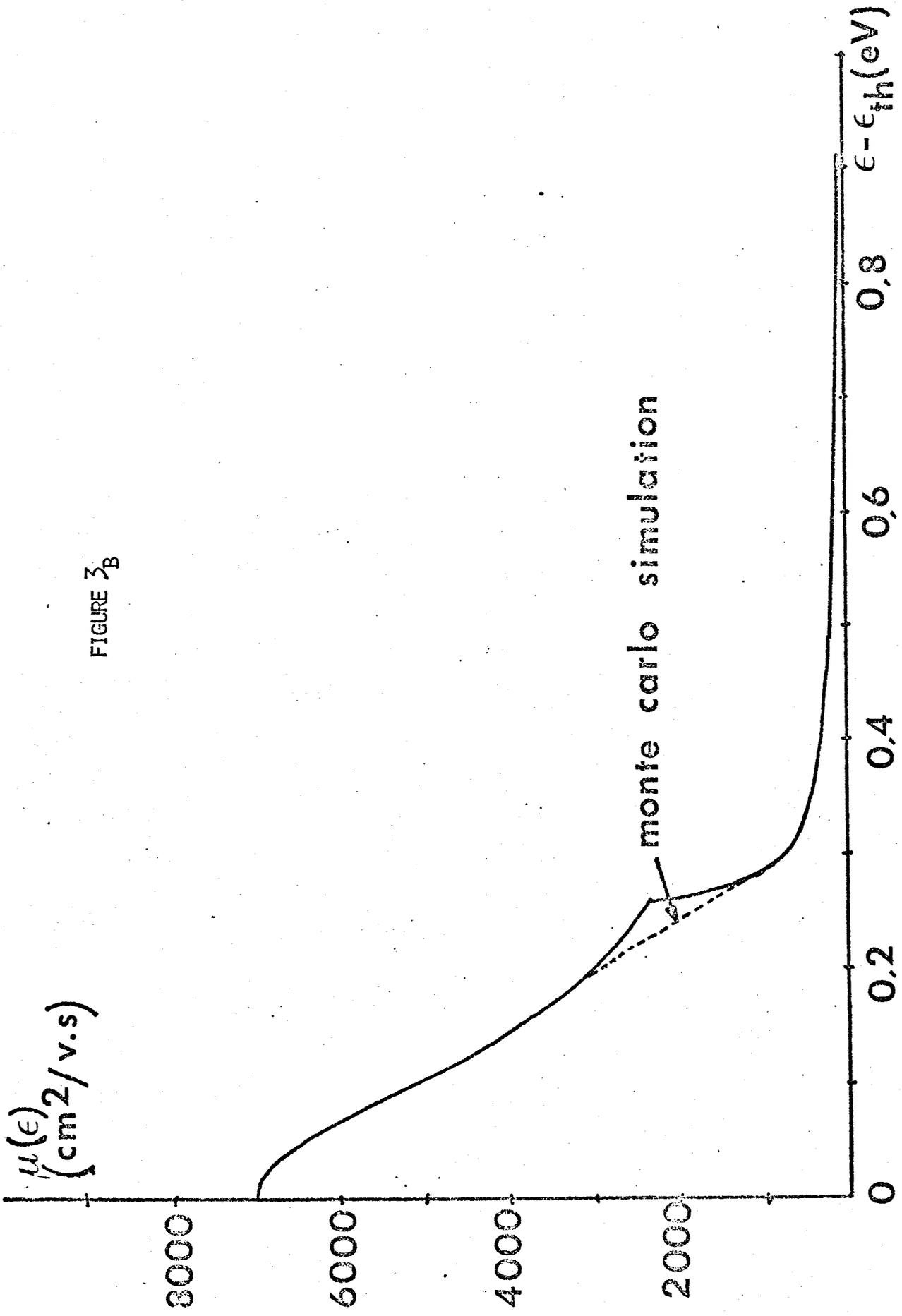


FIGURE 3A

—  $\epsilon$   
 - - -  $V$

monte carlo simulation

FIGURE 3<sub>B</sub>



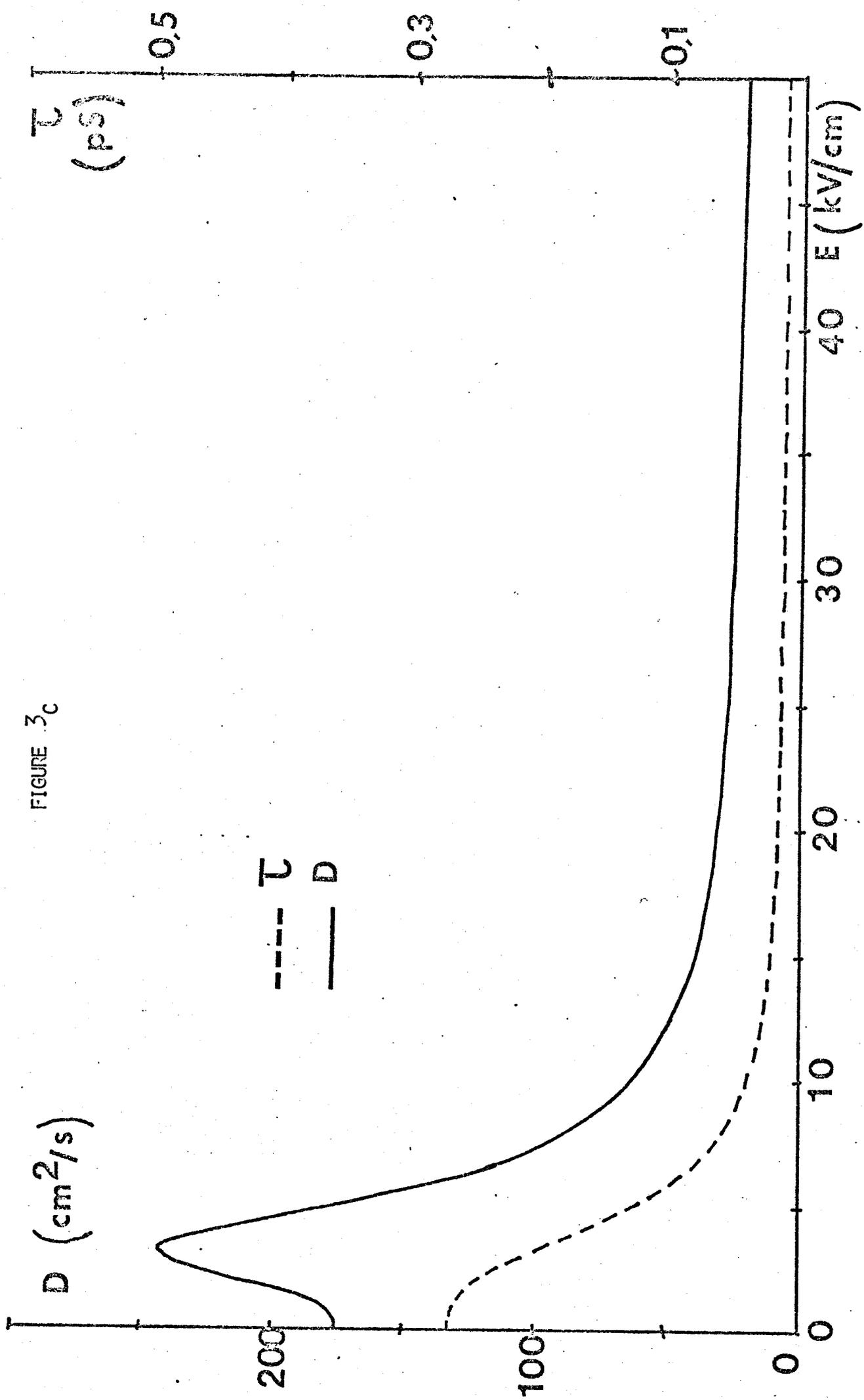
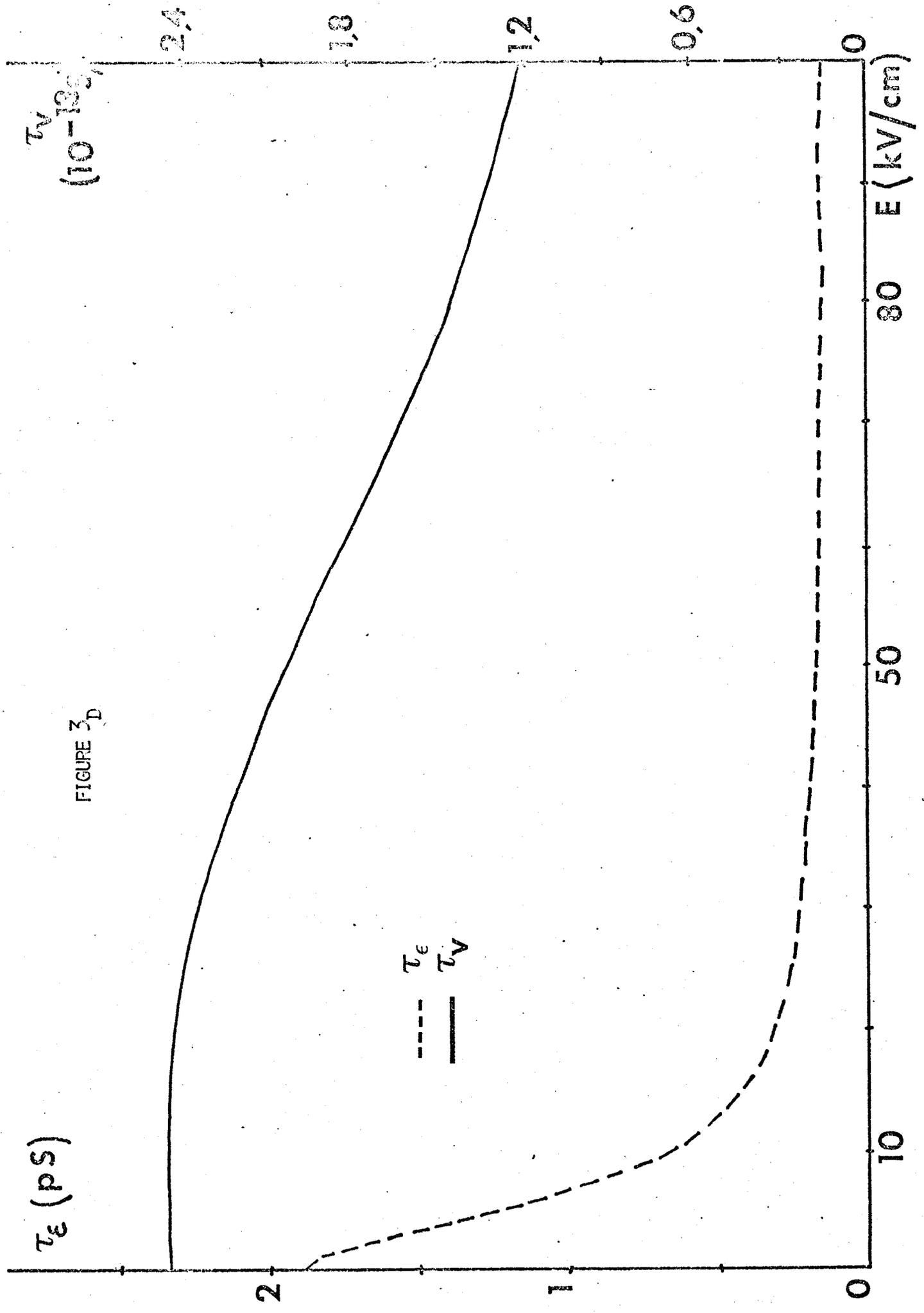


FIGURE 3c

$\tau_\epsilon$  (pS)

$\tau_V$   
( $10^{-13}$ s)

FIGURE 3D



---  $\tau_\epsilon$   
—  $\tau_V$

10

50

80

$E$  (kV/cm)

En dynamique le programme Monté-Carlo nous fournit les réponses  $v(t)$  et  $\epsilon(t)$  pour différents créneaux temporels de champ électrique.

Nous avons supposé que le temps de relaxation de l'énergie ne dépendait que du champ électrique. Les variations de la fonction  $\epsilon(t)$  lors des transitions  $E_1 \rightarrow E_2$  et  $E_2 \rightarrow E_1$  nous donnent  $\tau_\epsilon(E_2)$  et  $\tau_\epsilon(E_1)$ . En faisant varier  $E_1$  et  $E_2$  nous obtenons la fonction  $\tau_\epsilon(E)$ .

Cette fonction étant définie, la fonction  $\tau_v(E)$  est ajustée de façon à ce que les vitesses maximales (transition  $E_1 \rightarrow E_2 > E_1$ ) données par Monté-Carlo et par les approximations analytiques coïncident.

Les figures 4 et 5 donnent pour deux creneaux de champ électrique (2, 20, 2 et 2, 40, 2 kV/cm) les résultats comparatifs de nos approximations analytiques et du programme Monte-Carlo

Les difficultés de la méthode proviennent du fait que la croissance de l'énergie en réponse à un échelon de champ électrique ne suit pas une loi rigoureusement exponentielle (surtout en champ fort) d'où la difficulté de "mesurer" un temps de relaxation.

Néanmoins les résultats obtenus décrivent convenablement les phénomènes décrits par Monté-Carlo.

Et nous devons ne pas perdre de vue que l'échelon est la variation la plus abrupte et la plus défavorable qui soit concevable, et que l'on ne le rencontre jamais dans un composant réel. Les formules analytiques sont données en annexe.

### 1.3 CONCLUSION

Par l'étude des résultats d'un programme Monté-Carlo et des approximations analytiques que l'on peut en déduire nous sommes en mesure de décrire les principaux phénomènes stationnaires et non stationnaires de la dynamique électronique dans le Ga As. Cette méthode permet donc l'étude des composants où les phénomènes non stationnaires sont importants, en évitant l'utilisation de programme Monté-Carlo nécessitant des temps-calculs prohibitifs.

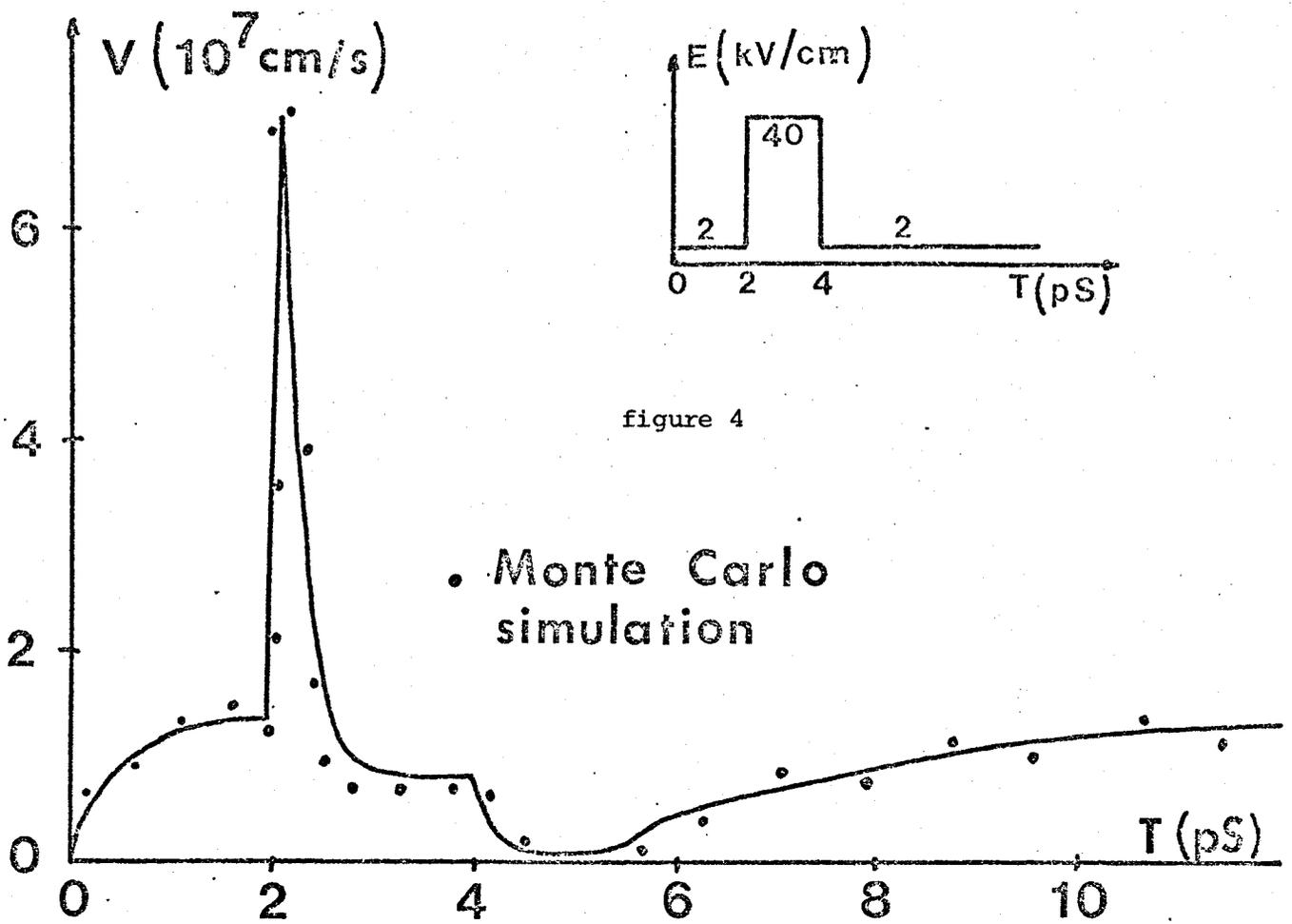


figure 4

• Monte Carlo simulation

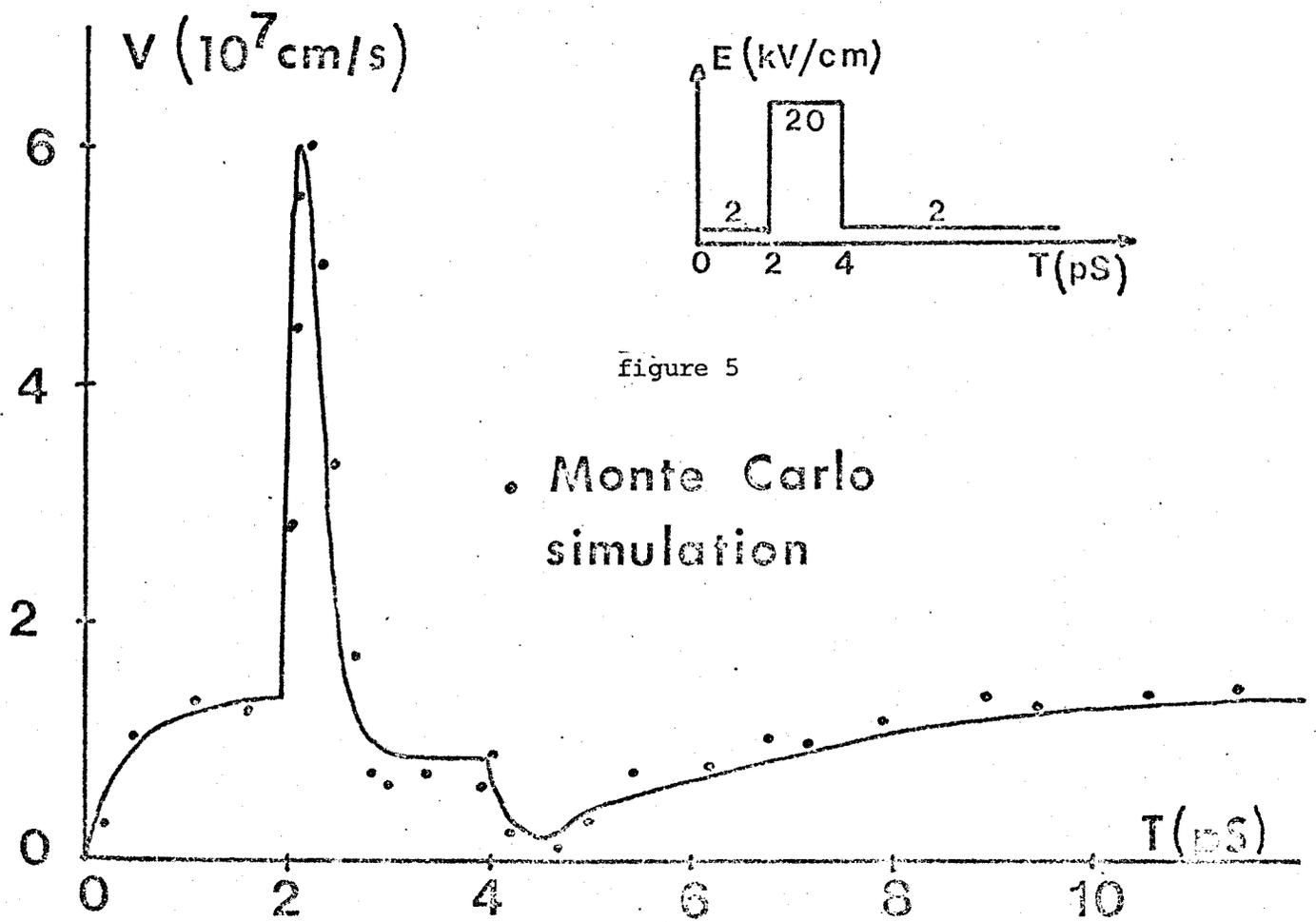


figure 5

• Monte Carlo simulation

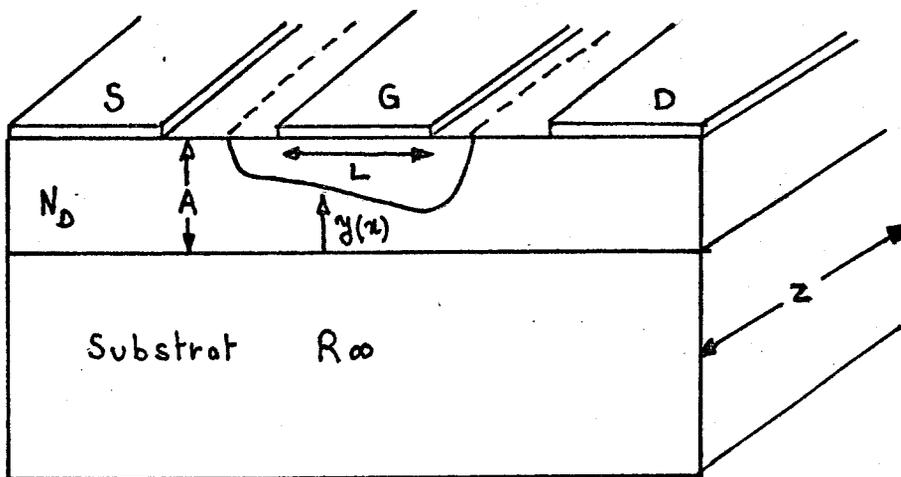
Dans un premier temps, le programme Monté-Carlo a été exploité dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque. Pour palier cet inconvénient, nous avons supposé dans le cas d'un semiconducteur dopé  $N_D$  :

- une réduction de la mobilité en champ faible qui évolue de  $7000 \text{ cm}^2/\text{vs}$  à  $4000 \text{ cm}^2/\text{vs}$  quand  $N_D$  croit de 0 à  $10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$
- une conservation des temps de relaxation

Lorsque les impuretés seront introduites dans le programme Monté-Carlo nous serons en mesure d'affiner les approximations décrites ci-dessus.

## II - MODÉLISATION DES TEC À GRILLE COURTE

### 2.1 Notations et hypothèses de calcul.



Avec les notations de la figure, la modélisation repose sur un certain nombre d'hypothèses que nous allons donner maintenant.

Sous la grille, il existe une zone désertée vide de porteur mobiles, due à la jonction métal semi-conducteur, en général polarisée en inverse.

Cette zone désertée s'étend de part et d'autre de l'électrode de grille : les effets de bords sont pris en compte en admettant que le rayon de courbure de ces zones est assez grand pour qu'une relation de

proportionnalité existe entre les variations de ce rayon et les variations de la tension inverse aux bornes de la jonction métal semi-conducteur.

Dans le canal conducteur, à l'extérieur comme sous la zone désertée nous supposons que le champ électrique transversal  $E_y$  reste petit devant le champ électrique longitudinal  $E_x$  soit  $E_y \ll E_x$  : les équipotentielles sont donc perpendiculaires à l'axe Source-drain et nous nous ramenons à un modèle quasi unidimensionnel.

Avec ces hypothèses nous tenons compte des effets suivants :

l'équation de poisson unidimensionnel est résolue dans le canal conducteur. Cette équation fixe la relation entre les variations du champ  $E_x$  et la densité de porteur libre dans le canal.

l'équation de poisson résolue dans la zone désertée nous donne la relation liant les variations de l'épaisseur du canal et les variations de la tension inverse aux bornes de la jonction métal semi-conducteur.

les effets de la dynamique électronique non stationnaire sont pris en compte à l'aide des formulations analytiques décrites précédemment.

## 2.2 Le principe de calcul.

### 221 Le principe général.

Nous utilisons la "méthode de tir". Nous suivons le porteur pas à pas en calculant à chaque pas toutes les grandeurs physiques caractérisant la dynamique du porteur ainsi que les grandeurs électriques nécessaires à la connaissance des caractéristiques du composant. La méthode est donc une méthode discrétisée où à chaque pas nous affectons à l'ensemble des porteurs situés dans la tranche  $\Delta x$  une vitesse moyenne, une énergie moyenne, etc...

### 222 Les équations.

En régime stationnaire, si l'on néglige le terme de diffusion, les trois équations permettant de décrire tous les phénomènes dynamiques et électriques sont :

- l'équation de conservation du courant
- l'équation de poisson dans le canal et la zone désertée
- l'équation liant vitesse et champ électrique

soit  $I = qZy(x).n(x).v(x)$

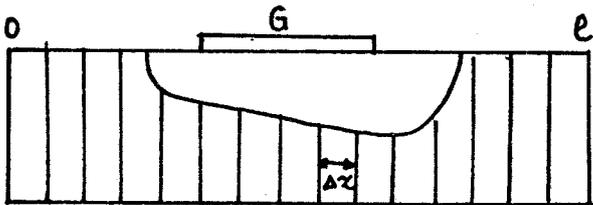
$$\frac{dEx}{dx} = \frac{q}{\epsilon} [N_D - n] \text{ dans le canal}$$

$$\frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} = \frac{q}{\epsilon} N_D \text{ dans la zone désertée}$$

$$v(x) = f[\epsilon(x), E(x), v(x-dx)]$$

Ces équations sont résolues à chaque abscisse suivant la méthode que nous allons décrire.

### 223 Méthode de calcul.



la longueur du TEC est divisé en pas équidistants  $\Delta x$

En  $x=0$  nous supposons

$$n_0 = N_d$$

$$v_0 = \mu_0 E_0$$

$$\epsilon_0 = \epsilon_{st}(E_0)$$

Le champ au voisinage de la source est toujours faible, donc nous pouvons écrire  $v_0 = \mu_0 E_0$  (ou  $\mu_0$  est la mobilité stationnaire à champ faible) et alors nécessairement  $n = N_d$  (pas d'excès de charge en régime de mobilité). La donnée du champ fixe donc la vitesse et la densité de charge, donc le courant. Nous travaillons à courant fixé.

Supposons que l'on connaisse toutes les grandeurs au pas  $i-1$ . En utilisant la méthode explicite le champ électrique en  $i-1$  permet de déterminer :

-  $y_i$  (par intégration de l'équation de poisson dans la zone désertée)

$$- \epsilon_i = \epsilon_{i-1} + (\epsilon_{st}(E_{i-1}) - \epsilon_{i-1})(1 - \exp(-\Delta t / \tau_\epsilon(E_{i-1})))$$

avec  $\epsilon_{st}(E_{i-1})$  = énergie stationnaire si le champ  $E_{i-1}$  existait depuis un temps infini

et  $\Delta t = \frac{\Delta x}{v_{i-1}}$  cette hypothèse suppose que les porteurs aient effectivement parcourus la distance  $\Delta x$  pendant  $\Delta t$  soit que le courant de diffusion soit petit dans le cas contraire on aurait  $\Delta t = \frac{qn\Delta x}{J}$

Enfin  $E_{i-1}$  fixe  $\tau_v(E_{i-1})$ . A ce point du calcul, les équations décrites précédemment peuvent s'écrire :

$$(1) \quad I = qZy_i n_i v_i$$

$$(2) \quad \frac{E_i - E_{i-1}}{\Delta x} = \frac{q}{\epsilon} [N_D - n_i]$$

$$(3) \quad v_i' = \mu(\epsilon_i) \cdot E_i$$

$$(4) \quad v_i = v_{i-1} + (v_i' - v_{i-1})(1 - \exp(-\frac{\Delta t}{\tau_v(E_{i-1})}))$$

$v_i'$  étant la vitesse des porteurs quand on ne tient pas compte des effets inertiels.

Ces 4 équations se réduisent à une équation du second degré en  $n_i$ ,  $E_i$ , ou  $v_i$ . Pour faire un choix simple de la solution nous avons écrit l'équation du second degré en  $v_i$  dont nous connaissons le signe de la solution.

Nous obtenons :

$$A_i v_i^2 + B_i v_i + C_i = 0$$

avec

$$A_i = \frac{1}{1 - e^{-\alpha_i}}$$

$$B_i = - \left( \frac{e^{-\alpha_i}}{1 - e^{-\alpha_i}} + \mu(\epsilon_i) \left[ E_{i-1} - \frac{\Delta x q}{\epsilon} N_D \right] \right)$$

$$C_i = \frac{I}{q Z y_i} \cdot \Delta x \cdot \frac{q}{\epsilon} \cdot \mu(\epsilon_i)$$

$$\alpha_i = \frac{\Delta x}{(v_{i-1})(\tau_v(E_{i-1}))}$$

connaissant  $v_i$  nous en déduisons  $v_i'$  par l'équation (4) puis  $E_i$  par l'équation (3) puis  $n_i$  par l'équation (2).

De pas en pas vers le drain nous calculons ainsi les évolutions :

- de la vitesse
- du champ électrique
- de la densité de porteurs
- de l'énergie moyenne des porteurs
- de la forme du canal conducteur.

Par intégration de la fonction  $E(x)$  nous déduisons la tension  $V_{DS}$ .  
En faisant varier  $I_D$  et  $V_{gs}$  nous obtenons les caractéristiques statiques  $I_D = f(V_{DS}, V_{gs})$ .

De la fonction  $v(x)$  nous déduisons le temps de transit des porteurs sous la grille  $\tau_t = f(V_{DS}, V_{gs})$ .

De la fonction  $y(x)$  nous déduisons la charge  $Q_g$  contenue dans la zone désertée

$$Q = q N_D Z \int_S^D (A-y) dx$$

Nous sommes donc en mesure de déterminer pour chaque point de fonctionnement

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{DS}}$$

$$C_g = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{DS}}$$

Néanmoins cette méthode ne permet pas de traiter le cas où le courant de diffusion n'est plus négligeable. Dans ce cas, le calcul sans diffusion fournit une première approximation, la solution avec diffusion étant alors donnée par la méthode du double balayage de Cholewski [5] le temps calcul est alors considérablement augmenté bien qu'en général deux balayages suffisent. Nous avons montré que les résultats du programme avec diffusion différaient peu du programme sans diffusion. En effet lorsque  $\frac{dn}{dx}$  est important le champ électrique est lui aussi important et le coefficient de diffusion est alors très faible.

## 2.3 Les résultats.

### 231 Introduction.

La simplicité de notre modèle et la rapidité des calculs (10 à 15 s pour un point  $V_{DS}(I_D, V_{gs})$  nous ont permis d'effectuer une étude systématique de l'influence

- des effets non stationnaires
- des paramètres A, L,  $N_D$
- des tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ .

Nous avons fait varier L de 0,2 à 1  $\mu$ , en affectant au paramètre A les valeurs 0,2 et 0,15  $\mu$  et à  $N_D$  les valeurs  $1 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  et  $1,5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ .

Pour bien montrer l'influence des effets non stationnaires nous avons comparé systématiquement les résultats avec prise en compte ou non de ces effets.

232 L'aspect physique.

Les figures 6 et 7 représentent les caractéristiques  $I_D = f(V_{DS}, V_{gs})$  pour deux longueurs de grille,  $L = 1\mu$  et  $L = 0,2\mu$ , avec et sans effets non stationnaires. (Effets non stationnaires en trait plein).

Ces caractéristiques nous conduisent à faire plusieurs remarques :

- les effets non stationnaires, qui commencent à se faire sentir pour  $L = 1\mu$  deviennent très importants pour  $L = 0,2\mu$ . Alors que sans effets non stationnaires les courants de saturation à  $V_{gs} = 0$  sont pour les deux longueurs de grille peu différents, ils le deviennent quand ces effets sont pris en compte. Nous pouvons donc affirmer que lorsque la longueur de la grille devient inférieure à  $1\mu$ , il est nécessaire de tenir compte de ces effets dans une modélisation sérieuse.

D'autre part nous pouvons remarquer deux choses.

- Alors que notre modèle donne une conductance de sortie nulle quand on ne tient pas compte des effets non stationnaires cette conductance augmente sensiblement quand on en tient compte et elle est plus importante pour la grille de  $0,2\mu$ . Nous pouvons attribuer cette croissance de  $g_d$  à une injection de porteurs dans l'espace grille-drain.

- Les effets non stationnaires sont moins importants quand  $|V_{gs}|$  augmente. De la même manière, la conductance de sortie diminue quand  $|V_{gs}|$  augmente.

Finalement l'étude de ces deux réseaux de caractéristiques montre :

- l'importance des effets non stationnaires quand  $L$  diminue
- l'augmentation de  $g_d$  quand ces effets sont importants
- leur diminution quand  $|V_{gs}|$  augmente. Cette dernière conclusion sera discutée par la suite.

FIGURE 6

$A = 0.15 \mu$   
 $N_D = 1.5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   
 $Z = 150 \mu\text{m}$   
 $L = 1 \mu\text{m}$

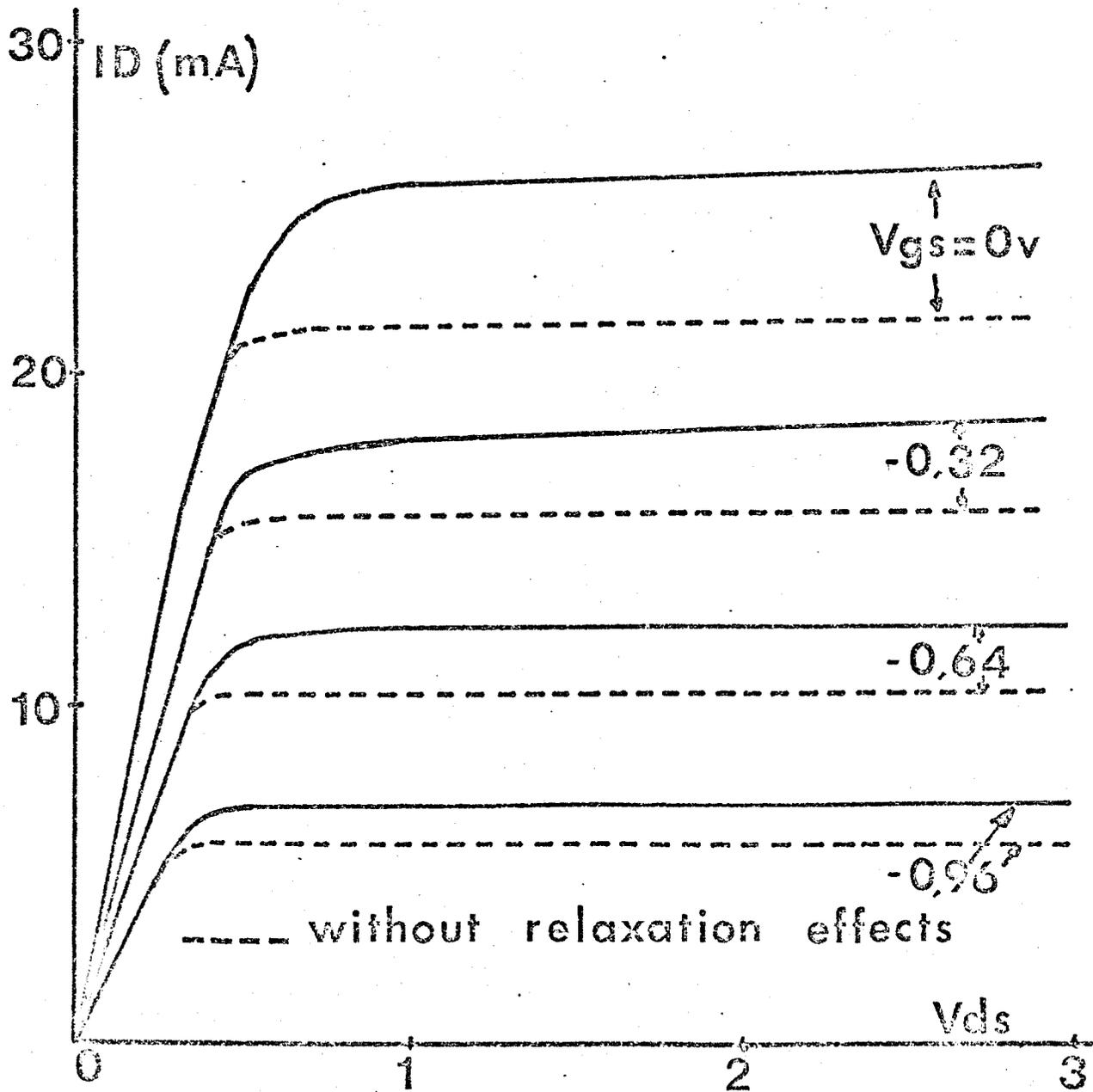
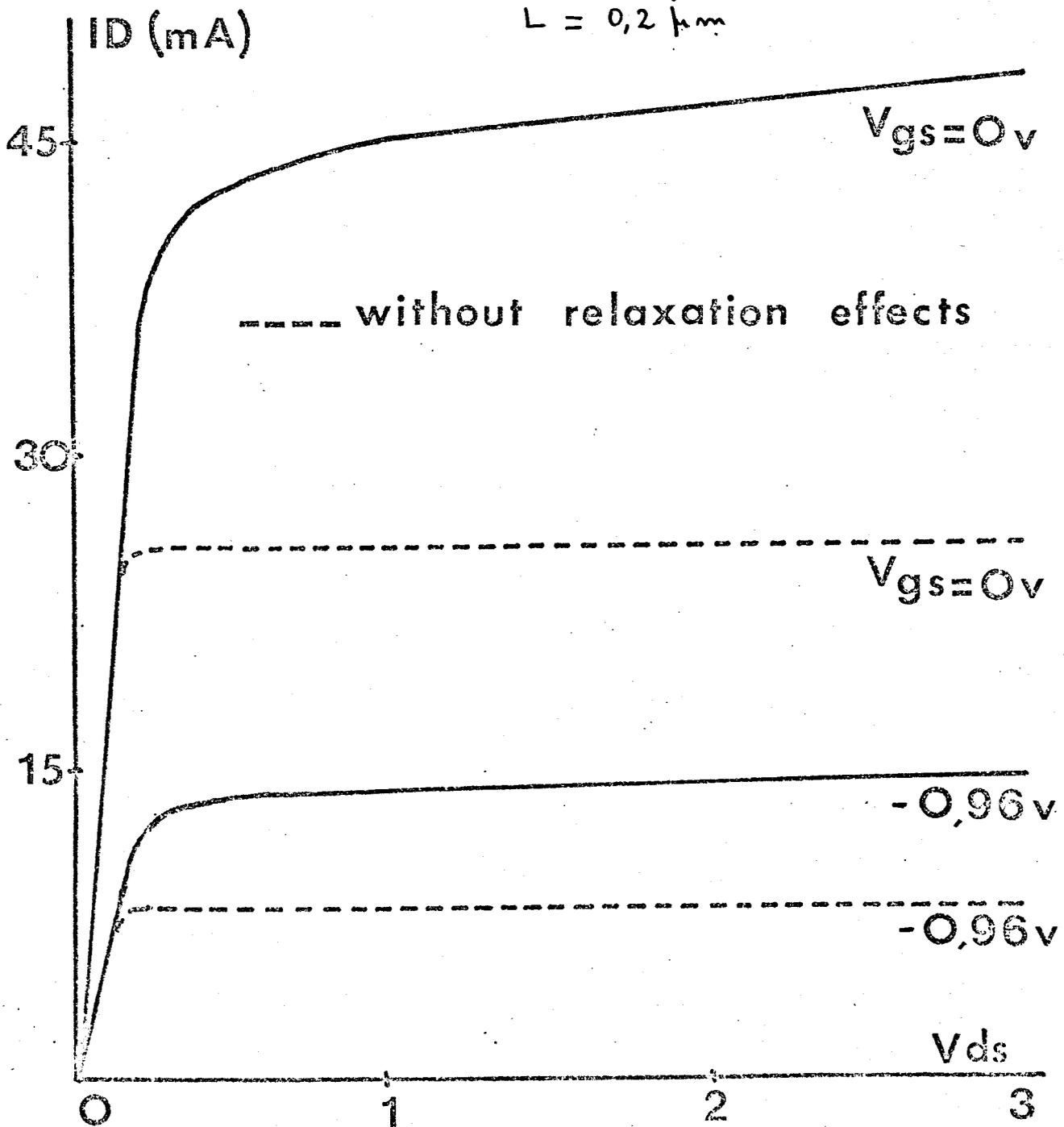


FIGURE 7

$A = 0,15 \mu$   
 $N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   
 $Z = 150 \mu\text{m}$   
 $L = 0,2 \mu\text{m}$



Les figures 8 et 9 montrent pour  $L = 0,2\mu$  et  $L = 1\mu$  la carte du champ et la forme de la zone désertée en fonction de  $x$  pour  $V_{DS} = 2V$  et  $V_{gs} = -0,65v$ , en tenant compte des effets de relaxation.

En ce qui concerne la forme de la zone désertée nous pouvons remarquer que les effets de bords prennent une importance plus grande, en valeur relative, lorsque la longueur de la grille diminue. Ceci s'explique facilement en remarquant que pour  $V_{DS}$  et  $V_{gs}$  fixé la forme de ces effets de bords est la même pour la structure  $1\mu$  que pour la structure  $0,2\mu$ . Ils prennent donc une importance relative plus grande quand la longueur de grille diminue, on remarque donc que la longueur effective de grille ne tend pas vers zéro quand  $L$  tend vers zéro, ce qui ne sera pas sans incidence sur la capacité de grille.

Les cartes de champ électrique montrent principalement une zone en fort champ à la sortie de la grille, cette zone se traduisant au niveau des porteurs libres par un doublet. Nous pouvons remarquer en comparant les structures  $1\mu$  et  $0,2\mu$  que la zone à forte croissance de champ est plus importante pour la structure  $0,2\mu$ . Ceci aura une importance particulière quant à la dynamique des porteurs dans les deux structures.

Les figures 10 et 11 représentent l'énergie moyenne des porteurs. En pointillés est représentée l'énergie stationnaire (lorsque  $\tau_c(E) = 0$ , c'est à dire que les variations de l'énergie moyenne suivent instantanément les variations du champ électrique). La présence de  $\tau_c(E)$  se traduit par le fait que dans la majeure partie du composant, l'énergie non stationnaire est inférieure à l'énergie stationnaire. La mobilité  $\mu(\epsilon)$  étant une fonction monotone décroissante de l'énergie, la vitesse des porteurs sera, dans la majeure partie du composant, supérieure à la vitesse stationnaire obtenue pour  $\tau_c(E) = 0$ .

Nous remarquons également que la différence entre énergies moyennes stationnaire et non stationnaire est beaucoup plus importante pour la structure  $0,2\mu$  que pour la structure  $1\mu$ , donc que les phénomènes non stationnaires sont plus importants pour  $0,2\mu$  que pour  $1\mu$ . C'est ce que nous allons retrouver dans l'étude des figures 12, 13.

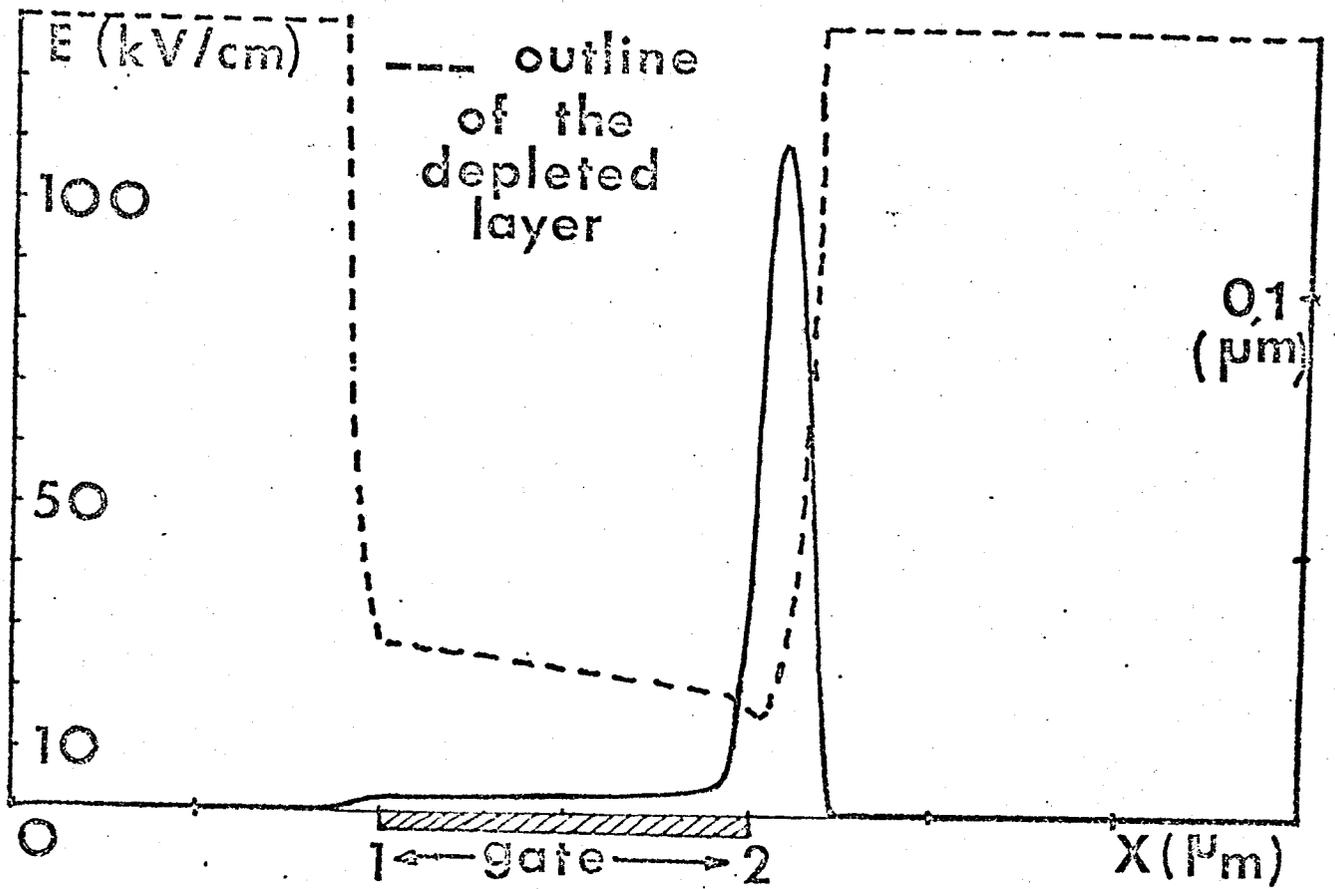


FIGURE 8  $A = 0,15 \mu$   
 $N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   
 $V_{gs} = -0,65 \text{V}$

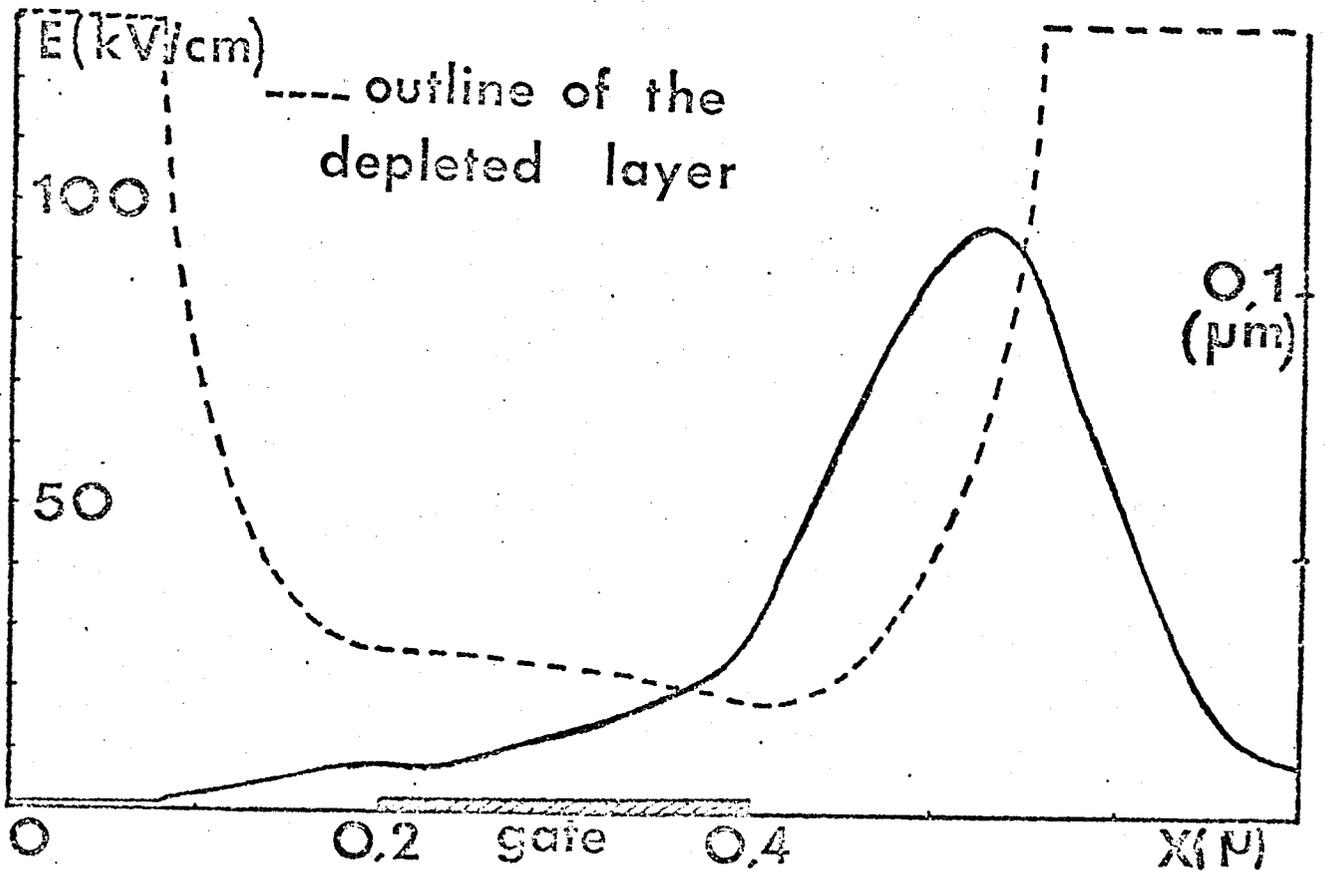


FIGURE 9  $A = 0,15 \mu$   $N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   $V_{gs} = -0,65 \text{V}$

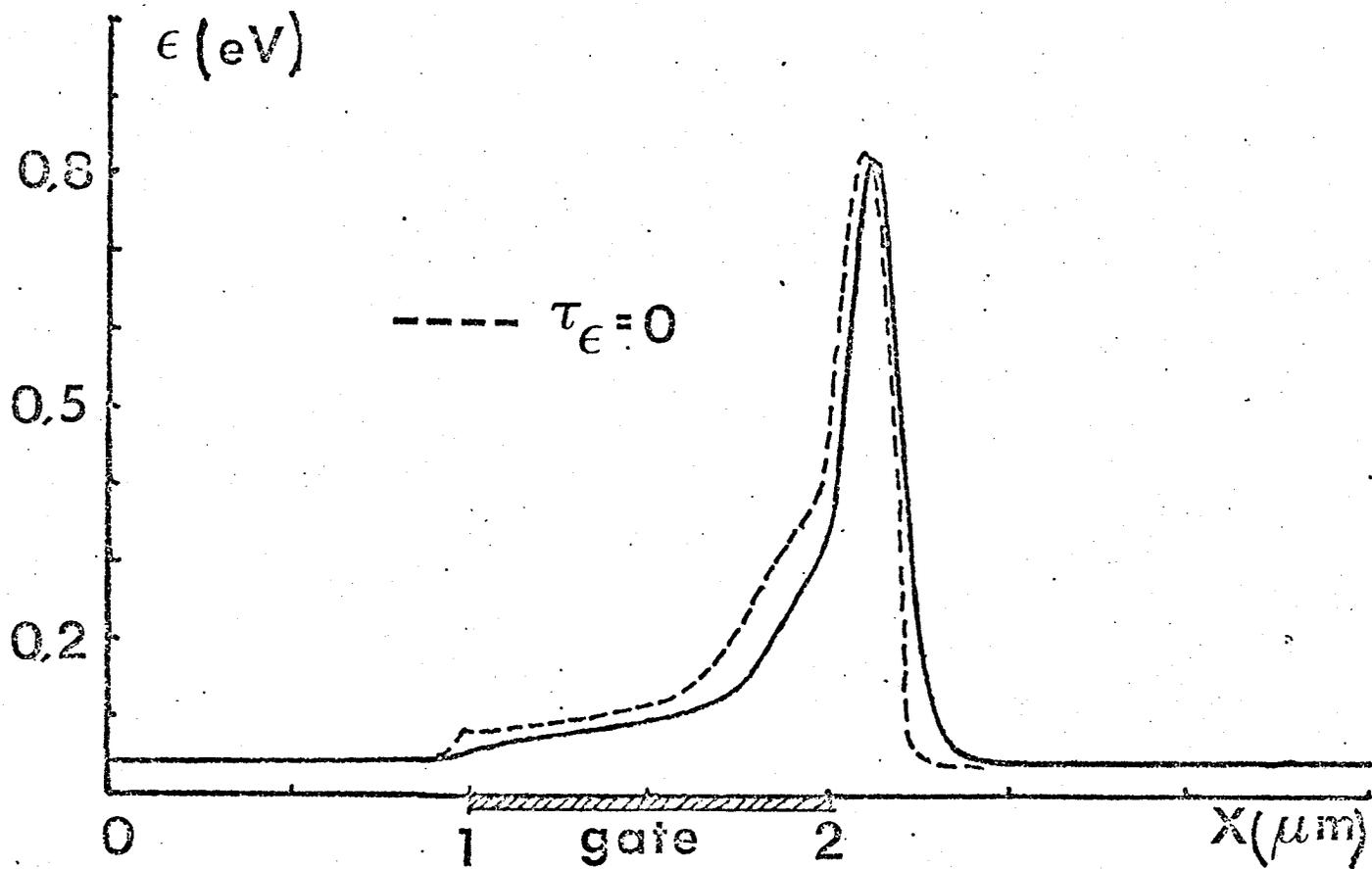


FIGURE 10

$A = 0,15 \mu$

$N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$

$V_{gs} = -0,65V$

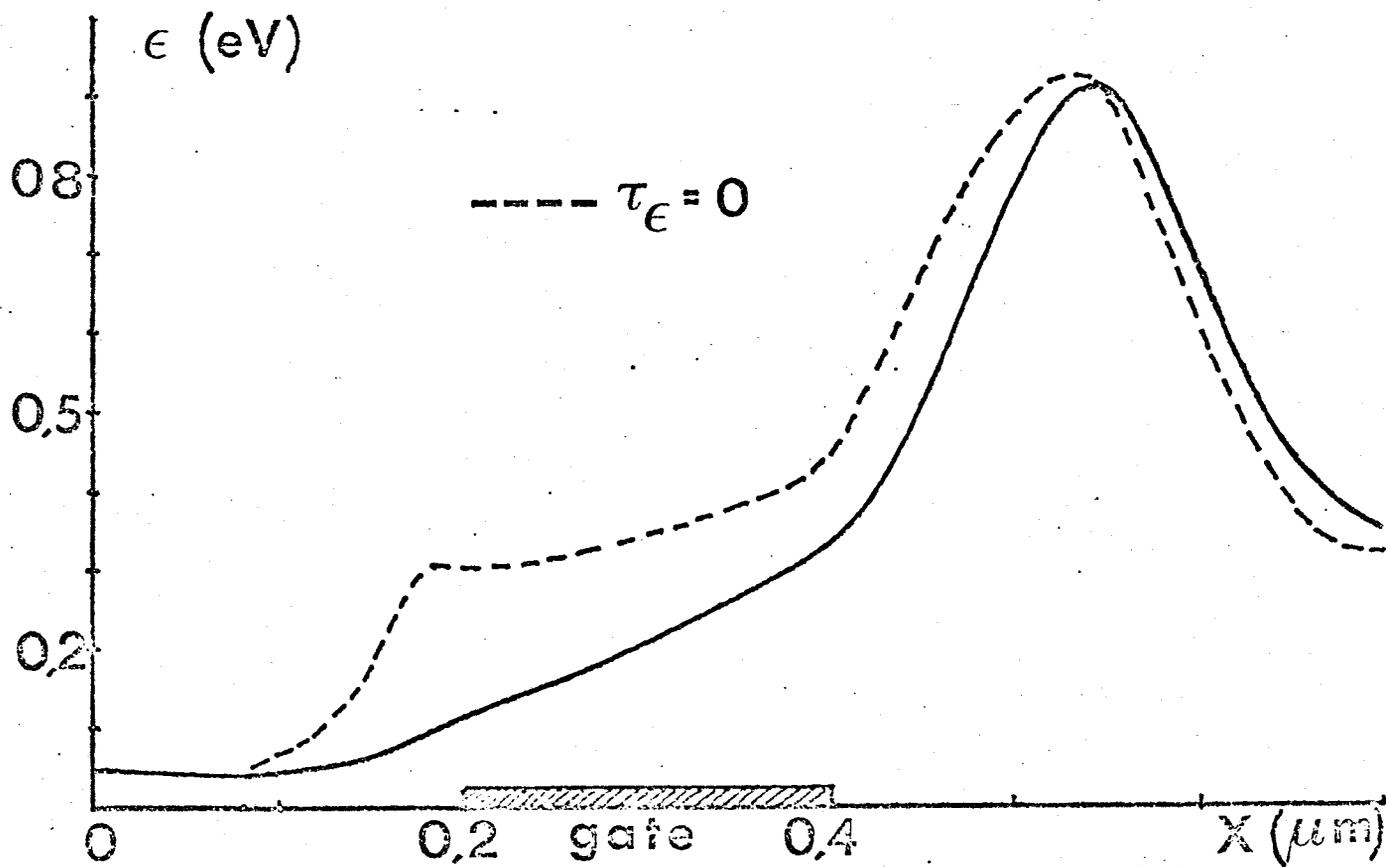


FIGURE 11

$A = 0,15 \mu$

$N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$

$V_{gs} = -0,65V$

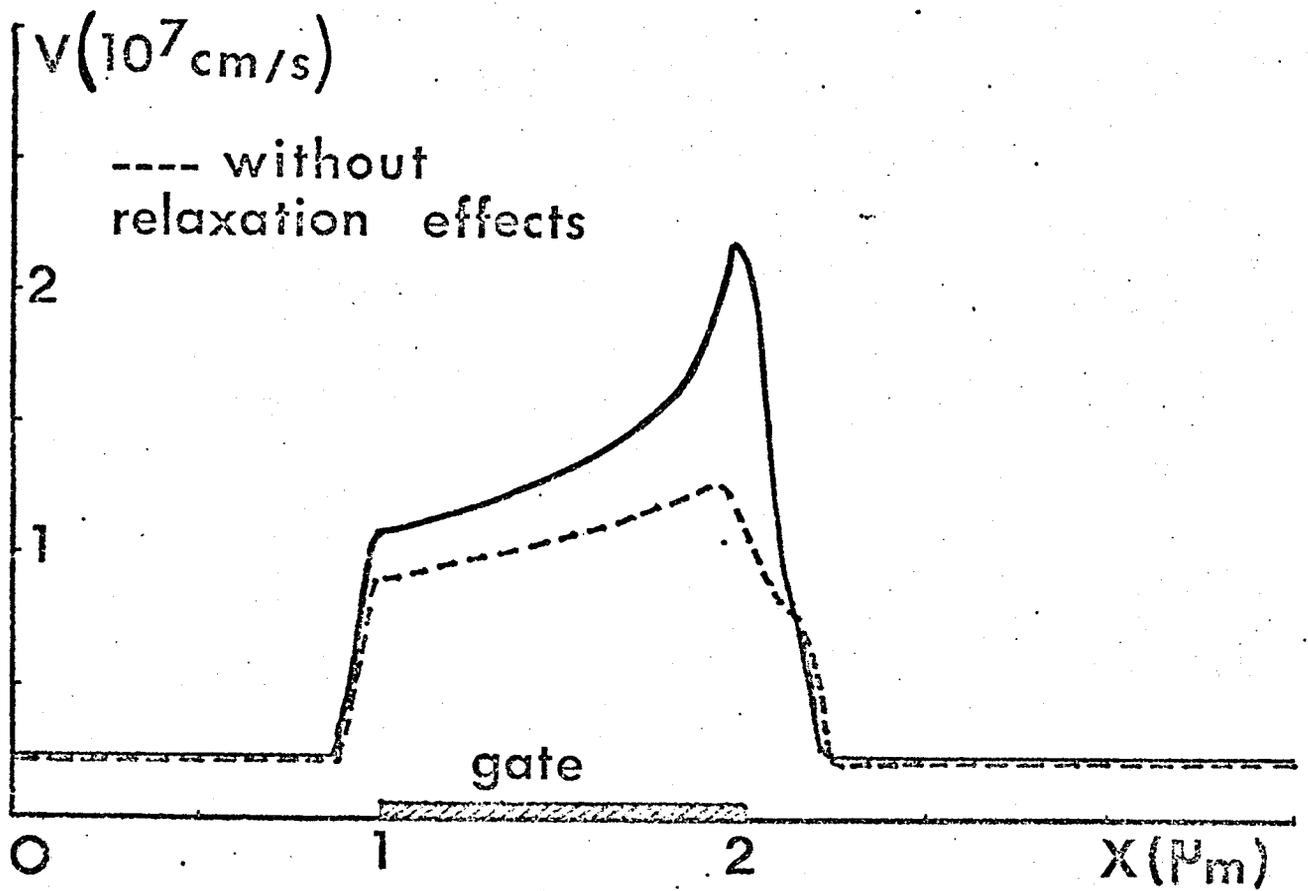


FIGURE 12

$A = 0,15 \mu$   
 $N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   
 $V_{gs} = -0,65 \text{ V}$

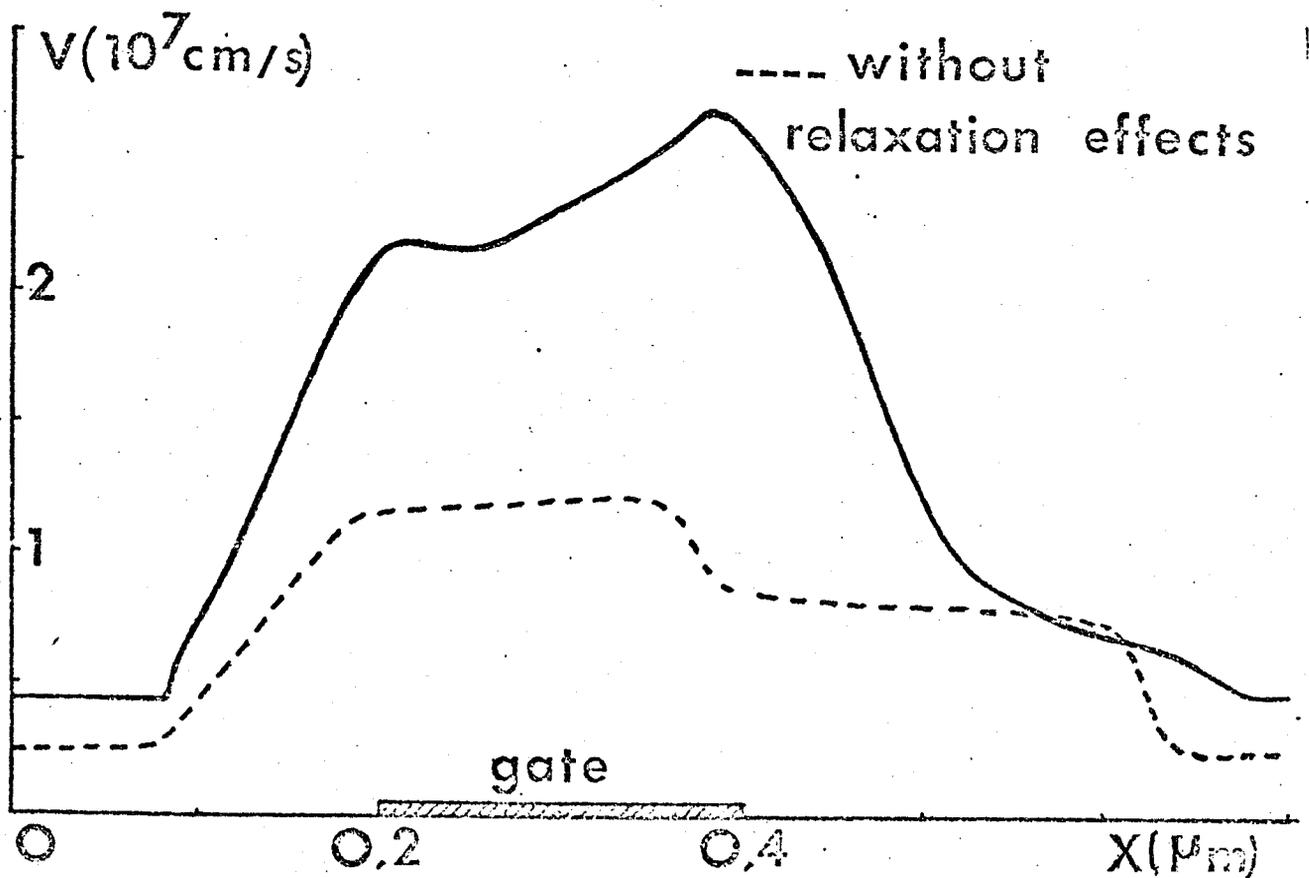


FIGURE 13

$A = 0,15 \mu; N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$   
 $V_{gs} = -0,65 \text{ V}$

Ces figures nous amènent à faire plusieurs remarques :

d'une manière générale, la vitesse non stationnaire (c'est à dire la vitesse réelle des porteurs) est plus importante que la vitesse qu'auraient les porteurs si les phénomènes non stationnaires n'étaient pas pris en compte (courbes pointillées).

Pour la structure  $1\mu$  il n'y a survitesse notable qu'à la sortie de la grille lorsque le champ électrique croît rapidement.

Par contre pour la structure  $0,2\mu$ , les effets non stationnaires sont tels que la vitesse moyenne des porteurs est doublée pendant presque tout leur transit sous la grille. Nous retrouvons ici le résultat principal de cette étude à savoir que la diminution de la longueur de grille augmente l'importance des effets de relaxation.

Nous avons également étudié l'influence de la tension de grille sur la dynamique des porteurs dans le TEC. La figure 14 représente les évolutions de la vitesse pour deux valeurs de la tension grille. Nous remarquons alors que si, pour  $|V_g| = 1,28$  V, la vitesse maximale est plus importante, elle reste en valeur moyenne inférieure à la vitesse obtenue pour  $V_{g_s} = 0$ .

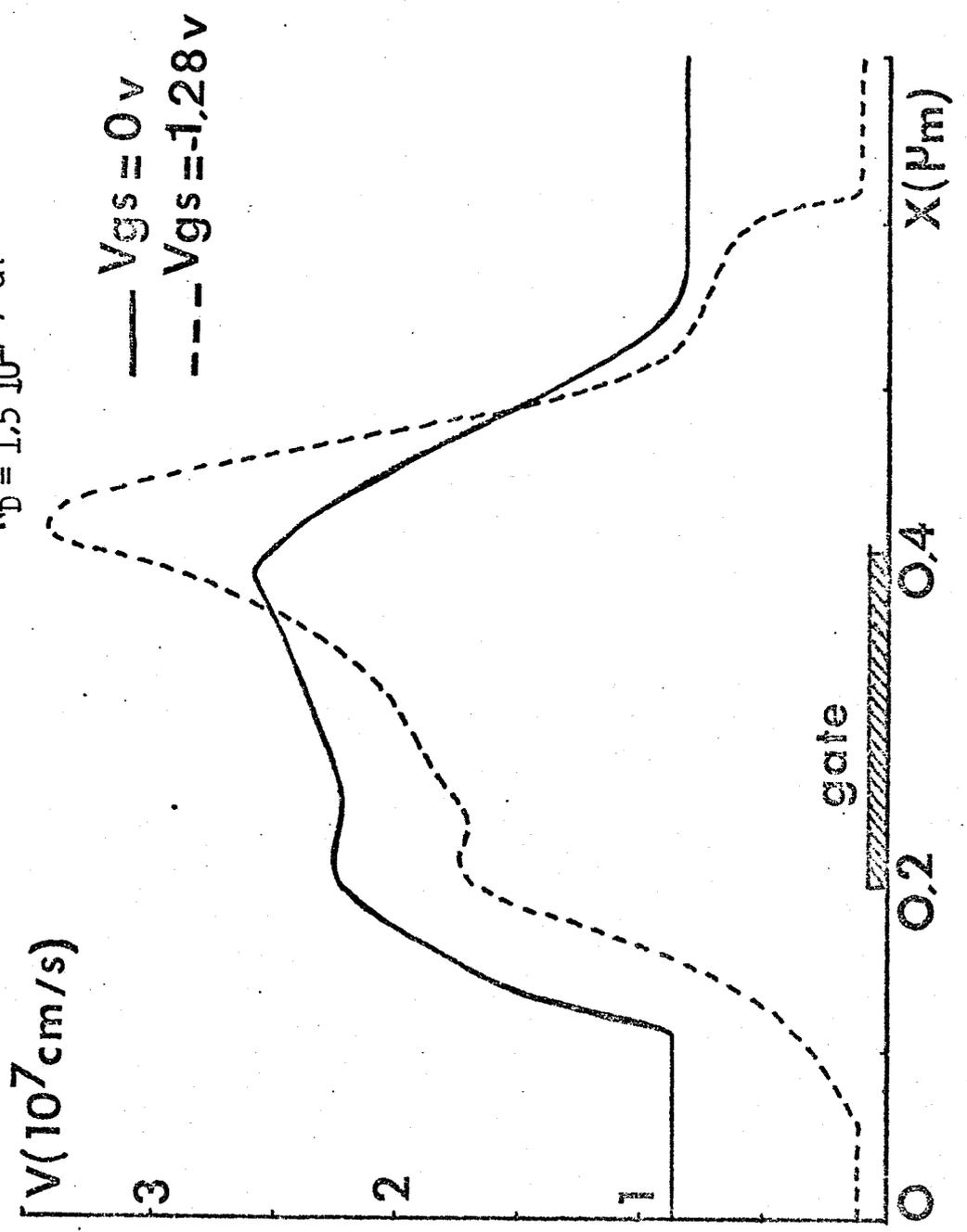
D'autre part les effets de bord sont plus importants quand  $|V_{g_s}|$  augmente et globalement le temps de transit des porteurs sous la grille augmente de façon non négligeable avec  $|V_{g_s}|$ . Les effets non stationnaires sont donc moins importants quand  $|V_{g_s}|$  augmente.

Néanmoins cette conclusion doit être étudiée plus précisément. En effet, une des principales lacunes de notre modèle est qu'il néglige l'influence du substrat, dont nous avons supposé la résistivité infinie. Or il n'en est rien et de nombreux travaux ont montrés l'influence du substrat sur les caractéristiques des TEC. Lorsque  $|V_{g_s}|$  augmente et que le canal se rétrécit il est probable que des porteurs transitent par le substrat, dont les propriétés (mobilité par exemple) peuvent être très différentes selon qu'il s'agit d'un buffer ou d'un semi-isolant compensé. L'introduction des effets de substrat, dans notre modèle permettra très prochainement de confirmer ou d'infirmier la conclusion précédente.

FIGURE 14

$A = 0.15 \mu$

$N_D = 1.5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$



## 233 L'aspect fréquentiel.

Lors de l'établissement du schéma petit signaux du TEC on montre facilement que les propriétés fréquentielles sont dépendantes de la transconductance  $g_m$  et de la capacité de grille  $c_g$  par :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_g}$$

En théorie classique (pas d'effet de bord ni de relaxation)  $g_m$  dépend peu de L et  $C_g$  est proportionnel à L ce qui fait que la fréquence de transition est proportionnelle à  $1/L$ .

La prise en compte des effets de bords et des phénomènes non stationnaires nous amènent à des conclusions quelque peu différentes.

La figure 15 représente, au fonction de la longueur de grille, la valeur de la transconductance et de la capacité de grille. Nous remarquons que la transconductance croît rapidement lorsque L diminue. Ceci constitue une conséquence directe de la prise en compte des effets non stationnaires. D'autre part la capacité de grille est bien une fonction linéaire de la longueur de grille mais lorsque L tend vers zéro, la capacité de grille tend vers une valeur finie due aux effets de bord qui existe toujours, même pour une grille quasi-punctuelle.

En ce qui concerne le rapport  $g_m/2\pi C_g$  le résultat fondamental est que ce rapport croît environ comme  $1/L$  (fig 16)  $\Rightarrow g_m/C_g = f(1/L)$ . Paradoxalement nous retrouvons le résultat classique mais pour des raisons différentes. Pour des longueurs de grille faibles, la capacité de grille garde une valeur importante due aux effets de bords mais la transconductance croît fortement à cause des effets de relaxation, et finalement le rapport  $g_m/2\pi C_g$  croît comme  $1/L$ .

## 234 L'optimisation du composant.

Nous pouvons maintenant nous demander comment les performances des TEC varient en fonction des paramètres A et  $N_D$ . En particulier nous avons étudié les variations de  $g_m$  et  $C_g$  avec  $N_D$  et A. Lorsque  $N_D$  et A varient la tension de pincement varie

$(W_{\infty} = \frac{qN_D A^2}{2})$  et nous avons choisi le critère de comparaison suivant

FIGURE 15

$$A = 0,15 \mu$$

$$N_D = 1,5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$$

$$Z = 150 \mu\text{m}$$

$$V_{gs} = 0 \text{ v}$$

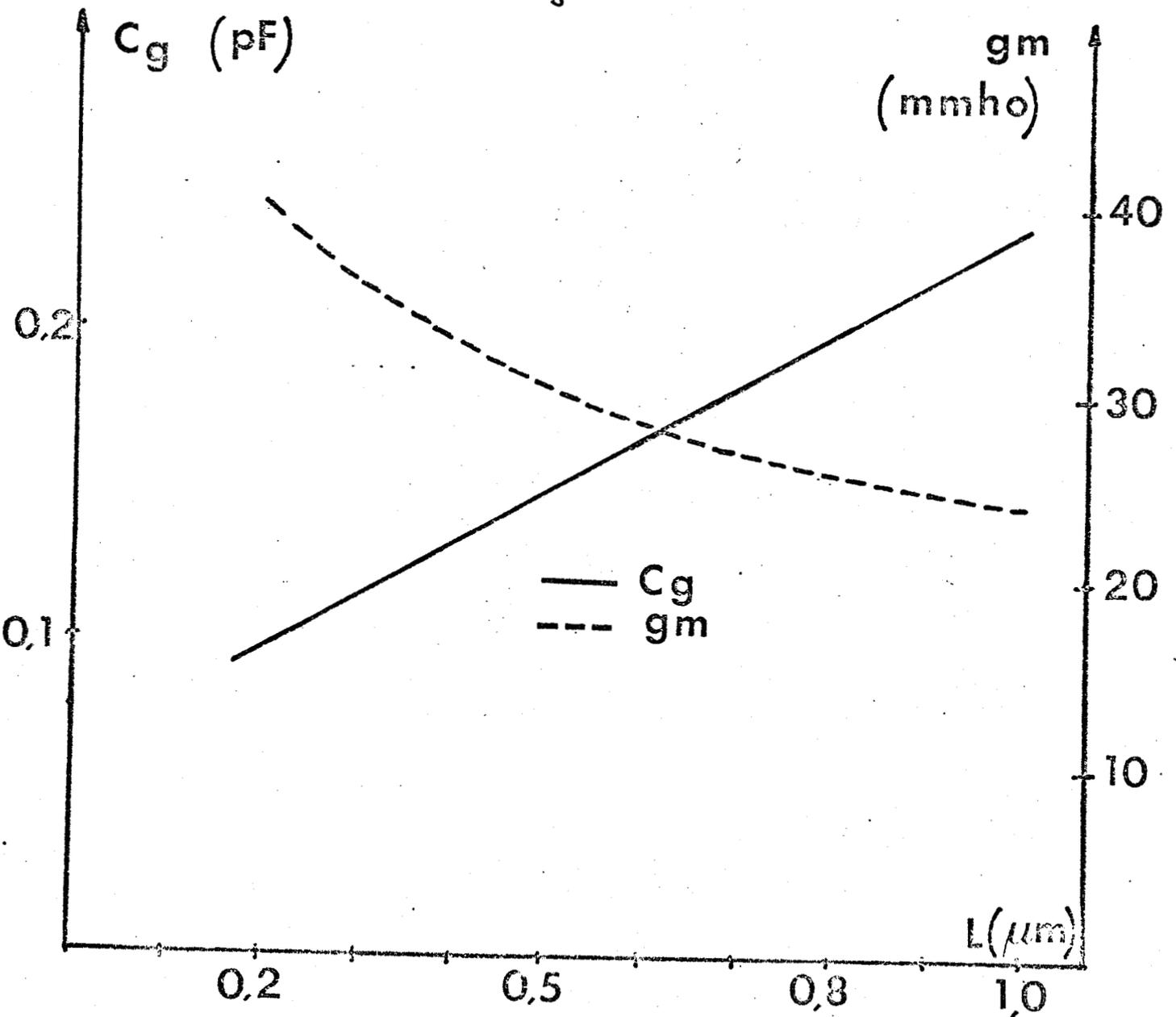
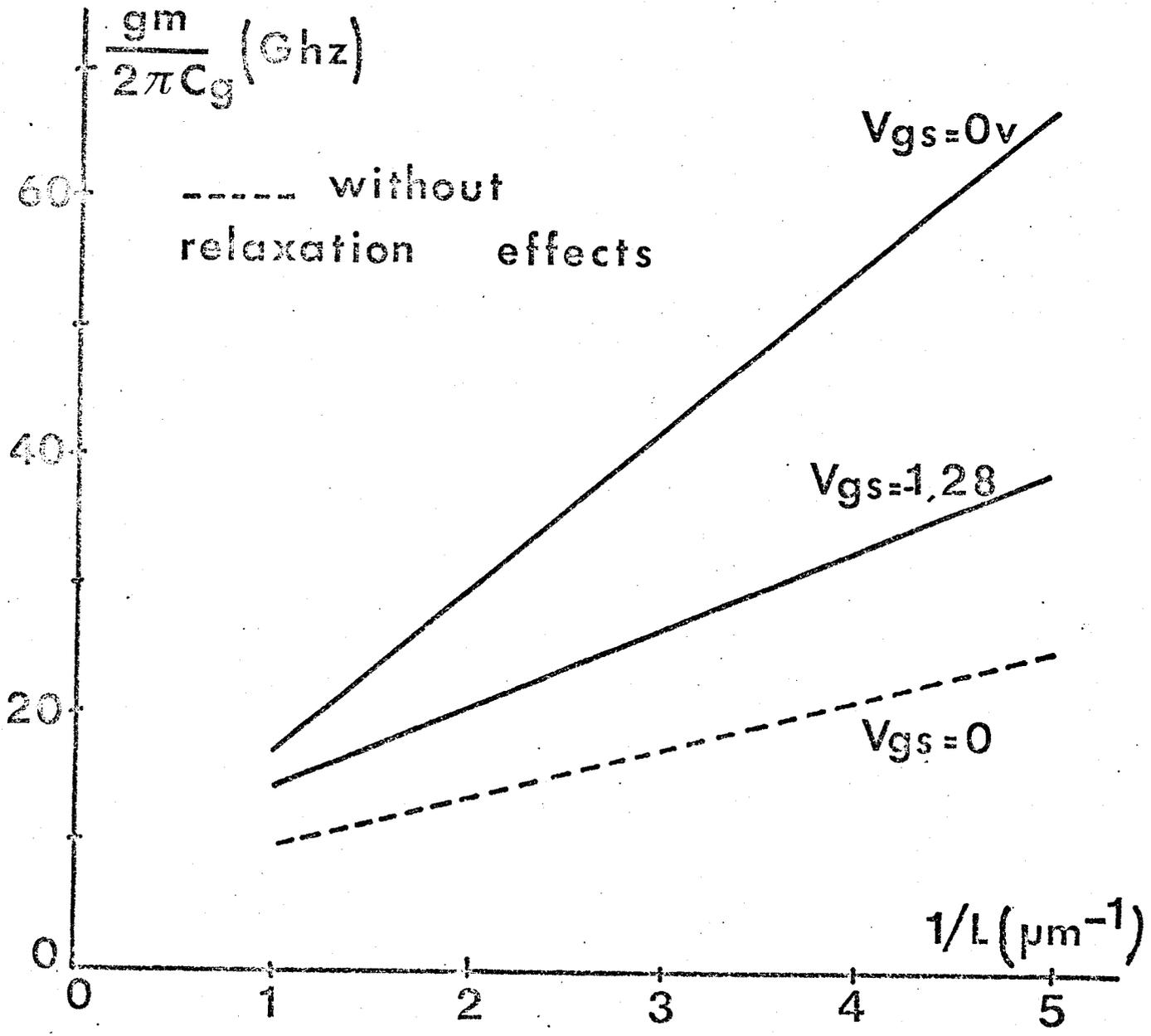


FIGURE 16

$A = 0.15 \mu$   
 $N_D = 1.5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$



$$V_{DS} = \text{constante}$$

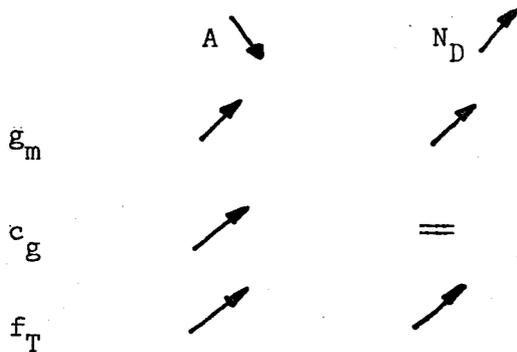
$$\left( \frac{V_{gs} + V_{bi}}{W_{oo}} \right) = \text{constante}$$

Ceci revient à se placer dans des conditions de pincement identiques.

. Nous avons globalement retrouvé les résultats de Pucel [1] à savoir :

- la capacité de grille dépend peu de  $N_D$ , et  $C_g$  croît quand  $A$  décroît
- la transconductance croît quand  $A$  diminue et croît quand  $N_D$  augmente
- en ce qui concerne la fréquence de transition elle suit les même variation que  $g_m$  savoir qu'elle croît avec  $N_D$  et croît quand  $A$  diminue

En résumé :



Nous en arrivons à la conclusion suivante que pour augmenter les performances fréquentielles à longueur de grille constante, il faut diminuer l'épaisseur  $A$  et augmenter le dopage  $N_D$ .

Néanmoins quand  $N_D$  atteint quelques  $10^{17}/\text{cm}^3$  le semi-conducteur se dégénère et la densité de porteur libre ne croît plus avec  $N_D$ . Ceci constitue une limitation. D'autre part lorsque  $A$  diminue la tension de pincement  $W_{oo}$ , proportionnelle à  $A^2$ , diminue fortement. Or la hauteur de la barrière Schottky,

qui est de l'ordre de 0,7 à 0,8 V va suffire pour pincer le canal à  $V_{gs}=0$  et les performances fréquentielles vont se dégrader. Il faudrait donc travailler en "Normally-off" ce qui n'est pas sans poser de problèmes technologiques et risque d'augmenter le bruit ramené par le composant.

### III - CONCLUSION

Nous avons développé un modèle simple tenant compte :

- des effets bidimensionnels de bord
- des effets de relaxation

Nous avons mis en évidence l'importance des effets non stationnaires quand la longueur de grille est inférieure à  $1\mu$ .

Notre modèle ne nécessitant que de courts temps calcul sur calculatrice de table 4P 9825 nous avons pu l'exploiter largement en vue d'optimiser le composant quant à ses performances fréquentielles. Néanmoins nous allons continuer à préciser ce modèle en y incorporant certains phénomènes fondamentaux comme l'influence du substrat et l'influence d'un gradient de mobilité transversale. D'autre part, nous envisageons également d'élaborer un programme de calcul qui nous permettra d'étudier l'influence des phénomènes non stationnaires sur le bruit ramené par le composant. Possédant depuis peu des composants à grille courte nous allons mener une étude expérimentale en étroite liaison avec l'étude théorique afin de vérifier précisément nos hypothèses de travail ainsi que les résultats de notre optimisation.

## ANNEXE

### FORMULATION ANALYTIQUE DES RÉSULTATS MONTE-CARLO

$$\text{On choisit } v(E) = \mu_0 \frac{\left(1 + \frac{v_S}{\mu_0 E_n} \left(\frac{E}{E_n}\right)^3\right)}{\left(1 + \left(\frac{E}{E_n}\right)^4\right)} \cdot E$$

$$\text{soit } v(E) = \mu'(E) \cdot E$$

$$\text{et } \epsilon = \epsilon_{th} + AE^2 u + (B+CE)(1-u)$$

$$E \text{ en kV/cm}$$

$$A = 5,310^{-3}$$

$$\epsilon \text{ en eV}$$

$$B = 0,21$$

$$u = 1 \text{ si } E \leq 7$$

$$\epsilon_{th} = 0,04 \text{ eV}$$

$$u = 0 \text{ si } E > 7$$

la fonction  $\epsilon = f(E)$  est inversible et nous aurons

$$\mu(\epsilon) = \mu'[f^{-1}(\epsilon)]$$

- le temps de relaxation de l'énergie est donné par

$$\tau_\epsilon(E) = \frac{80}{44+E^{2,2}} + 0,15 \quad E \text{ en kV/cm}$$

$\tau_\epsilon \text{ en pS}$

- le temps de relaxation de la vitesse est donné par

$$\tau_v(E) = \frac{2.4 + (E/70)^4}{1 + (E/70)^4} \quad \begin{array}{l} E \text{ en kV/cm} \\ \tau_v(E) \text{ en } 10^{-13} \text{ s} \end{array}$$

- le coefficient de diffusion est donné par

$$D = \frac{176 + 6.5(E)^{2.85} + 20\left(\frac{E}{3.7}\right)^{4.7}}{1 + (E/3.7)^{4.7}} \quad \begin{array}{l} E \text{ en kV/cm} \\ D \text{ en cm}^2/\text{s} \end{array}$$

- le temps de corrélation de la vitesse est donné par

$$\tau = \frac{22}{86 + E^{2.9}} + 0.01 \quad \begin{array}{l} E \text{ en kV/cm} \\ \tau \text{ en pS} \end{array}$$

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] PUCEL R.A, HANS M.A, STATZ H, "*Signal and noise properties of gallium arsenide microwave field effect transistors*", Electronics and electron physics, vol 38, 1975
- [2] REISER M, "*A two dimentionnal numerical FET model for DC, AC and large signal analysis*", IEEE on ED, vol ED20 n°1, january 1973
- [3] WARRINER R.A, "*Computeur simulation of gallium arsenide field-effect transistors using Monte-Carlo methods*", Solid state and Electron devices, vol 1, n°4, july 1977
- [4] HILL G, ROBSON P.N, MAJERFIELD A, "*Effects of ionised impurety scattering on the electron transit-time in Gd As and In P. FET's*", Elect. lett. vol 13, N°8, 14 th April 1977
- [5] "*Mathematical method for digital computers*", Wachpress EL. A. Ralston and H5 Wilf (Editors) John Wiley 1967 Ch. 10.

